

Sauerstoff in kühlen Sternen
und die
chemische Entwicklung der Galaxis

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Johannes Reetz
aus Hannover

München, den 6. November 1998

Erster Gutachter: Prof. Dr. T. Gehren
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. R. Bender
Tag der mündlichen Prüfung: 22. Februar 1999

für Andrea

Zusammenfassung

Sauerstoff ist als dritthäufigstes Element im Universum für die Altersbestimmung von Sternen und für die Erforschung der Entwicklung von Galaxien von herausragender Bedeutung. Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der *spektroskopischen* Bestimmung von Sauerstoffhäufigkeiten in der *Sonne* und in *massearmen*, zum Teil sehr alten *Feldsternen* in der *Umgebung der Sonne*. Die Ergebnisse unserer Analyse ermöglichen einen *genaueren* Einblick in die chemische Zusammensetzung des interstellaren Mediums zu unterschiedlichen Epochen. Anhand von Fe/O- und Mg/O-Häufigkeitsverhältnissen werden Nukleosynthesemodelle und Aspekte der chemischen und kinematischen Entwicklung der Galaxis diskutiert.

An der *Sonne* werden Sternentwicklungsmodelle, Modellatmosphären und Theorien zur Linienentstehung überprüft bzw. kalibriert. Die *absolute* solare Sauerstoffhäufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O})$, deren Bestimmung weder von dem verwendeten Photosphärenmodell, noch von der zugrundeliegenden Linienentstehungstheorie abhängen darf, ist für die Sternentwicklungszeitskala relevant und wird üblicherweise von Modellen zur chemischen Entwicklung als Standardhäufigkeit vorausgesetzt. Bisherige Analysen haben aber ergeben, daß die Sauerstoffhäufigkeit in der solaren Photosphäre von der mittleren Sauerstoffhäufigkeit im interstellaren Medium abweicht. Wir bestimmen die *absolute* Sauerstoffhäufigkeit der Sonne anhand von Fluß- und Intensitätsspektren und untersuchen Häufigkeitstrends, die sich bei Analyse der solaren OH A-X-Bande ergeben, schätzen Blendbeiträge zu [O I] 6300 und [O I] 6363 ab, untersuchen den NLTE-Effekt des O I 7773-Tripletts und analysieren infrarote OH-Rotationsbanden und OH-Rotations-Schwingungsbanden.

Der Beitrag der Ni I-Linie, die mit [O I] 6300 blendet, wird in der Literatur bislang unterschätzt, während der Blend der CN-Linie mit [O I] 6363 nur unsicher analysiert werden kann. Die verbotenen O I-Linien sind nicht in besonderer Weise geeignet zur Bestimmung der solaren Sauerstoffhäufigkeit. Mit einem *kalibrierten* NLTE-Modell für O I (s.u.) bestimmen wir aus dem O I 7773-Triplett eine für Fluß- und Intensitätsspektren *konsistente* NLTE-Häufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.79 \pm 0.05$, die mit den aus anderen Linien abgeleiteten Sauerstoffhäufigkeiten übereinstimmt. Der NLTE-Effekt des solaren O I 7773-Tripletts ist nicht vernachlässigbar: Eine LTE-Analyse des solaren O I 7773-Tripletts im Zentralintensitäts- bzw. Flußspektrum liefert eine ≈ 0.11 dex bzw. 0.16 dex *höhere* Sauerstoffhäufigkeit. Die Auswertung aller prominenten spektroskopischen Signaturen ergibt $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.80 \pm 0.06$. Dieser Wert ist 0.07 bzw. 0.13 dex kleiner als die von Grevesse *et al.* (1996) bzw. Anders und Grevesse (1989) angegebene solare Sauerstoffhäufigkeit, und er ist ≈ 0.1 dex größer als die von Meyer und Jura (1998) bestimmte *interstellare* Sauerstoffhäufigkeit. Das neu bestimmte solare O/Fe-Häufigkeitsverhältnis erfordert eine Erhöhung der theoretischen O/Fe-Verhältnisse im chemischen Entwicklungsmodell von Timmes *et al.* (1995) um +0.13 dex.

Bei Untersuchungen zum kinetischen Gleichgewicht von O I in kühlen Sternen werden üblicherweise die Wasserstoffstoßraten so skaliert, daß das Mitte-Rand-Verhalten des solaren O I 7773-Tripletts wiedergegeben wird. In der vorliegenden Arbeit betrachten wir zusätzlich *stellare* O I 7773-Triplettslinien und stellen insbesondere für F-Sterne und Unterriesen ($[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -1$) fest, daß die LTE-Häufigkeiten innerhalb der O I 7773-Tripletts Trends aufweisen, die nicht auf inadäquate Mikroturbulenzparameter zurückgeführt werden können. Die Häufigkeitstrends verschwinden vielmehr, wenn die Stoßquerschnitte geeignet skaliert werden. Anhand zahlreicher stellarer O I 7773-Tripletts stellen wir fest, daß Wasserstoffstöße (im Zusammenhang mit den von uns vorausgesetzten Elektronenstoßraten) vernachlässigt werden können. Der entsprechende NLTE-Effekt kann ≈ 0.3 dex betragen. Nicht berücksichtigte NLTE-Effekte können bei Sternen mit $T_{\text{eff}} > 6000$ K und $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.4$ erhebliche Diskrepanzen zwischen $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{6300}$ hervorrufen. LTE-Häufigkeitsanalysen können zur Überschätzung von $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ im Übergangsbereich zwischen dicker und dünner Scheibe führen.

Die *differentielle Analyse* der OH A-X-Banden (10 Sterne), [O I] 6300-Linien (18 Sterne) und der O I 7773-Triplets (83 Sterne) wurde mit *spektroskopisch* bestimmten Stellarparametern von Fuhrmann (1998a) bzw. Effektivtemperaturen und Metallizitäten von Axer *et al.* (1995) durchgeführt. Im Gegensatz zu den Ergebnissen anderer Arbeiten stellen wir fest, daß die metallreichen Sterne ($[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -0.1$) aus der Stichprobe im Mittel ein solares O/Fe-Verhältnis aufweisen. Dabei ist kein *signifikanter* Trend zu erkennen. Bereits ab $[\text{Fe}/\text{H}] < -0.1$ nimmt [O/Fe] bei abnehmender Eisenhäufigkeit zu und erreicht bei $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -0.7$ Werte im Bereich von 0.4 ... 0.7 dex. Sterne mit $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -0.7$ erreichen Überhäufigkeiten von $[\text{O}/\text{Fe}] \approx 0.4 \dots 0.8$, die im Bereich $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -0.7 \dots -1.4$ deutlich stärker streuen. Für $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.5 \dots -2.3$ ermitteln wir $[\text{O}/\text{Fe}] \approx 0.6 \dots 0.8$ mit einem geringfügigen Trend von $\frac{\Delta[\text{O}/\text{Fe}]}{\Delta[\text{Fe}/\text{H}]} \approx -0.18 \pm 0.05$. Für 13 Halosterne aus der Stichprobe mit $[\text{Fe}/\text{H}] < -1.5$ bestimmen wir eine mittlere Überhäufigkeit von $[\text{O}/\text{Fe}] = 0.64 \pm 0.15$. Das chemische Entwicklungsmodell von Timmes *et al.* (1995) gibt die über der [Fe/H]-Skala aufgetragene [O/Fe]-Verteilung nicht zufriedenstellend wieder, obwohl bei dem Vergleich eine Korrektur der theoretischen [O/Fe]-Kurve um 0.13 dex berücksichtigt worden ist.

Von 17 Sternen wurden sowohl die [O I] 6300-Linie als auch das O I 7773-Triplett ausgewertet. Dabei sind keine *systematischen* Diskrepanzen zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ festzustellen. Übereinstimmungen ergeben sich insbesondere bei Sternen, die unter Verwendung der Effektivtemperaturen von Fuhrmann (1998a) analysiert worden sind – diesen Befund werten wir als Bestätigung der aus Balmerlinienprofilen bestimmten Effektivtemperaturen.

Diskrepanzen zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ bleiben auch nach einer Korrektur der zunächst verwendeten Stellarparameter von Axer *et al.* (1995) bestehen. Bei vier Sternen, die mit Stellarparametern von Fuhrmann (1998a) analysiert worden sind, deutet sich ein Trend zunehmender Differenzen ($[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} - [\text{O}/\text{H}]_{7773}$) bei abnehmender Metallizität an. Ein solcher Trend wäre zu erwarten, wenn die unbekannte UV-Opazität (bei $\approx 3150 \text{ \AA}$) metallizitätsabhängig ist. Aufgrund der erheblichen Temperaturabhängigkeit können die Differenzen auch auf Fehler der Effektivtemperaturen ($\lesssim 100 \text{ K}$) bzw. der zugrundeliegenden Temperaturschichtungen zurückgeführt werden. Eine *signifikante* Systematik läßt sich aus den vorliegenden Ergebnissen nicht ableiten.

Vergleicht man [Fe/O] und [Mg/O] mit den kinematischen Eigenschaften der Sterne auf der [O/H]-Skala, dann können Halo, dicke und dünne Scheibe voneinander unterschieden werden: Die Sauerstoffhäufigkeit erreicht im Halo Werte bis zu einer oberen Grenze von $[\text{O}/\text{H}] \approx -0.6$ dex, wobei das Mg/O-Verhältnis ≈ 0.2 dex kleiner ist als in der Sonne. Letzteres steht im Einklang mit Nukleosynthesemodellen für Typ II Supernovae mit massereichen Vorläufern ($M > 30 M_{\odot}$, Nomoto *et al.* 1997a). Sterne, die aufgrund ihrer Kinematik *und* ihrer solaren Fe/O-Verhältnisse zur dünnen Scheibe zählen, haben Sauerstoffhäufigkeiten im Bereich von $[\text{O}/\text{H}] \approx -0.4 \dots 0.5$. Die dünne Scheibe kann auf der [Fe/H]-Skala besser von der dicken Scheibe bzw. dem Halo getrennt werden als auf der [O/H]-Skala. Obwohl anzunehmen ist, daß die von uns untersuchte Stichprobe nicht repräsentativ ist, ermitteln wir für die jeweiligen Populationen mittlere *U*-, *V*- und *W*-Geschwindigkeitskomponenten und Geschwindigkeitsdispersionen, die in der Literatur ebenfalls für den Halo, die dicke und die dünne Scheibe angegeben werden.

Die Verteilung der radialen Geschwindigkeitskomponenten *U* enthält – über der [O/H]-Skala aufgetragen – bei $[\text{O}/\text{H}] \approx -1$ eine auffällige Signatur, die als Hinweis darauf gewertet werden könnte, daß sich Sterne aus einer jüngst akkretierten Zwerggalaxie oder aus einem jüngst fragmentierten Kugelsternhaufen in der Nähe der Sonne befinden.

Inhalt

1	Einleitung	1
2	Theoretische und methodische Grundlagen	11
2.1	Photosphärenmodelle	12
2.1.1	Halb-empirische Modelle	14
2.1.2	Theoretische Photosphären	15
2.2	Spektrumsynthese	21
2.2.1	Vorbereitung der Partialdruckstruktur	21
2.2.2	Strahlungstransport	22
2.2.3	Opazität	23
2.2.4	Intensitäten und Flüsse	24
2.2.5	Die <i>wahre</i> Quellfunktion bei Blendrechnungen	24
2.2.6	NLTE-Korrektur von Linienopazität und Quellfunktion	26
2.2.7	Skalierung der Partialdrücke	27
2.3	Differentielle Spektralanalyse	30
3	Die solare Sauerstoffhäufigkeit	35
3.1	Häufigkeitsindikatoren für Sauerstoff	36
3.2	Untersuchungen zur solaren Sauerstoffhäufigkeit	40
3.3	Analyse von [O I] 6300 und [O I] 6363	44
3.3.1	Oszillatorenstärken der [O I]-Linien	45
3.3.2	[O I] 6300 und Ni I (246)	48
3.3.3	[O I] 6363 und CN (10,5) Q ₂ (26)	55
3.3.4	Untersuchungen anderer Autoren	59
3.4	Analyse der infraroten OH-Banden	63
3.4.1	OH-Rotationsbanden bei 12 μ m	63
3.4.2	Rotations-Schwingungsbanden bei 3 μ m	74
3.5	Die solaren OH A-X-Banden	78
3.5.1	Das ultraviolette solare Referenzspektrum	84
3.5.2	Bestimmung astrophysikalischer Linienparameter im nahen UV	86

3.5.3	Zuverlässigkeit angepaßter OH-Linienoszillatorenstärken	91
3.5.4	Vergleich mit Nissen <i>et al.</i> (1994)	94
3.5.5	Photosphärische Sauerstoffhäufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OHA-X})$	95
3.6	Analyse von O I 7773 und O I 8446	100
3.6.1	Oszillatorenstärken	104
3.6.2	Mitte-Rand-Variation und Vergleich der O I-Einzelinienhäufigkeiten	104
3.6.3	Stoßdämpfungsparameter C_4 - und C_6 -Werten	108
3.6.4	Vergleich mit der Literatur	112
3.7	Das solare O/Fe-Verhältnis	122
4	NLTE-Rechnungen für Sauerstoff in kühlen Sternen	127
4.1	Kinetisches Gleichgewicht	128
4.1.1	Strahlungsprozesse	130
4.1.2	Stoßprozesse	131
4.2	Parameterstudien	134
4.3	Skalierung der Stoßraten	138
4.4	Zusammenfassung	143
5	Spektroskopische Beobachtungen	145
5.1	Allgemeines zu Beobachtung und Datenreduktion	145
5.1.1	Verwendete Spektrographen	147
5.1.2	Objekt- und Kalibrationsaufnahmen	149
5.1.3	Standard-Datenreduktion	151
5.1.4	Instrumentenverbreiterung	153
5.2	Beobachtungen von O I 7773 ($\lambda\lambda$ 7730... 7800 Å)	155
5.3	Beobachtungen von [O I] 6300 ($\lambda\lambda$ 6270... 6330 Å)	159
5.3.1	Besonderheiten bei Beobachtung und Datenreduktion	160
5.3.2	Diskussion unserer [O I] 6300-Spektren	167
5.3.3	Beobachtungsbedingte Unsicherheiten	171
5.4	Beobachtungen der UV-Hydridbanden ($\lambda\lambda$ 3100... 3500 Å)	174
5.4.1	Beobachtungsdurchführung	175
5.4.2	Behandlung von Streulicht	177
5.4.3	Photometrische Kalibration	184
5.4.4	Wellenlängenkalibration	186

5.5	Radialgeschwindigkeiten	189
6	Die Sauerstoffhäufigkeit in metallarmen F- und G-Sternen	195
6.1	Stellare Parameter	196
6.2	Analysen des O I 7773-Tripletts	202
6.2.1	Messung der Äquivalentbreiten	202
6.2.2	Ergebnisse der differentiellen NLTE-Analyse	204
6.2.3	Halb-empirische Überprüfung des NLTE-Modells	207
6.2.3.1	Mikroturbulenz	210
6.2.3.2	Instrumentelles Streulicht	213
6.2.3.3	Subjektive Momente bei der Äquivalentbreitenmessung	213
6.2.3.4	Granulations- bzw. Inhomogenitätseffekte	215
6.2.3.5	Stellarparameter und LTE-Häufigkeitstrends	217
6.2.3.6	Erklärung für LTE-Häufigkeitstrends $m_{\varepsilon(\text{LTE})}$	219
6.2.3.7	Modellinsuffizienzen und Korrekturansatz	222
6.2.4	Einfluß der stellaren Parameter auf $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ bzw. $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$	226
6.2.5	Vergleich mit der Literatur	228
6.2.6	Zusammenfassung	230
6.3	Analysen der [O I] 6300-Linie	231
6.3.1	Methode der Analyse	233
6.3.2	Diskussion und Vergleich mit $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$	233
6.3.3	Zusammenfassung	238
6.3.4	Doppelsterne	238
6.4	Analysen der ultravioletten OH A-X-Bande	240
6.4.1	Methode der Häufigkeitsbestimmung	242
6.4.2	Ergebnisse für $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$	249
6.4.3	Fehlerbetrachtung	250
6.4.3.1	Einfluß der stellaren Parameter	250
6.4.3.2	Unsicherheit der astrophysikalischen f -Werte	252
6.4.3.3	Instrumentenprofil und Kontinuumsfestlegung	253
6.4.4	Vergleich von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$	254
6.4.5	Vergleich mit der Literatur	260
6.4.6	Die $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ -Verhältnisse von HD 140283 und HD 74000	263

6.4.7	Zusammenfassung	270
6.5	Diskussion der indikatorspezifischen Sauerstoffüberhäufigkeiten	272
6.5.1	Abhängigkeit von Stellarparametern	272
6.5.2	Zur Frage der adäquaten Eisenhäufigkeitsindikatoren	274
6.5.3	Metallizitätsabhängiger Trend der Sauerstoffüberhäufigkeiten	275
7	Chemische Entwicklung der Galaxis und Nukleosynthese	279
7.1	Chemische Entwicklung und Kinematik	285
7.2	[O/Fe]-Trends und Nukleosynthese	292
7.3	Zusammenfassung	297
A	Diatomare Moleküle	299
A.1	Chemisches Gleichgewicht	300
A.2	Zustandssummen	301
A.3	Partialdrücke	302
A.4	Moleküllinienentstehung	303
A.5	Linienpositionen und Anregungsenergien	304
A.6	Relative Linienoszillatorenstärken	304
B	Linienverbreiterung	307
B.1	Strahlungsdämpfung	308
B.2	Druckverbreiterung	309
B.2.1	Quadratischer Starkeffekt (C_4)	309
B.2.2	Van der Waals-Verbreiterung (C_6)	310
B.3	Thermische Linienverbreiterung	311
B.4	Mikro-Makroturbulenz	312
B.5	Rotationsverbreiterung	313
C	Vergleich von $[O/H]_{7773}$, $[O/H]_{6300}$ und $[O/H]_{OH}$ mit Literaturwerten	315
D	Synthetische und beobachtete OH A-X-Banden	321
E	Untersuchungen von Ni I-Multipletts	331
F	Reanalyse publizierter Äquivalentbreiten von solaren Häufigkeitsindikatoren	333
F.1	[O I] 6300,6363	333

F.2 O17773-Triplett	333
Physikalische Größen und Symbole	335
Dank	339
Glossar	341
Literatur	352
Abbildungsverzeichnis	359
Tabellenverzeichnis	363
Sachverzeichnis	365

1. Einleitung

Sauerstoffhäufigkeit und Altersbestimmung

Sauerstoff trägt als dritthäufigstes Element im Universum wesentlich zur Opazität im Inneren der Sterne bei. Entsprechend hängen auch die stellaren Zustandsgrößen, Effektivtemperatur und Oberflächenschwerebeschleunigung ($\log g$) bei gegebenem Sternalter von der Sauerstoffhäufigkeit ab. Sauerstoff ist außerdem in Sternen mit mehr als einer Sonnenmasse bzw. einer Zentraltemperatur von $T_c \gtrsim 10^8$ K für den Anteil der im Rahmen des CNO-Zyklus¹ umgesetzten nuklearen Energie relevant und beeinflusst somit die nukleare Entwicklungszeitskala. Der innere Aufbau und die Entwicklung von Sternen hängen also vom Sauerstoffanteil des interstellaren Mediums zum Zeitpunkt der Sternbildung ab. Wie VandenBerg (1985) zeigt, verringert sich das Alter von Kugelsternhaufen um $\approx 2 \cdot 10^9$ Jahre, wenn das O/Fe-Häufigkeitsverhältnis dreimal so groß ist wie in der Sonne.¹ Die präzise Altersbestimmung eines Sterns setzt also die Kenntnis der Häufigkeit von Sauerstoff in Relation zu Wasserstoff, Helium und anderen Metallen zum Zeitpunkt der Sternentstehung voraus.

Vorstellungen zur Entstehung der Galaxis

Nach der klassischen Vorstellung von Eggen *et al.* (1962) entwickelte sich die Galaxis aus einer Plasmawolke, die sich infolge von Dichteschwankungen einige zehn Millionen Jahre nach dem Urknall bildete. Die Entwicklung dieser protogalaktischen Wolke zu einer morphologisch, kinematisch und stofflich ausdifferenzierten Spiralgalaxie mit einer gasarmen, sphäroidischen Halo-Komponente, einer galaktischen Scheibe, die reich an Staub, Gas und jungen Sternentstehungsgebieten im Bereich der Spiralarms ist, sowie des zentralen *Bulges*, wirft zahlreiche Fragen auf, wobei die Vorstellung, daß sich die Galaxis allein aus einer Gaswolke entwickelte, selbst in Frage gestellt wird (siehe Übersichtsartikel von Freeman 1996). Neben dem Bild einer kollabierenden Gaswolke wurden auch Vorstellungen von einer hierarchischen Bildung der Galaxis entwickelt, die davon ausgehen, daß sich die Galaxis durch Akkretion von masseärmeren, gasreichen Zwerggalaxien oder Teilen davon, bildete (z.B. Searle und Zinn 1978). Es gibt beobachtete Hinweise darauf, daß die Galaxis sich auch gegenwärtig Zwerggalaxien oder Sternsysteme aus anderen Galaxien einverleibt (Majewski 1993; Majewski *et al.* 1997). Ein Beispiel eines in jüngerer Zeit beobachteten Akkretionsvorgangs ist die Sagittarius-Zwerggalaxie, die durch Gezeitenkräfte gestört wird und Teile an die Galaxis abgibt (Ibata *et al.* 1994).

In der vorliegenden Arbeit untersuchen wir einen wichtigen Aspekt der chemischen Entwicklung der Galaxis, nämlich die Anreicherung des interstellaren Mediums mit Sauerstoff und studieren den Zusammenhang zwischen den in Halo- und Scheibensternen gemessenen Fe/O- und Mg/O-Häufigkeitsverhältnissen und den kinematischen Eigenschaften der Sterne. Zu diesem Zweck bestimmen wir die Sauerstoffhäufigkeiten von massearmen Feldsternen ($\approx 1 M_{\odot}$) aus der Umgebung der Sonne ($d \lesssim 250$ pc).

Eggen *et al.* (1962) fanden eine Korrelation zwischen chemischen und kinematischen Eigenschaften von Feldsternen in der Nähe der Sonne. Sterne mit geringer \triangleright Metallizität² haben im Mittel

¹[O/Fe] ist das *stellare* Verhältnis von Sauerstoff- zu Eisenhäufigkeit bezogen auf das entsprechende *solare* Häufigkeitsverhältnis (auf der logarithmischen Skala; siehe S. 335).

²Begriffe, die mit der Markierung " \triangleright " versehen sind, werden im Glossar erläutert. Definitionen zu den physikalischen

kleine galaktische Rotationsgeschwindigkeiten. Die Streuung der galaktischen Geschwindigkeiten metallarmer Sterne (Geschwindigkeitsdispersion) korrespondiert mit der Virialtemperatur der protogalaktischen Wolke (Gilmore *et al.* 1989, S. 594ff). Nach Eggen *et al.* (1962) kollabierte der Gasanteil der Proto-Galaxie auf einer dynamischen Zeitskala von einigen 10^8 Jahren und bildete die dünne rotierende Scheibe. Ein Kollaps zur Scheibe erfolgt bei einer kontrahierenden, gleichzeitig rotierenden Gaskugel fast zwangsläufig, weil sich ab einer gewissen Verdichtung, Schwerebeschleunigung und Zentrifugalbeschleunigung senkrecht zur Drehachse kompensieren, während die Gravitationskraft in achsialer Richtung dominant bleibt. Möglich war der Kollaps nur, weil genügend Virialenergie abgeführt werden konnte, und dies ist eigentlich nur in Form von dissipativen Stößen zwischen Gasteilchen und effizienten Abstrahlungsprozessen vorstellbar (dissipativer Kollaps). Außerdem dürfte der zunächst auf einer dynamische Zeitskala stattfindende Kollaps mit einem Anwachsen der Sternentstehungsrate einhergegangen sein. Im Zusammenhang mit der Sternentstehung dürfte es durch Supernova-Explosionen zu einer Aufheizung der Gaskomponenten und dementsprechend zu einer Verzögerung des Kollaps gekommen sein (Silk 1985), was die Sternbildungsrate wiederum verminderte. Aufgrund dieser Selbstregulation wird sich der Kollaps der Protogalaxis und die Bildung der Scheibe im Vergleich zur dynamischen Freifallzeitskala ($\tau_{\text{FF}} < 10^9$ Jahre) um $\approx 4 \cdot 10^9$ Jahre verzögert haben (Burkert *et al.* 1992).

Daß Kühlung des protogalaktischen Gases stattgefunden haben muß, läßt sich an der beobachteten Geschwindigkeitsdispersion in der dünnen Scheibe ablesen. Diese beträgt nämlich lediglich $\approx 20 \text{ km s}^{-1}$ (s. Tab. 7.1 auf S. 297). Junge Sterne, die in der Scheibe entstanden sind, rotieren nahezu auf Kreisbahnen um das Galaktische Zentrum. Die Geschwindigkeitsdispersion in Richtung zum Galaktischen Zentrums sowie senkrecht zur Scheibe ist deutlich geringer als im Halo. Haloesterne sind früh aus der protogalaktischen Gaswolke kondensiert und verteilen sich innerhalb einer Sphäre, wobei die später entstandene Scheibe quasi durchdrungen wird. Als Gesamtheit rotiert der Halo nicht um das Galaktische Zentrum. Die einzelnen Sterne bewegen sich auf Rosettenbahnen mit großen Bahnexzentrizitäten. Die Geschwindigkeitsdispersion im Halo beträgt größenordnungsmäßig $\sigma \approx 100 \text{ km s}^{-1}$. Dies entspricht einer Virialtemperatur der protogalaktischen Gaswolke von $T \approx 10^6 \text{ K}$ (Gilmore *et al.* 1989). Die Wechselwirkungsquerschnitte für dissipative Sternkollisionen sind zu klein, um die für den Kollaps notwendige Energieabfuhr zu gewährleisten. Deshalb ist es unwahrscheinlich, daß in der frühen Phase der Galaxis eine große Anzahl von Sternen entstanden sind, durch die ein Großteil des interstellaren Gases für lange Zeit gebunden worden wäre (vgl. Gilmore *et al.* 1989). Eine massive und sehr frühe Sternbildung hätte die Ausbildung einer Scheibe verhindert.

Die verschiedenen, zum Teil sehr komplexen Prozesse,³ die zu den heute beobachteten chemischen und dynamischen Eigenschaften der Galaxis führten, versucht man u.a. im Rahmen von chemodynamischen Modellen zu beschreiben, die insbesondere die erwähnte selbstregulierte Sternentstehung berücksichtigen (z.B. Samland *et al.* 1997).

Die Korrelation zwischen Metallizität und galaktischer Rotationsgeschwindigkeit, aber auch der anderen beiden Geschwindigkeitskomponenten, ermöglicht die Verknüpfung von chemischen und kinematischen Merkmalen. Ausgehend von der Vorstellung, daß die chemischen Zusammensetzungen einzelner Populationen allenfalls unmaßgeblich durch Verschmelzungsprozesse beeinflusst worden sind, können wir einen (nicht-linearen) Zusammenhang zwischen der Anreicherung eines als Chronometer geeigneten Metallizitätsindikators und der Zeit herstellen. Die chemische Entwicklungszeitskala, also die Zeitskala auf der sich das interstellare Medium mit Metallen anrei-

Symbole und Notationen, wie z.B. [O/H], können auf S. 335 ff nachgeschlagen werden.

³Z.B. zeitliche und räumliche Entwicklung von Sternentstehungsraten, Anfangsmassenverteilungen, Einfall von primordialem intergalaktischem Gas nach Bildung der Scheibe, galaktische Winde, gravitative Wechselwirkung mit anderen Protogalaxien, Evaporation von Sternhaufen und Akkretion von Sternsystemen und Molekülwolken.

cherte, kann zur Überprüfung der dynamischen Zeitskala herangezogen werden. Die Zeitspanne, innerhalb der die Protogalaxie unter Bildung weiterer Unterstrukturen kollabierte, läßt sich also untersuchen, indem die Chronologie der Anreicherung des interstellaren Mediums mit spezifischen Produkten der stellaren Nukleosynthese nachvollzogen wird. Als Chronometer für die frühe Phase der Galaxienentstehung können massereiche Sterne in Betracht kommen, die sich innerhalb weniger Millionen Jahren soweit entwickelt haben, daß sie schließlich als Supernovae vom Typ II umfangreiche Mengen nuklear prozessierten Materials – darunter vor allem Sauerstoff und Magnesium, aber auch Eisen – freisetzen und das interstellare Medium nach und nach mit schweren Elementen in ganz spezifischen Mischungsverhältnissen anreicherten. Die SN II-Rate, die anhand von Sauerstoffhäufigkeiten eingegrenzt werden kann, ist ein Indikator für die Sternentstehungsrate.

Wenn es gelänge, separate Stichproben mit unentwickelten massearmen Sterne aus Raumgebieten weit über der galaktischen Scheibe zu beobachten *und* die kinematischen und chemischen Eigenschaften *präzise* zu bestimmen, dann wäre man auf dem Weg zu einem differenzierten Verständnis von Struktur und Entwicklung der Galaxis ein beträchtliches Stück weiter. Sternzählungen sind zwar bis in hohe galaktische Breiten durchgeführt worden und liefern u.a. Hinweise auf die Existenz einer dicken Scheibe (Wyse und Gilmore 1995; Beers und Sommer-Larsen 1995), aber die Bestimmung von Stellarparametern und Elementhäufigkeiten beschränkt sich bei unentwickelten Sternen im Abstand mehrerer kpc von der Sonne auf Spektralklassifikation, Farbenhelligkeitsmessungen und allenfalls spektrophotometrische Untersuchungen (z.B. Jones *et al.* 1995), die hinsichtlich der Fragestellungen zur chemischen Entwicklung der Galaxis möglicherweise keine hinreichend genaue Bestimmung von Elementhäufigkeiten und Sternalter garantieren.

Notwendigkeit der Analyse naher Feldsterne

Die Bestimmungen der chemischen Zusammensetzung unentwickelter Sternen in großen Skalenhöhen ($z \gg 100$ pc) sind relativ unsicher und werden den Genauigkeitsanforderungen einer detaillierten Beschreibung der chemischen Entwicklung der Galaxis nicht gerecht. Um ein differenzierteres Bild von den chemischen Eigenschaften des Halos und der Scheibe zu gewinnen, bei dem die intrinsischen Streuungen ermittelter Elementhäufigkeiten von beobachtungsbedingten Fehlern unterschieden werden können, müssen hochaufgelöste ($R \gtrsim 30000$), rauscharme ($S/N \gtrsim 100$) Spektren kühler Sterne analysiert werden. Spektren von massearmen Feldsternen können mit den gegenwärtig verfügbaren Teleskopaperturen nur in der Umgebung der Sonne ($d \lesssim 1000$ pc) mit der erforderlichen Qualität aufgenommen werden.

Effektivtemperatur, Leuchtkraft und Schwerebeschleunigung von massearmen Sternen ändern sich im Laufe ihres mehrere Milliarden Jahre dauernden Hauptreihenstadiums nur wenig. Gleiches kann für die chemische Zusammensetzung ihrer Photosphären vorausgesetzt werden: Die spektroskopisch bestimmbaren photosphärischen \triangleright Elementhäufigkeiten entsprechen der chemischen Zusammensetzung der protostellaren Wolke zum Zeitpunkt der Sternentstehung, weil nicht anzunehmen ist, daß ein *unentwickelter* kühler Stern nuklear prozessiertes Material aus seinem Inneren an die Sternoberfläche transportiert⁴ oder in der Photosphäre bzw. innerhalb der Konvektionszone nukleare Prozesse stattfinden⁵. Die nukleare Brennzonen im Zentralbereich massearmer Ster-

⁴Chemische Segregation aufgrund unterschiedlicher Atommassen kann allerdings für die Entwicklungszeitskala massearmer Sterne nicht ausgeschlossen werden. Die gute Übereinstimmung von photosphärischen und meteoritischen Elementhäufigkeiten deutet allerdings darauf hin, daß Segregationseffekte vernachlässigbar sind.

⁵Li-, Be- und B-Kerne reagieren schon bei einigen 10^5 K mit thermischen Protonen, so daß sich die ursprüngliche Häufigkeit dieser Elemente nicht nur am inneren Rand der Konvektionszone und damit auch in der Photosphäre geändert hat, sondern bereits während der dynamischen Kontraktionsphase der protostellaren Wolke.

ne reicht nicht bis zur konvektiven Hülle, die weitgehend dieselbe chemische Zusammensetzung wie die Photosphäre aufweisen dürfte. Abschätzungen für die Sonne zufolge sind Transportprozesse aufgrund chemischer Konzentrationsdiffusion im Sterninneren nur auf einer Zeitskala von $\tau_D \approx 10^{13}$ Jahren, also weit über der Hubble-Zeit, zu erwarten (Kippenhahn und Weigert 1991, S. 58). Bis zum Unterriesenstadium kann also ausgeschlossen werden, daß nuklear prozessiertes Material, insbesondere \triangleright CNO-angereichertes Gas, an die Sternoberfläche gelangt. Somit kann die chemische Zusammensetzung des galaktischen Gas- und Staubanteils aus unterschiedlichen Epochen studiert werden, indem man die photosphärische Elementhäufigkeiten an der Oberfläche von massearmen Sternen unterschiedlicher Metallizität bestimmt.

Metallizitätsskala als Chronometer

Mit Kenntnis der Sternalter kann die Chronologie der Anreicherung des interstellaren Mediums mit Nukleosyntheseprodukten nachgezeichnet werden. Um Halo und Scheibe nach chemischen Gesichtspunkten unterscheiden zu können, sollte ein *geeigneter* Metallizitätsindikator verwendet werden. Sauerstoff bietet sich als solcher an, weil dieses Element nahezu ausschließlich in Supernova-Explosionen massereicher *junger* Sterne entsteht: in SNe II-, SNe Ib- und SNe Ic (Woosley und Weaver 1995; Nomoto *et al.* 1997b).⁶ Beispielsweise ermöglicht die Kenntnis der Sauerstoffhäufigkeit in extrem metallarmen Sternen ($[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -2$) Rückschlüsse auf das Massenspektrum erster Sternenerationen im oberen Massenbereich ihrer Anfangsmassenverteilung. $[\text{O}/\text{H}]$ kann dabei als Zeitskala betrachtet werden, von der zwar anzunehmen ist, daß sie wegen der fraglichen, häufig *postulierten* Universalität von Anfangsmassenverteilungsfunktion (*initial mass function*, IMF), Sternentstehungsrate (*star formation rate*, SFR), Massenverlust- und Supernovaraten nicht-linear ist, die aber im Gegensatz zur $[\text{Fe}/\text{H}]$ -Skala lediglich durch die relativ kurze Lebensdauer der SN II-Vorgängersterne charakterisiert und somit zur chronologischen Beschreibung der frühen Epoche besser geeignet ist. Die Struktur der $[\text{O}/\text{H}]$ -Skala hängt von der SFR ab. Eine Phase außergewöhnlich starker Sternentstehung (z.B. *star bursts*) äußert sich als Streckung der $[\text{O}/\text{H}]$ -Skala, während eine Phase reduzierter Sternentstehung, beispielsweise wegen der selbstregulierten Aufheizung der Gaskomponente durch Supernova-Aktivität, als Stauchung in Erscheinung tritt. Sie kann sogar bis zu deren Abbruch führen, wenn keine (massereichen) Sterne mehr entstehen (Wheeler *et al.* 1989). Die Anforderungen an die Genauigkeit gemessener Sauerstoffhäufigkeiten sind besonders dann hoch, wenn die $[\text{O}/\text{H}]$ -Skala aufgrund verminderter Sternentstehungsrate gestaucht ist. Die $[\text{O}/\text{H}]$ -Skala ist als Chronometer sicherlich dann nicht empfehlenswert, wenn die dynamische Entwicklung der Galaxis in hohem Maße von Akkretionsvorgängen geprägt wurde, die Sternentstehungsaktivität /em ungleichmäßig verteilt und das interstellare Gas unvollständig durchmischt worden ist. Im letzten Kapitel wird diese Möglichkeit mit Blick auf unsere Beobachtungsergebnisse diskutiert.

Eisen, ein in der Stellarspektroskopie beliebter Metallizitätsindikator, wird nicht nur in SNe II produziert. Anders als Sauerstoff und Magnesium entsteht dieses Element vor allem während thermonuklearer SN Ia-Explosionen (Nomoto *et al.* 1997a), die dadurch ausgelöst werden, daß ein akkretierender weißer Zwerg in einem Binärsystem die Chandrasekhar'sche Grenzmasse überschreitet. Die Zeitspanne von der Entstehung des Doppelsternsystems bis zur SN Ia-Explosion wird von der Entwicklungsdauer des Sekundärsterns vorgegeben und beträgt typischerweise 10^9 Jahre. Die *verstärkte* Anreicherung des ISM mit Eisen wird so gegenüber der Anreicherung mit Sauerstoff verzögert. $[\text{Fe}/\text{H}]$ kann zwar in ähnlicher Weise wie $[\text{O}/\text{H}]$ als Chronometer aufgefaßt werden,

⁶Die Unterteilung der Supernovae nach Typ I und Typ II bzw. in die verschiedenen Unterklassen erfolgt nach Maßgabe der beobachteten Lichtkurve und liefert nur indirekt Aufschluß über die Masse und damit über die Lebensdauer der Vorgängersterne.

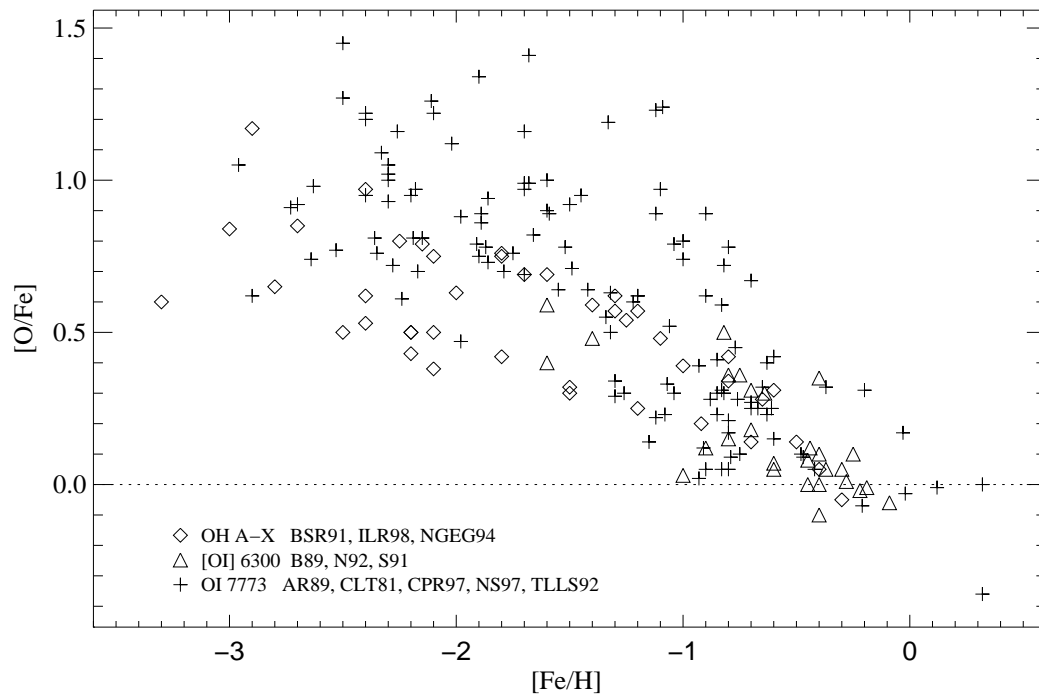


Abbildung 1.1 Sauerstoffüberhäufigkeiten von Hauptreihensternen und Unterriesen aus der Literatur. AR89: Abia und Rebolo (1989), BE89: Barbuy und Erdelyi-Mendes (1989), BSR91: Bessell *et al.* (1991), CLT81: Clegg *et al.* (1981), CPR97: Cavallo *et al.* (1997), ILR98: Israelian *et al.* (1998), NE92: Nissen und Edvardsson (1992), NGE94: Nissen *et al.* (1994), NS97: Nissen und Schuster (1997), TLLS92: Tomkin *et al.* (1992). Die aus OH A-X- und [O I] 6300-Linien abgeleiteten Sauerstoffüberhäufigkeiten sind tendentiell kleiner als die Sauerstoffüberhäufigkeiten, die anhand von O I 7773-Tripletts bestimmt worden sind. Die Streuung zwischen den publizierten Sauerstoffüberhäufigkeiten ist erhebliche.

allerdings können Epochen mit starker Sternentstehung und entsprechend hoher SN II-Rate nur *unscharf* von Epochen mit reduzierter Sternentstehung und dementsprechend verzögerter Eisenproduktion im Rahmen von SN Ia-Explosionen unterschieden werden, denn Eisen wird in SNe Ia und in SNe II produziert (Abb. 7.8 auf S. 294).

Anforderungen an die Bestimmung von [O/Fe] bzw. [O/H]

Zahlreiche Autoren, die sich mit der Bestimmung von Elementhäufigkeiten in Feldsternen aus der Sonnenumgebung befassen, stellen fest, daß die α -Elemente⁷ ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si und ^{40}Ca im Verhältnis zu Eisen mit abnehmender Metallizität häufiger vorkommen als in der Sonne (z.B. Sneden *et al.* 1979; Wheeler *et al.* 1989; Edvardsson *et al.* 1993a; Fuhrmann 1998a). Dieser Befund kann mit den unterschiedlichen Nukleosyntheseprozessen erklärt werden, in denen α -Elemente und Eisen gebildet werden (vgl. Matteucci und Greggio 1986). α -Elemente und Eisen werden in einem Mengenverhältnis an das interstellare Medium zurückgegeben, daß von der *Endmasse* des explodierenden Sterns sowie den physikalischen Annahmen des Explosionsmodells (z.B. nukleare Brennraten) abhängt. Diese Endmasse wiederum hängt von der *Anfangsmasse* und dem *Massen-*

⁷ α -Elemente sind Elemente von Sauerstoff bis Calcium, die durch Anlagerung von Heliumkernen gebildet werden. Die Häufigkeiten der α -Elemente ^{20}Ne , ^{32}S und ^{36}Ar können aus den Spektren von F- und G-Sternen nicht abgeleitet werden.

verlust während der Sternentwicklung ab.

Man beobachtet, daß das Mischungsverhältnis von α -Elementen und Eisen nur um wenige 0.1 dex mit der Metallizität variiert. Die Anforderungen an die Genauigkeit der [O/H]-Werte richten sich insbesondere nach dem Entwicklungsabschnitt, der auf der [O/H]-Zeitskala beschrieben werden soll. Eine zeitliche Auflösung von zeitlichen Phasen kleiner SN II-Rate, beispielsweise der Übergang zwischen der dicken und der dünnen Scheibe, ist nur dann auf der [O/H]-Skala gewährleistet, wenn Sauerstoffhäufigkeiten mit Genauigkeiten von weniger als 0.1 dex bestimmt werden können. Ähnliche Genauigkeitsanforderungen müssen auch im Hinblick auf die [Mg/H]-Skala gestellt werden (vgl. Fuhrmann 1998a). Das Studium der Entwicklung kinematischer Eigenschaften von Halosternen, für das die [O/H]-Skala vermutlich eine günstige Zeitbasis darstellt, erfordert ebenfalls eine hohe Genauigkeit der Sauerstoffhäufigkeitsbestimmung, um grundsätzlich in der Lage sein zu können, komplexere Zusammenhänge zwischen Kinematik und Sternbildungsaktivität zu erkennen (siehe Abb. 7.4 auf S. 286).

Das Studium der kinematischen und chemischen Entwicklung erfordert ein hohes Maß an Präzision bei der Bestimmung von [O/H] und [O/Fe].

Vor diesem Hintergrund sind die in der Literatur diskutierten O/Fe-Verhältnisse außerordentlich diskrepant. Die in Abb. 1.1 aufgetragenen publizierten Sauerstoffexzesse weisen bei niedrigen Metallizitäten Differenzen von 0.5 dex und mehr auf. Zudem scheinen die [O/Fe]-Werte je nach analysierten Spektrallinien unterschiedliche Werte anzunehmen (indikatorspezifische Häufigkeiten) – ein Indiz dafür, daß die erhebliche Streuung nicht intrinsisch sein kann. Aus der OH A-X-Bande sowie der [O I] 6300-Linie werden *tendentiell* geringere Sauerstoffhäufigkeiten bestimmt als aus dem O I 7773-Triplett. Neuere Untersuchungen bescheiden die Frage nach dem Bestehen systematischer Diskrepanzen zwischen $[O/Fe]_{7773}$ und $[O/Fe]_{6300}$ bzw. $[O/Fe]_{OH}$ sowohl positiv (Cavallo *et al.* 1997) als auch negativ (King und Boesgaard 1995; Israelian *et al.* 1998).

Abb. 1.1 enthält auch $[O/Fe]_{OH}$ -Werte von Israelian *et al.* (1998), die deutlich höher sind als andere Analysen der OH A-X-Bande bislang ergeben (Bessell *et al.* 1991; Nissen *et al.* 1994). Eine Entscheidung darüber, welche der OH-Bandanalysen die zuverlässigere Ergebnisse liefert, steht noch aus.

Die in der Abbildung wiedergegebenen Sauerstoffexzesse wurden der Literatur entnommen, ohne die methodischen Unterschiede zu würdigen, die für die Streuung der [O/Fe]-Werte verantwortlich sein können. Tab. C.1 auf S. 315 kann man entnehmen, daß die von unterschiedlichen Autoren verwendeten \triangleright Stellarparameter für *denselben Stern* beträchtlich voneinander abweichen können.

Solare Sauerstoffhäufigkeit

Die Fluß- und Intensitätsspektren der *Sonne* spielen bei der Überprüfung von Photosphärenmodellen, Spektrumsyntheserechnungen und der Kalibrierung von Modellparametern eine herausragende Rolle. Die chemische Zusammensetzung der solaren Photosphäre wird üblicherweise unter der Annahme, daß sie für das umgebende interstellare Medium repräsentativ sei, als *Standardhäufigkeitsverteilung* betrachtet und für Modelle zur chemischen Entwicklung der Galaxis vorausgesetzt. So führt beispielsweise eine Verringerung des solaren O/Fe-Verhältnisses zu höheren *theoretischen* O/Fe- oder O/Mg-Verhältnissen.

Man geht davon aus, daß die *absolute solare Sauerstoffhäufigkeit* im Gegensatz zu schwereren Elementen von der meteoritischen Häufigkeit (aus C1-Chondriten bestimmt) abweicht. Eine zuverlässige Bestimmung der solaren Sauerstoffhäufigkeit wird nur aus der Analyse von photosphä-

rischen Absorptionslinien erwartet. Verschiedene Veröffentlichungen der letzten 20 Jahre geben $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O})$ mit Werten zwischen 8.75 und 8.95 dex an.⁸ Interessanterweise ist die solare Sauerstoffhäufigkeit damit $\approx 0.05 \dots 0.25$ dex größer als die interstellare Sauerstoffhäufigkeit, die Meyer und Jura (1998) anhand von O I-Absorptionslinien in H I-Wolken bestimmen. Falls die Staubbildungsrate maximal sein sollte, beträgt die interstellare Sauerstoffhäufigkeit laut den Autoren höchstens 8.70 dex.

Angesichts der besonderen Bedeutung von Sauerstoff sind die Unstimmigkeiten zwischen den Häufigkeitsangaben von bis zu 50% außerordentlich groß. Spätestens seit den Arbeiten von Lambert (1978), Sauval *et al.* (1984) und Grevesse *et al.* (1984) wird $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) \approx 8.92$ bzw. 8.93 dex allgemein als *solare Sauerstoffhäufigkeit* akzeptiert (vgl. Holweger 1979; Anders und Grevesse 1989). Grevesse *et al.* (1994) untersuchen prominente Sauerstoffhäufigkeitsindikatoren und legen sich auf $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) \approx 8.87 \pm 0.07$ dex fest. Die von verschiedenen Autoren ermittelten solaren Sauerstoffhäufigkeiten weichen voneinander ab, je nachdem welche Spektrallinien analysiert worden sind und in welcher Weise Linienblends und nicht-thermische Linienentstehung berücksichtigt worden sind (z.B. Lambert 1978; Biéumont *et al.* 1991a; Kiselman 1993; Grevesse *et al.* 1994). Die Diskrepanzen von ≈ 0.15 dex ($\hat{=} 30\%$) zwischen $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O I})$ und $\log \varepsilon_{\odot}(\text{7773})$ lassen sich nicht mit einer mangelnden Qualität der verwendeten Sonnenspektren rechtfertigen; der von Grevesse *et al.* (1994) angegebene Fehler von ± 0.07 spiegelt vielmehr die *systematischen* Fehler bei der Bestimmung der absoluten Sauerstoffhäufigkeit aus den jeweiligen Häufigkeitsindikatoren wieder.

Die Frage der solaren Sauerstoffhäufigkeit berührt mittlerweile auch die Frage nach der fehlenden UV-Opazität. Balachandran und Bell (1998) stellen fest, daß die *allein* anhand von solaren OH-Rotations-Schwingungsbanden bestimmte Sauerstoffhäufigkeit von 8.91 ± 0.02 nur dann aus den ultravioletten OH A-X-Banden bestimmt werden kann, wenn die kontinuierliche Hintergrundopazität bei $\approx 3130 \text{ \AA}$ um einen Faktor 1.6 heraufgesetzt wird.⁹ Die Autoren können nur Spekulationen über die möglichen Ursachen der zusätzlichen kontinuierlichen Opazität anstellen. Fest steht zumindest, daß der absolute UV-Fluß der Sonne gegenwärtig von keinem Modell in konsistenter Weise (d.h. ohne *ad hoc*-Annahmen) wiedergegeben werden kann. Es ist damit zu rechnen, daß absolute Häufigkeiten, die sich auf die Analyse von Linien im nahen UV stützen, mit entsprechenden systematischen Fehlern behaftet sind.

Stellare Sauerstoffhäufigkeiten

Zahlreiche neuere Arbeiten befassen sich mit der *Bestimmung von Sauerstoffhäufigkeiten in metallarmen Sternen*, wobei im wesentlichen vier Häufigkeitsindikatoren berücksichtigt werden: Die im UV befindliche OH A-X-Bande, die verbotene [O I] 6300-Linie, das O I 7773-Triplett und in einem Fall infrarote Rotations-Schwingungsübergänge von OH (Balachandran und Carney 1996a). Die Ergebnisse einiger Arbeiten stützen sich auf die Analyse lediglich eines Häufigkeitsindikators (z.B. Sneden *et al.* 1979; Clegg *et al.* 1981; Gratton und Ortolani 1986; Barbay und Erdelyi-Mendes 1989; Abia und Rebolo 1989; Tomkin *et al.* 1992; Nissen *et al.* 1994), während andere ihre aus unterschiedlichen Indikatoren abgeleiteten Sauerstoffhäufigkeiten miteinander vergleichen (z.B. Nissen *et al.* 1985; Bessell *et al.* 1991; Spite und Spite 1991; Nissen und Edvardsson 1992; King und Boesgaard 1995; Cavallo *et al.* 1997; Israelian *et al.* 1998).

Abia und Rebolo (1989) führen eine differentielle Häufigkeitsanalyse von extrem metallarmen Hauptreihensternen und Unterriesen durch und vergleichen ihre $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ -Werte mit Sauerstoff-

⁸ $\log \varepsilon(\text{O})$ bezieht sich auf eine Skala mit $\log \varepsilon(\text{H}) = 12$.

⁹Auf ähnliche Weise haben bereits Grevesse und Sauval (1973) versucht, der von Holweger (1970) postulierten *missing opacity* Rechnung zu tragen.

überhäufigkeiten, die u.a. von Barbuy (1988) sowie Gratton und Ortolani (1986) aus der [O I] 6300-Linie metallarmer roter Riesensterne gewonnen wurden. Die Autoren finden Diskrepanzen zwischen $[O/Fe]_{7773}$ und $[O/Fe]_{6300}$ von über 0.5 dex in extrem metallarmen Sternen und erklären, daß die $[O/Fe]_{6300}$ -Werte aufgrund von fortgeschrittenen Durchmischungsprozessen während des Riesensternstadiums systematisch zu klein sein dürften. Problematisch an dieser Erklärung ist jedoch die Tatsache, daß Abia und Rebolo ihre $[O/Fe]_{7773}$ -Werte nicht mit eigenen $[O/Fe]_{6300}$ -Werten vergleichen und deshalb keine Aussage darüber machen können, inwiefern *systematische* Unterschiede zwischen den Temperatur- und Metallizitätsskalen von Riesensternen und Hauptreihensternen für Diskrepanzen zwischen $[O/Fe]_{7773}$ und $[O/Fe]_{6300}$ verantwortlich sind. Ein solcher Vergleich ist allerdings im Falle extrem metallarmer Sterne nur unter großem beobachtungstechnischem Aufwand möglich (Spite und Spite 1991).

Tomkin *et al.* (1992) berücksichtigen bei der Analyse des O I 7773-Tripletts in extrem metallarmen Sternen NLTE-Linienentstehung. Die Autoren berechnen allerdings – ähnlich wie Kiselman (1993) – nur kleine NLTE-Effekte bei geringen Metallizitäten, mit denen die Diskrepanz zwischen $[O/Fe]_{7773}$ und $[O/Fe]_{6300}$ nicht erklärt werden kann. Tomkin *et al.* ermitteln mit $[O/Fe]_{7773} = 0.8 \pm 0.2$ (für Halosterne) zwar systematisch kleinere Sauerstoffhäufigkeiten als Abia und Rebolo (1989), diese sind aber immer noch größer als $[O/Fe]_{6300}$ bzw. $[O/Fe]_{OH}$, die von anderen Autoren ermittelt worden sind. Bessell *et al.* (1991) und Nissen *et al.* (1994) leiten beispielsweise aus den OH A-X-Banden im nahen UV deutlich kleinere $[O/Fe]_{OH}$ -Werte ab als Abia und Rebolo (1989) ($[O/Fe]_{OH} \approx 0.5$ im Halo). Tomkin *et al.* ziehen deshalb die Möglichkeit in Betracht, daß die Inkonsistenz der Sauerstoffhäufigkeiten auf Granulationseffekte des O I 7773-Tripletts zurückzuführen seien und gehen deshalb von einer Sauerstoffüberhäufigkeit im Halo von 0.5 dex aus. Kiselman und Nordlund (1995) können allerdings im Rahmen hydrodynamischer Modellrechnungen keine signifikanten Auswirkungen von Granulation auf das O I 7773-Triplett feststellen.

King (1993) geht einen anderen Weg und weist daraufhin, daß die zugrundegelegten (photometrischen) Temperaturskalen speziell für metallarme Sterne für die diskrepanten $[O/Fe]_{7773}$ - und $[O/Fe]_{6300}$ -Werte verantwortlich sein dürften. Er leitet eine alternative Kalibrationsrelation für metallarme Sterne her und erhält unter Verwendung der Effektivtemperaturen konsistente Sauerstoffhäufigkeiten (≈ 0.5 dex für Halosterne) King zufolge haben Abia und Rebolo (1989) im wesentlichen zu große $[O/Fe]_{7773}$ -Werte bestimmt.

Gliederung der Arbeit

Im folgenden Kapitel 2 werden die theoretischen Hilfsmittel und Methoden zur Elementhäufigkeitsbestimmung beschrieben. Wir gehen auf die verwendeten halb-empirischen und theoretischen Photosphärenmodelle ein und beschreiben die Berechnung synthetischer Spektren. Außerdem wird das Verfahren der differentiellen Bestimmung von Stellarparametern und Elementhäufigkeiten erläutert.

In Kapitel 3 untersuchen wir die wichtigsten spektroskopischen Signaturen in den Intensitäts- und Flußspektren der Sonne und ermitteln eine neue *absolute* Sauerstoffhäufigkeit unter Verwendung einer halb-empirischen Temperaturschichtung. Außerdem bestimmen wir die bei einer differentiellen Häufigkeitsanalyse erforderlichen \triangleright modellspezifischen Sauerstoffhäufigkeiten für OH A-X, [O I] 6300 und O I 7773.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Entstehung von O I-Linien unter Bedingungen des kinetischen Gleichgewichts. Wir beschreiben das bei NLTE-Rechnungen verwendete Modellatom für O I und stellen die Ergebnisse unserer Parameterstudie vor. Besondere Beachtung findet die Skalierung

der Stoßraten – insbesondere der Wasserstoffstoßraten – die für die berechneten NLTE-Effekte des O I 7773-Tripletts ausschlaggebend sind.

In Kapitel 5 stellen wir unsere Beobachtungsdaten vor und besprechen die angewandten Methoden der Datenreduktion und -auswertung. Außerdem wird die Qualität der reduzierten Spektren bewertet. In Abschnitt 5.5 werden heliozentrische Radialgeschwindigkeiten bestimmt, die in einem späteren Kapitel für die Berechnung der galaktischen Raumgeschwindigkeiten benötigt werden.

In Kapitel 6 stellen wir die Ergebnisse unserer Sternanalysen vor. Zunächst werden in Abschnitt 6.1 die für die Analysen zugrundegelegten Stellarparameter diskutiert. In den Abschnitten 6.2 ... 6.4 werden die Analysen des O I 7773-Tripletts, der [O I] 6300-Linie und der OHA-X-Bande besprochen. Abschnitt 6.5 gibt eine Übersicht über die aus allen drei Indikatoren bestimmten differentiellen Sauerstoffhäufigkeiten.

In Kapitel 7 werden die im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermittelten Häufigkeitsverhältnisse O/H, Fe/O, Mg/O mit den kinematischen Eigenschaften der Sterne, den galaktischen U-, V- und W-Geschwindigkeiten, in Verbindung gebracht. Die gleichzeitige Betrachtung von chemischen und kinematischen Eigenschaften ermöglicht die Halo-Komponente von der dicken und der dünnen Scheibe zu trennen. Aus unserer Stichprobe werden für die einzelnen Populationen mittlere Häufigkeiten und mittlere galaktische Geschwindigkeiten sowie Geschwindigkeitsdispersionen bestimmt, die im wesentlichen mit Ergebnissen anderer Autoren übereinstimmen. Anhand der ermittelten Sauerstoffhäufigkeiten bzw. O/Fe-Verhältnisse überprüfen wir das chemische Entwicklungsmodell von Timmes *et al.* (1995) und diskutieren vor dem Hintergrund, daß das Mg/O-Verhältnis im Halo systematisch kleiner ist als in der Sonne, mögliche Implikationen für die Nukleosynthesemodelle von Woosley und Weaver (1995) und Nomoto *et al.* (1997b).

2. Theoretische und methodische Grundlagen

Sterne sind selbst-gravitierende Gaskugeln, die sich über einen längeren Zeitraum im hydrostatischen Gleichgewicht befinden und vermöge nuklearer Energieerzeugung Strahlung an den interstellaren Raum abgeben. Die Photosphären *massermer kühler Sterne* – wir betrachten nur die Spektraltypen F, G und K – sind im zeitlichen¹ und räumlichen Mittel² quasi-stationär. Während der typischen Belichtungsdauer einer Sternbeobachtung wird zeitlich und räumlich über kleinskalige Turbulenzonen, Flecken, inhomogene Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder integriert, so daß wir annehmen, die mittlere Temperatur- und Druckschichtung der Photosphäre durch ein stationäres homogenes Modell repräsentieren zu können.

Der Aufbau des *Sterninneren*, jener optisch dicke Bereich aus dem praktisch keine Photonen entweichen ($\tau \gg 1$), wird durch die Theorie der Sternentwicklung beschrieben (z.B. Kippenhahn und Weigert 1991). Die chemische Zusammensetzung des Sterninneren, die sich aufgrund nuklearer Reaktionen von der chemischen Zusammensetzung der Sternatmosphäre unterscheiden kann, läßt sich nicht detailliert bestimmen.³ Um ein Sternentwicklungsmodell zu berechnen, muß die *anfängliche* Elementverteilung vorausgesetzt werden. Wir nehmen an, daß die spektroskopisch bestimmten photosphärischen Elementhäufigkeiten, bis auf wenige Ausnahmen (z.B. Li und Be), die chemische Zusammensetzung der jeweiligen protostellaren Wolke, des interstellaren Mediums zum *Zeitpunkt der Sterngeburt* repräsentieren.

Die *Stellar-Spektroskopie* ist das adäquate Hilfsmittel zur Erforschung der chemischen Zusammensetzung von Sternen. Voraussetzung für die Bestimmung von stellaren Elementhäufigkeiten ist eine Theorie der *Sternatmosphären* und der *Linienentstehung*. Die Theorie der *Sternatmosphären* umfaßt die physikalischen Grundlagen, die für die Modellierung der räumlichen Verteilung der thermodynamischen Zustandsgrößen (T, P) in der äußeren Randschicht der Sterne benötigt werden. Die Sternatmosphäre ist der gesamte Bereich jenseits des optisch undurchsichtigen Sterninneren ($\tau \lesssim 1$), aus dem Strahlung in den interstellaren Raum entweichen kann. Sie kann grob in Photosphäre, Chromosphäre und Korona untergliedert werden. Charakteristisch für die Photosphäre ist eine nach außen monoton abfallende Temperaturverteilung, während Chromosphäre und Korona durch eine stark ansteigende Temperatur bei gleichzeitig abnehmender Teilchendichte gekennzeichnet sind. Die Photosphäre entspricht in kühlen Hauptreihensternen einer schmalen Zone mit $\Delta R/R \approx 0.001$ oder wenigen 100 km.

Die Theorie der *Linienentstehung* liefert die Grundlagen zur Spektrumsynthese, wobei theoretisch berechnete oder empirisch bestimmte Temperaturstrukturen zugrunde gelegt werden. Die Spektrumsynthese (*line formation*) umfaßt die Berechnung von Gas- und Elektronendruckstruktur, die Berechnung von Besetzungsdichten für die Anregungszustände der verschiedenen chemischen Konstituenten und löst die Strahlungstransportgleichung (Gl. 2.3). Im Ergebnis erhalten wir spektrale Fluß- oder Intensitätsverteilungen, die wir mit beobachteten Spektren vergleichen.

In der vorliegenden Arbeit werden Spektrallinien von Hauptreihensternen und Unterriesen untersucht, die einen \triangleright Effektivtemperaturbereich von $T_{\text{eff}} \approx 5000 \dots 6500$ K und \triangleright Schwerebeschleunigungen im Bereich $\log g \approx 3 \dots 5$ (g in cgs-Einheiten) abdecken. Die Sterne haben \triangleright Metallizitäten im Verhältnis 1:200 bis 3:1 bezogen auf die solare Metallhäufigkeit ($[\text{Fe}/\text{H}] \approx -2.3 \dots 0.4$). Bei

¹Dauer einer Beobachtung.

²Sichtbarer Bereich der Sternoberfläche.

³Aus helioseismologischen Messungen sowie Untersuchungen des solaren Neutrinospektrums lassen sich Erkenntnisse über das Dichteprofil im Inneren der Sonne gewinnen.

der Analyse machen wir vereinfachende Annahmen hinsichtlich der Struktur der Sternatmosphäre und der Linienentstehung.

Wir gehen davon aus, daß die stellaren Absorptionslinien innerhalb der Photosphäre entstehen und bis auf einige Ausnahmen⁴ keine chromosphärischen Beiträge aufweisen. Außerdem setzen wir horizontal homogene, plan-parallele Modellphotosphären voraus, die die Temperatur- und Dichtestruktur des Plasmas unter Bedingungen des *lokalen thermodynamischen Gleichgewichts* (LTE) beschreiben. F- und G-Sterne haben aber Konvektionszonen, die vom Sterninneren bis weit in die Photosphäre reichen können. Auf der Sonnenoberfläche beobachten wir beispielsweise Granulationszellen, die die Annahme einer horizontal-homogenen Schichtung *a priori* nicht gerechtfertigt erscheinen lassen. Es ist nicht sicher, ob die in horizontaler Richtung nachweislich inhomogene Temperaturverteilung *im Mittel* durch eine einparametrische Funktion $T(\tau)$ repräsentiert werden kann. Die einfachen Photosphärenmodelle haben sich zwar bei der Bestimmung von Elementhäufigkeiten in der solaren Photosphäre bewährt, wenn man die gute Übereinstimmung von *meteoritischen* und *photosphärischen* Häufigkeiten betrachtet und von marginalen Unstimmigkeiten absieht (siehe S. 36), aber manche Spektrallinien können entweder vollständig oder in bestimmten Bereichen ihrer Profile aufgrund nicht vernachlässigbarer Temperaturinhomogenitäten vom LTE abweichen. In der Literatur wird häufig die Vermutung geäußert, daß Granulationseffekte für das vom LTE abweichende Verhalten des O 17773-Tripletts verantwortlich sein können. Wir werden uns u.a. auf S. 121 mit einer Arbeit befassen, in der Inhomogenitätseffekte und deren Einfluß auf die Analyse von Sauerstoffhäufigkeiten untersucht werden.

Jede quantitative Analyse eines Sternspektrums setzt genaue \triangleright Stellarparameter voraus. Da die Sauerstoffhäufigkeit in kühlen Sternen nur anhand weniger \triangleright Häufigkeitsindikatoren abgeleitet werden kann und infolgedessen keine umfangreichen Konsistenzüberprüfungen, wie z.B. bei Fe I, möglich sind, werden an die Genauigkeit der stellaren Parameter besonders hohe Anforderungen gestellt. Wir gehen davon aus, daß die individuelle Bestimmung von Effektivtemperatur, Schwerebeschleunigung und Metallizität anhand geeigneter *spektroskopischer* Indikatoren präziser bestimmt werden kann als mit photometrischen Verfahren (Fuhrmann *et al.* 1994). Allerdings befaßt sich die vorliegende Arbeit nur mittelbar mit der Bestimmung von Stellarparametern⁵, die in den Dissertationen von Axer (1993) und Fuhrmann (1993) behandelt werden (siehe auch Fuhrmann *et al.* 1993, 1994; Axer *et al.* 1994, 1995; Fuhrmann *et al.* 1997; Fuhrmann 1998a). Das Verfahren zur Bestimmung von Schwerebeschleunigungen, Eisenhäufigkeiten und Mikroturbulenzparametern wurde mittlerweile verfeinert.⁶ In der vorliegenden Arbeit verwenden wir die spektroskopisch bestimmten Stellarparameter von Axer *et al.* (1994) und Fuhrmann (1998a)

Seitdem von sonnennahen Sternen trigonometrische Parallaxen vorliegen, die mit dem \triangleright HIPPARCOS-Satelliten gemessenen worden sind, können Schwerebeschleunigungen genauer bestimmt werden, als es Axer *et al.* (1994) möglich war. Eine Vergleich zeigt, daß Axer *et al.* die Schwerebeschleunigungen in zahlreichen Fällen unterschätzen, so daß in der vorliegenden Arbeit $\log g$ -Werte verwendet werden, die auf trigonometrischen Parallaxen basieren.

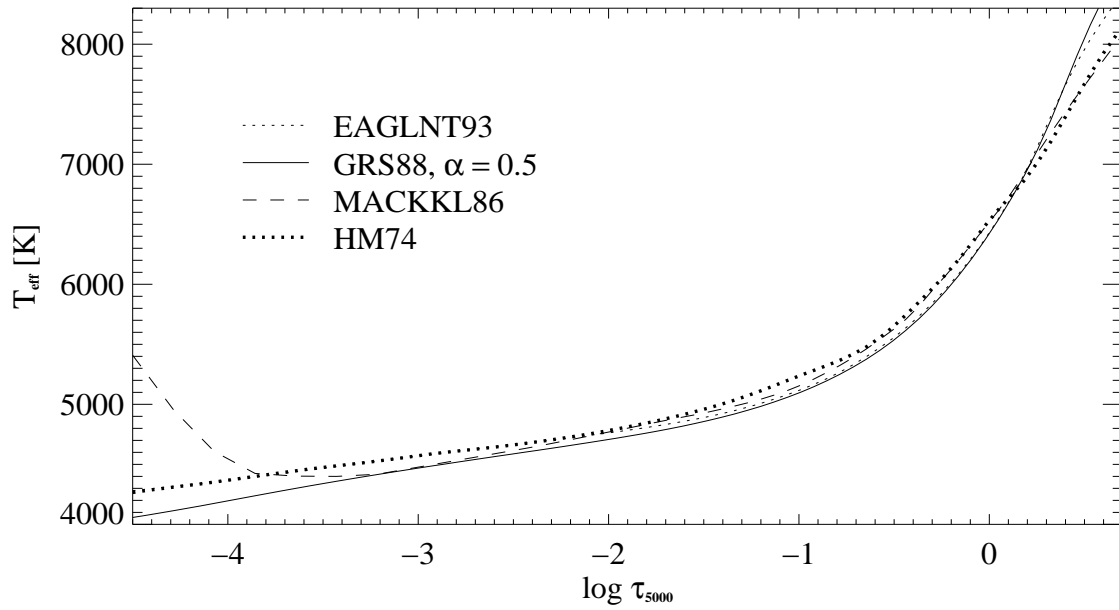
2.1 Photosphärenmodelle

Die planparallelen, horizontal-homogenen Atmosphärenmodelle bestehen aus Temperatur- und Druckschichtung über einer Massenskala $dm = \rho dz$ bzw. einer monochromatischen Tiefens-

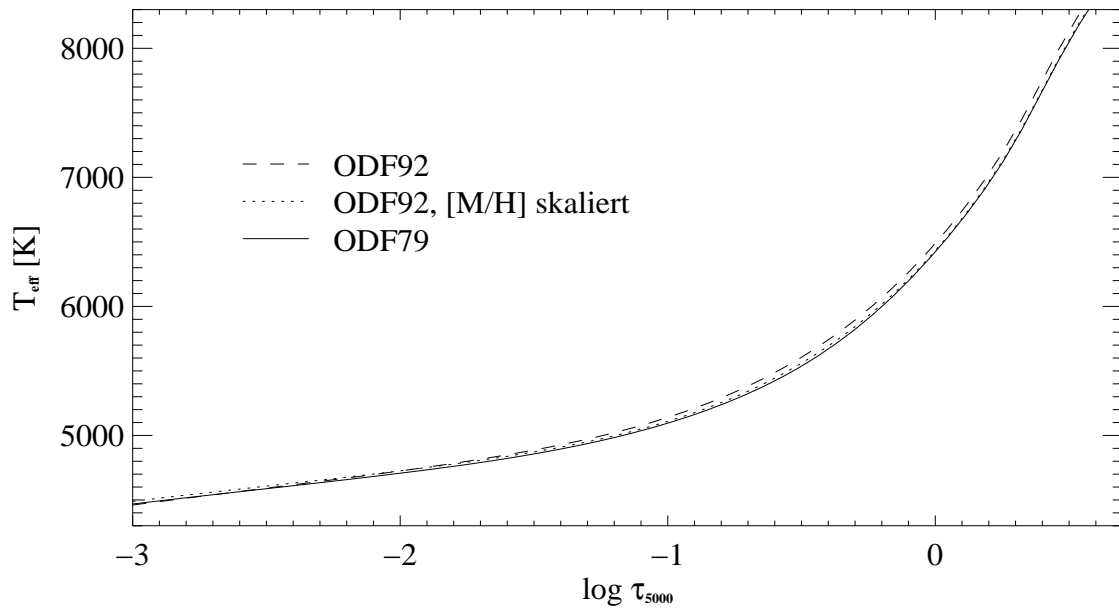
⁴z.B. die Kerne der Balmerlinien oder von Ca H und K

⁵Unsere Ergebnisse erlauben Rückschlüsse auf *systematische* Fehler, die den zugrundegelegten Stellarparametern anhaften.

⁶Siehe dazu Abschnitt 6.1 auf S. 196.



(a)



(b)

Abbildung 2.1 Temperaturstrukturen für die solare Photosphäre. Bild (a) zeigt empirische und theoretische Temperaturschichtungen. \triangleright HM74 und \triangleright MACKKL86 haben jeweils einen kleineren Temperaturgradienten bei $\log \tau_{5000} = 0$ als die theoretischen Modelle. Die Temperatur der empirischen Modelle ist zwischen $\log \tau_{5000} = -1 \dots 0$ ungefähr 100 K höher. Bei $\log \tau_{5000} \approx -2.5$ ist HM74 immer noch 100 K heißer als \triangleright GRS88. Dort hat \triangleright EAGLNT93 einen mit HM74 identischen Verlauf, während MACKKL86 sich der kühleren GRS88 Schichtung nähert. Die in Bild (b) dargestellten solaren Temperaturverläufe wurden mit \triangleright MAFAGS berechnet. Die Berechnungen unterscheiden sich in der Verwendung unterschiedlicher ODF's; ODF79 entspricht GRS88. Das Modell ODF92 wurde mit den ODF's von Kurucz (1992a) (kleine Intervallbreiten) erzeugt, die Kurucz mit $[\text{Fe}/\text{H}] = 7.67$ vorberechnet hat. Der zu ODF79 konforme Verlauf des mit 0.16 dex skalierten ODF92-Modells deutet darauf hin, daß die Auswirkung der ODF's von Kurucz (1979) und Kurucz (1992a) zumindest auf die solare Temperaturschichtung fast identisch ist. Wie folgern, daß der erhöhte *line blanketing*-Effekt bei ODF92 lediglich auf die höhere Fe-Häufigkeit zurückzuführen ist.

kala $d\tau_0 = -\chi_{\lambda_0} dz$, mit der monochromatischen Opazität $\chi_{\lambda}(z)$ in der geometrischen Tiefe z . Entweder wird nach Vorgabe einer Temperaturschichtung $T(\tau_0)$ lediglich die hydrostatische Gleichung

$$\nabla_z P = -g\rho \quad (2.1)$$

integriert oder Temperatur- und Druckschichtung werden in einem iterativen Verfahren berechnet, bei dem nach jedem Iterationsschritt überprüft wird, ob die Bedingung eines in jeder Tiefe konstanten Gesamtenergieflusses erfüllt ist. Der Energiefluß setzt sich aus einem radiativen und einem konvektiven Anteil zusammen. Modelle, bei denen die Temperaturschichtung unter der Randbedingung der Flußerhaltung generiert wird, bezeichnen wir als *theoretische* oder *flußkonstante* Photosphären.

Die Temperatur- und Druckstruktur einer Photosphäre beschreiben wir über der monochromatischen Tiefenskala τ_{5000} für die Wellenlänge $\lambda = 5000 \text{ \AA}$. Die τ_{5000} -Skala hängt von spezifischen (kontinuierlichen) Absorptions- und Streuprozessen bei 5000 \AA ab und setzt die Berechnung von Ionisations- und Dissoziationsgleichgewichten voraus. Zur Berechnung der Opazität $\chi(\lambda_{5000})$ benötigen wir unter anderem an jedem Tiefenpunkt die Elektronendichte n_e und die Partialdrücke aller bei λ_{5000} zur kontinuierlichen Opazität beitragenden Atome und Moleküle.

Abb. 2.1a zeigt die in dieser Arbeit verwendeten Temperaturschichtungen. Bis auf die Atmosphäre \triangleright MACKKL86 verlaufen die Temperaturverteilungen nach außen monoton fallend. Bei MACKKL86 ist ein Teil des Temperaturanstiegs im Übergangsbereich zur Chromosphäre enthalten. Atmosphärenmodelle, die den chromosphärischen Temperaturanstieg nicht berücksichtigen, wollen wir als *Photosphärenmodelle* bezeichnen (vgl. Gustafsson und Jørgensen 1994).

2.1.1 Halb-empirische Photosphärenmodelle

Im Verlauf der Untersuchungen zur solaren Sauerstoffhäufigkeit verwendeten wir zwei halb-empirische Modelle: die Temperaturstruktur HM74 von Holweger und Müller (1974) sowie MACKKL86 von Maltby *et al.* (1986). Diese Temperaturschichtungen für die ruhige Sonne wurden mittels Inversion aus der beobachteten Mitte-Rand-Variation der Intensitätsverteilung abgeleitet (siehe Abb. 2.2).

HM74 ist eine überarbeitete Version der von Holweger (1967) aus umfangreichem spektroskopischen Beobachtungsmaterial abgeleiteten Temperaturschichtung. Ein besonderes Merkmal dieser Temperaturschichtung ist die Tatsache, daß mit ihr die beobachtete Mitte-Rand-Variation der solaren Intensitätsverteilung hervorragend wiedergegeben werden kann (Abb. 2.2). Die Temperaturschichtung weist allerdings auch Defizite auf: Die Flügel der mit HM74 berechneten Balmerlinien (ab H_{β}) sind schmaler als beobachtet (siehe Fuhrmann *et al.* 1994, Abb. 2), was auf einen zu flachen Temperaturanstieg im Bereich $\log \tau_0 \gtrsim 0.2$ schließen läßt (siehe Fuhrmann *et al.* 1993, Abb. 5).

Holweger und Müller geben die Elektronen- und Gasdruckschichtung, die für die monochromatische Tiefenskala relevant ist, ebenfalls an. Wenn wir allerdings in der vorliegenden Arbeit von dem HM74-Modell bzw. der HM74-Photosphäre sprechen, ist lediglich die von Holweger und Müller (1974) angegebene Temperaturschichtung bzw. die darauf aufbauende Druckschichtung gemeint. Zur Verbesserung der numerischen Genauigkeit bei Integration der Strahlungstransportgleichung (Gl. 2.3) interpolieren wir die ursprünglich für 29 Tiefenpunkte angegebene Temperaturschichtung und verwenden 80 Tiefenpunkte zwischen $\log \tau_0 = -5$ und 1.5. Die hydrostatische Gleichung wird von uns explizit integriert. Ein Vergleich mit der von Holweger und Müller (1974) angegebenen Elektronen- und Gasdruckschichtung ergibt keine nennenswerten Abwei-

chungen. Lediglich in der oberen Photosphäre sind geringfügige Abweichungen von der originalen HM74-Druckschichtung zu erkennen, weil wir mit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Mg})=7.53$, $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Si})=7.50$ (Holweger 1979) und $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe})=7.51$ (Biémont *et al.* 1991b) etwas kleinere Häufigkeiten verwenden (siehe \triangleright HM74 auf S. 346). Für Linien, die in der mittleren Photosphäre ($\log \tau_0 < -1$) entstehen und von der H^- -Opazität beeinflusst werden, wie z.B. die infraroten Rotations- und Schwingungsübergänge von OH (S. 66), ergeben sich deshalb Konsequenzen.

Mit MACKKL86 wird ähnlich verfahren. Wir verwenden ebenfalls nur die auf 80 Tiefenpunkten interpolierte Temperaturstruktur der ruhigen Sonne. Gas-, Partial- und Elektronendruckstruktur werden explizit unter Vorgabe der MACKKL86-Temperaturschichtung sowie der aktuellen solaren Elementhäufigkeiten (Tab. 2.1) bestimmt. Aus Abb. 2.2 geht hervor, daß die beobachtete Mittele-Rand-Variation der kontinuierlichen Intensitätsverteilung mit MACKKL86 weniger befriedigend reproduziert wird als mit HM74. Abgesehen von dem chromosphärischen Temperaturanstieg weist MACKKL86 in der oberen Photosphäre, im Bereich zwischen $\log \tau_0 = -3.3$ und -2.2 , eine niedrigere Temperatur auf als HM74. Folglich ergibt unsere Analyse der OH-Rotations- und Schwingungsbanden im fernen infraroten Spektralbereich ($4 \dots 12 \mu\text{m}$) mit MACKKL86 niedrigere \triangleright Einzellinienhäufigkeiten als mit HM74. Im nahen UV ist ein ähnlicher Effekt zu verzeichnen (Abb. 3.19 auf S. 96).

Gegen halb-empirische Modelle wird häufig der Einwand vorgebracht, sie genügten der geforderten Flußerhaltung nicht. Andererseits wird ihr *Vorteil* gerade darin gesehen, daß sich die Ableitung halb-empirischer Temperaturschichtungen auf (spektroskopische) Beobachtungen gründet. Eine Konvektionstheorie wie die von Böhm-Vitense (1958) oder Canuto und Mazzitelli (1992) muß nicht vorausgesetzt werden. Bis heute gibt es keine Konvektionstheorie, die eine *physikalische* Erklärung für die Tatsache liefert, daß die halb-empirischen Temperaturschichtungen im Bereich $\log \tau_0 \approx -1.5 \dots 0$ eine höhere Temperatur aufweisen. Der Ansatz des konvektiven Überschießens⁷, bei dem die zur Temperaturerhöhung erforderliche konvektive Energie in höhere Photosphärenschichten transportiert wird als nach der Schwarzschild'schen Konvektionsbedingung zu erwarten ist, entbehrt einer physikalisch befriedigend formalisierbaren Theorie (Van't Veer-Menneret *et al.* 1996).

2.1.2 Theoretische Photosphären

In der vorliegenden Arbeit werden theoretische Photosphären nach dem \triangleright GRS88-Modell verwendet (Gehren 1975a,b, 1977; Reile 1987; Fuhrmann *et al.* 1993). Diese Modellbezeichnung steht für einen Satz an physikalischen Prinzipien, zugrundegelegten Daten und numerischen Verfahren. Die Bestimmung stellarer Parameter und Elementhäufigkeiten erfolgt mit Modellen, die nach den gleichen physikalischen Prinzipien generiert werden wie die Referenzatmosphäre – in unserem Fall ein GRS88-Modell mit solaren Parametern. Das solare GRS88-Modell stimmt mit dem \triangleright ATLAS9-Modell von Kurucz (1992c) im wesentlichen überein. Die Temperaturstruktur $T(\log \tau_{5000})$ wird unter der Bedingung eines tiefenunabhängigen Gesamtflusses iteriert (planparallele, homogene Schichtung vorausgesetzt). Dabei wird $T(\log \tau_{5000})$ maßgeblich von der spektralen Verteilung der Opazität beeinflusst, die aus kontinuierlichen frei-freien und gebunden-freien Prozessen und aus Linienopazitäten besteht. Die rechnergestützte Bewältigung von mehreren Millionen Linienübergängen ist auch zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht ohne größeren Aufwand möglich. Deshalb sind spezielle Verfahren wie *opacity sampling* (Plez *et al.* 1992) oder die Methode der *Opazitäts-Verteilungsfunktionen* (Gustafsson *et al.* 1975; Kurucz 1979) entwickelt worden, um den Rechenaufwand angesichts der zur Verfügung stehenden Rechenleistung gering zu halten.

⁷Ein theoretischer Ansatz zur Beschreibung des *konvektiven Überschießens* ist in ATLAS9, dem Programm von Kurucz (1992b) zur Berechnung von Photosphärenmodellen implementiert.

Tabelle 2.1 Elementhäufigkeiten der solaren Photosphäre nach Holweger (1979). Von Holweger (1979) abweichende Häufigkeiten sind markiert. Neben der Angabe von Elementbezeichnung und Atommasse wird die Anzahl der berücksichtigten Ionisationsstufen und das erste Ionisationspotential aufgeführt. Die Sauerstoffhäufigkeit von Lambert (1978) wurde für unsere Untersuchungen zunächst vorausgesetzt; sie entspricht nicht unserem endgültigen Wert.

Element	m [u]	N_{Ion}	χ_{I} [eV]	ϵ_{\odot}	Element	m [u]	N_{Ion}	χ_{I} [eV]	ϵ_{\odot}
H	1.008	3	13.595	12.00	Sc	44.958	3	6.539	2.99
H ⁻			0.754		Ti	47.900	3	6.891	4.88
He	4.003	2	24.581	11.00	V	50.944	3	6.740	3.91
Li	6.939	2	5.389	3.28	Cr	51.996	3	6.764	5.61
Be	9.012	3	9.319	1.41	Mn	54.938	3	7.431	5.47
C	12.011	2	11.255	8.58 (1)	Fe	55.847	3	7.870	7.51 (4)
N	14.007	2	14.529	7.99 (2)	Co	58.940	3	7.860	4.85
O	15.999	2	13.613	8.92 (3)	Ni	58.710	3	7.633	6.18
Ne	20.179	2	21.558	7.73	Cu	63.550	3	7.723	4.24
Na	22.990	2	5.138	6.28	Zn	65.370	3	9.391	4.60
Mg	24.305	3	7.644	7.53	Sr	87.630	3	5.692	2.93
Al	26.982	3	5.984	6.43	Y	88.908	3	6.379	2.18
Si	28.086	3	8.149	7.50	Zr	91.220	3	6.840	2.46
P	30.974	3	10.483	5.35	Ba	137.350	3	5.210	2.18
S	32.060	3	10.357	7.20	La	138.920	3	5.580	1.07
Cl	35.453	2	13.009	5.26	Ce	140.130	3	5.650	1.58
A	39.948	2	15.754	6.83	Nd	144.250	3	5.490	1.40
K	39.100	2	4.338	5.05	Sm	150.360	3	5.629	0.88
Ca	40.080	3	6.110	6.36	Eu	151.960	3	5.680	0.48

(1) Stürenburg und Holweger (1990), Biémont *et al.* (1993)

(2) Biémont *et al.* (1993)

(3) Lambert (1978), siehe Kapitel 3)

(4) Biémont *et al.* (1991b), siehe Diskussion in Abschnitt 3.7 auf S. 122

Theoretische Photosphären wurden früher nur unter Berücksichtigung kontinuierlicher Absorption durch H⁻ und Absorptionskanten von Metallen berechnet. In den 70'ger Jahren begann man, zusätzlich Linienopazitäten zu berücksichtigen (Gustafsson *et al.* 1975; Kurucz 1979, z.B.). Je nach Opazitätsverteilung wird infolge thermalisierender Rückkopplung zwischen Strahlung und Absorbern eine Umverteilung der radiativen Energie bewirkt.⁸ Linienopazitäten sind in F- und G-Sternen insbesondere im nahen UV und dem blauen Spektralbereich wirksam. Der entsprechende Effekt der Energieumverteilung wird, wenn es sich um die Berechnung der Temperaturstruktur handelt, als *line blanketing* bezeichnet. Betrachtet man nur das Strahlungsfeld und dessen photoionisierende Wirkung, *ohne* eine Rückwirkung auf die Temperaturstruktur zu veranschlagen, dann spricht man von *line blocking*.

⁸Ein Stern unterscheidet sich vom Planckschen Strahler dadurch, daß dessen Atmosphäre kein abgeschlossenes System bildet: die Photonen entweichen in den interstellaren Raum, und zwar abhängig von der Photonenergie aus spezifischen Schichten. Die monochromatische Opazität, die von der chemischen Zusammensetzung und den Zustandsvariablen Dichte und Temperatur abhängt, ist für die Thermalisierung von Photonen verantwortlich. In den Schichten mit starken Linienopazitäten erfolgt im Absorptionsfall eine stärkere Aufheizung. In den Schichten, in denen dem Plasma durch Entweichen von Photonen Energie entzogen wird, findet Kühlung statt.

Der *radiative* Fluß wird durch Lösung der Strahlungstransportgleichung berechnet.⁹ Die erforderlichen Linienopazitäten (gebunden-gebunden Übergänge) werden von uns in Form der Opazitätsverteilungsfunktionen (ODF) von Kurucz (1979) berücksichtigt. Folgende kontinuierliche Opazitäten berücksichtigen wir bei Berechnung der GRS88-Modelle und der synthetischen Spektren (vgl. Reile 1987):

- gebunden-freie Übergänge von H (und He) nach Kurucz (1970)
- gebunden-freie und frei-freie Übergänge von H⁻ nach John (1988)
- frei-freie Übergänge von H₂⁻ nach Stilley und Callaway (1979)
- gebunden-freie Übergänge von H₂⁻ nach Bell (1980)
- gebunden-freie Übergänge von H₂⁺ nach Boggess (1959)
- Absorption durch H₂⁺-Quasi-Moleküle nach Doyle (1968)
- frei-freie Übergänge von He⁻ nach Bell *et al.* (1982)
- frei-freie Übergänge positiv geladener Metallionen nach Karzas und Latter (1961)
- gebunden-freie Übergänge von neutralen Metallen: C I, N I, O I, Si I, Fe I, Mg I, Ca I, Al I (Dragon und Mutschlechner 1980, siehe)
- Photodissoziationsquerschnitte von CH und OH nach Kurucz und van Dishoeck (1987)
- Thomsonstreuung an Elektronen
- Rayleighstreuung

Im GRS88-Modell wird der konvektiven Energietransport – wie in anderen Modellen üblicherweise auch – nach der Mischungswegtheorie von Böhm-Vitense (1958) behandelt. Fuhrmann (1993) zeigt, daß das solare GRS88-Modell für den gemeinsamen Mischungswegparameter $\alpha = l_p/H_p = 2$ mit dem in der Literatur häufig verwendeten ATLAS6-Modell von Kurucz (1979) übereinstimmt.¹⁰ Im Rahmen einer Untersuchung von solaren und stellaren Balmerlinienprofilen zeigt Fuhrmann (1993) außerdem, daß die aus H $_{\alpha}$, H $_{\beta}$, H $_{\gamma}$ und H $_{\delta}$ *spektroskopisch* bestimmten Effektivtemperaturen dann übereinstimmen, wenn ein Mischungswegparameter von $\alpha = 0.5$ gewählt wird. Dieser Befund wird durch die jüngsten Sternentwicklungsrechnungen von Bernkopf (1998) ergänzt: Bernkopf untersucht den Anschluß von Sternatmosphären und Sternaufbaumodellen im Übergangsbereich $\log \tau_0 = 0 \dots 1$ und stellt fest, daß die Konvektionstheorie von Canuto und Mazzitelli (1992) dem Erfordernis eines steileren Temperaturgradienten¹¹ im Entstehungsbereich der Balmerlinienflügel gerecht wird, gleichzeitig aber realistische Entwicklungsrechnungen für die Sonne liefert. Der anhand des Sternentwicklungsmodells berechnete Sonnenradius R_{\odot} hängt von der zugrundegelegten Konvektionstheorie ab. Bernkopf stellt fest, daß mit der Konvektionstheorie von Canuto und Mazzitelli sowohl R_{\odot} (im Rahmen der Sternentwicklungsrechnung) als auch die Balmerlinienprofile (im Rahmen der Spektrumsynthese) reproduziert werden können. Verwendet man die Mischungswegtheorie nach Böhm-Vitense (1958), kann R_{\odot} nur mit einem Mischungswegparameter von $\alpha \approx 1.6$ reproduziert werden. Die Mischungswegtheorie von Böhm-Vitense

⁹Das GRS88-Modell unterscheidet sich von dem ATLAS9-Modell insbesondere im numerischen Lösungsverfahren der Strahlungstransportgleichung.

¹⁰ H_p ist die Druckskalenhöhe.

¹¹Der gegenüber den *halb-empirischen* Modellen steilere Temperaturgradient im tieferen Bereich in der solaren GRS88-Schichtung ist auf die verringerte Mischungsweglänge zurückzuführen.

(1958) ist also für einen glatten Übergang des Temperaturprofils an die photosphärische Temperaturschichtung nicht geeignet.

Kurucz (1992b) hat die Opazitätsverteilungsfunktionen von Kurucz (1979) erweitert.

- Die Anzahl der Linien von Eisengruppenelementen ist umfangreicher (Kurucz 1988). Die neuen Linien sind überwiegend Übergänge zwischen theoretisch berechneten Energieniveaus (s. Abb. 3.15 auf S. 84) mit oftmals geringen Übergangswahrscheinlichkeiten.
- Linienopazitäten von diatomaren Molekülen werden berücksichtigt. (Kurucz 1992a).
- Kurucz (1992b) setzt eine photosphärische Eisenhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.67$ (Anders und Grevesse 1989) voraus. Bei der Berechnung der ODFs von 1979 wurde eine Eisenhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.55$ verwendet.

Kurucz (1992b) kann den beobachteten UV-Fluß der Sonne mit den *neuen* ODFs reproduzieren. Unter Berücksichtigung der neuen ODFs erhalten wir mit dem Modellatmosphärenprogramm MAFAGS ebenfalls eine verbesserte Koinzidenz der theoretischen Flüsse mit der beobachteten *absoluten* Flußverteilung der Sonne (Neckel und Labs 1984). Allerdings: Die theoretischen Balmerlinienflügel sind nun breiter als beobachtet (siehe Fuhrmann *et al.* 1997), weil sich die Temperatur in dem für die Entstehung der Balmerlinienflügel relevanten Bereich um 60 ... 80 K erhöht hat (Abb. 2.1b). Unsere Untersuchung der neuen Linienliste von Kurucz (1988) in Abschnitt 3.5.2 auf S. 86 ergibt, daß weniger als 10% *aller* Linien zwischen $\lambda\lambda$ 3100 ... 3500 Å Äquivalentbreiten von mehr als 0.05 mÅ aufweisen, und daß die Oszillatorenstärken von 80% der stärkeren Übergänge (mit $W_{\odot} > 0.05$ mÅ) mit theoretischen Energieeigenwerten berechnet worden sind, d.h. neu in die Opazitätsverteilungsfunktionen von Kurucz (1992b) aufgenommen wurden. 50% der Linien mit einer Mindestäquivalentbreite von $W_{\odot} > 0.05$ mÅ werden durch Fe I-Linien repräsentiert. Diese Feststellung reicht zwar nicht, um den dominierenden Anteil von Eisenlinien am *line blanketing* zu begründen, aber Gehren *et al.* (1991) demonstrieren, daß bereits einige hundert starke Metalllinien im UV (hauptsächlich Fe II-Linien) einen erheblichen Einfluß auf die Temperatur- und Flußverteilung von *line blanketing*-Modellen ausüben. Jüngere Untersuchungen zur photosphärischen Eisenhäufigkeit (siehe Diskussion in Abschnitt 3.7 auf S. 122) deuten darauf hin, daß die von Kurucz (1992b) verwendete Eisenhäufigkeit um 0.16 dex zu hoch ist. Der dominierende *line blanketing*-Effekt durch Fe-Linien, rechtfertigt die Skalierung der ODFs von 1992 um 0.16 dex.¹² Eine weitere Rechtfertigung der Skalierung sehen wir in der wiederhergestellten Übereinstimmung zwischen theoretischen und beobachteten Balmerlinienflügeln. Wir stellen fest, daß sich die in Abb. 2.1b gezeigten Temperaturverläufe der MAFAGS-Modelle ODF79 und ODF92 (skaliert) nicht nennenswert unterscheiden (vgl. Fuhrmann *et al.* 1997). Mit anderen Worten, der *line blanketing*-Effekt der neuen ODFs und somit auch die von Kurucz (1992b) erwähnte Übereinstimmung von theoretischer und beobachteter Flußverteilung, wird im wesentlichen durch die überbewertete photosphärische Eisenhäufigkeit verursacht.

Einer möglichen Überschätzung der Anzahl starker Eisenlinien werden wir mit der Skalierung der ODFs um 0.16 dex natürlich nicht gerecht. Bell *et al.* (1994) weisen darauf hin, daß zahlreiche starke Linien, deren Übergangswahrscheinlichkeiten von Kurucz mit theoretischen Termenergien berechnet worden sind, entsprechende Pendanten im beobachteten Sonnenspektrum vermissen lassen. Akzeptiert man allerdings die Balmerlinienprofile im solaren Flußspektrum als Kriterium für

¹²Die neuen ODFs von Kurucz (1992b) werden üblicherweise im Zusammenhang mit dem Modellatmosphärenprogramm ATLAS9 verwendet. Wenn in der Literatur seit 1992 "Kurucz-" oder ATLAS9-Modelle erwähnt werden, dann muß damit gerechnet werden, daß es sich um eine Temperaturschichtung handelt, mit der die Balmerlinienprofile im solaren Flußspektrum *nicht* reproduziert werden kann.

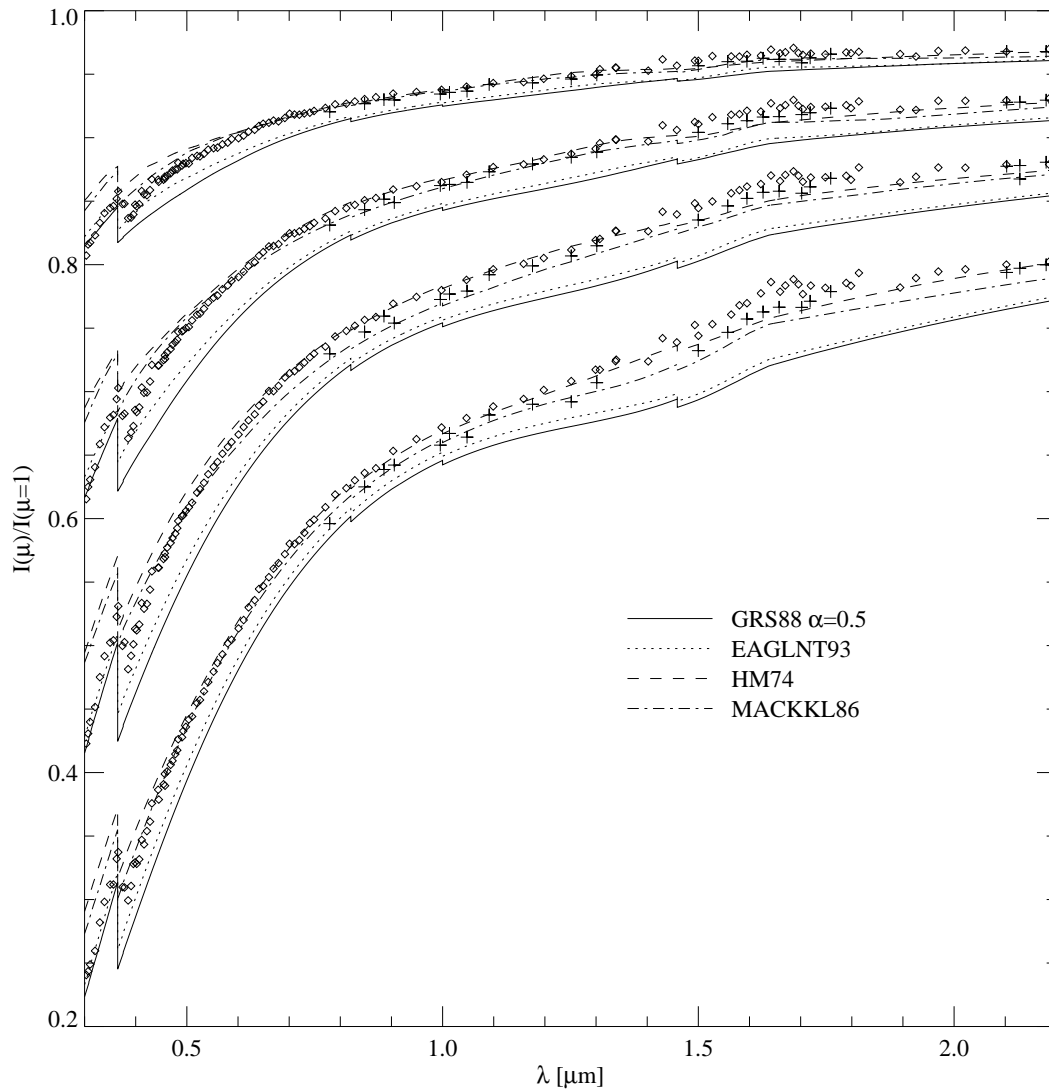


Abbildung 2.2 Mitte-Rand-Variation des solaren Kontinuums. Dargestellt sind beobachtete und theoretische kontinuierliche Intensitätsverteilungen zu verschiedenen Winkeln μ , jeweils normiert auf $I_{\lambda}(\mu = 1)$. Winkelpositionen von oben nach unten: $\mu = 0.8, 0.6, 0.4, 0.2$. Mit \diamond sind Beobachtungsdaten von Pierce und Slaughter (1977) und Pierce *et al.* (1977) aufgetragen. Beobachtungen von Pierce (1954) werden durch (+) gekennzeichnet. Die Intensitätsverhältnisse von Pierce (1954) sind nicht, wie von David und Elste (1962) vorgeschlagen, korrigiert worden. Die semi-empirische HM74-Photosphäre gibt die jüngere beobachtete Mitte-Rand-Variation der Intensität am besten wieder. MACKKL86 folgt dem Verlauf der jüngeren Beobachtungen nicht so befriedigend: oberhalb von $0.7\mu\text{m}$ sind ab $\mu \leq 0.4$ Defizite zu erkennen. Die theoretischen Modelle EAGLNT93 und GRS88 (Mischungswegparameter $\alpha = 0.5$) folgen bereits bei $\mu = 0.9$ der Beobachtung wenig befriedigend, und zwar in gleicher Weise. Bemerkenswert ist aber der Umstand daß die theoretischen Modelle unterhalb der Balmerkante (bei $0.365\mu\text{m}$) die Beobachtung besser wiedergeben als die empirischen Modelle. Wegen der Schwierigkeit, im ultravioletten Bereich geeignete Kontinuumsfenster zu finden, wird dieser besseren Übereinstimmung jedoch kein Gewicht beigemessen.

die solare Temperaturschichtung, dann ist die Verwendung der GRS88-Modelle mit den ODFs von 1979 weiterhin gerechtfertigt, auch wenn wir bei Sternen, die wesentlich kühler sind als die Sonne, mit stärkeren *line blanketing*-Effekten durch Moleküllinien rechnen müssen. Sowohl für Procyon (6500/4.0/0.0) als auch für HD 45282 (5280/3.1/-1.52) ergeben sich jedoch lediglich Temperaturdifferenzen von wenigen 10 K zwischen den Temperaturschichtungen, die mit skalierten ODFs

(von 1992) bzw. mit den ODFs von Kurucz (1979) berechnet worden sind.

EAGLNT93 ▷ EAGLNT93 (siehe Abb. 2.1a) bezeichnet die theoretische Temperaturschichtung der Sonne von Edvardsson *et al.* (1993a). Wir haben die über 40 Tiefenpunkte angegebene Temperaturschichtung auf 80 Tiefenpunkte interpoliert und die Gas- und Elektronendruckstruktur unter Berücksichtigung der solaren Standardelementhäufigkeiten (Tab. 2.1) berechnet. Ein Vergleich der resultierenden Elektronendruckschichtung mit den Angaben von Edvardsson *et al.* ergibt beste Übereinstimmung – ein Hinweis darauf, daß wir und Edvardsson *et al.* mit vergleichbaren Elementhäufigkeiten arbeiten. Die Berechnung des – gelegentlich auch als OSMARCS-Modell bezeichneten – Photosphärenmodells wird von Plez *et al.* (1992) beschrieben: *Line blanketing* wurde für $\lambda > 5000 \text{ \AA}$ nach der ODF-Methode und für $\lambda < 5000 \text{ \AA}$ nach der *opacity sampling*-Methode berechnet.

EAGLNT93 und GRS88 haben den gleichen Temperaturverlauf im inneren Teil der solaren Photosphäre ($\log \tau_0 \approx -1 \dots 0.5$). In der höheren Photosphäre weicht EAGLNT93 von GRS88 ab und gleicht sich an die Temperaturschichtung von HM74 an. EAGLNT93 und GRS88 zeigen ähnliche Defizite hinsichtlich der Mitte-Rand-Variation der kontinuierlichen Intensitätsverteilung (Abb. 2.2). Bei unserer Analyse der reinen OH-Rotationsübergänge finden wir mit EAGLNT93 einen bemerkenswerten Häufigkeitstrend, der uns zu der Vermutung veranlaßt, daß der Temperaturgradient im Übergangsbereich $\log \tau_0 \approx -2 \dots -1$, unrealistisch ist (s. Abb. 3.10 auf S. 67).¹³

¹³Nach Gustafsson (1998, priv. Mitteilung) ist die solare Temperaturstruktur von Edvardsson *et al.* (1993a) nicht – wie in der Veröffentlichung angegeben – über der τ_{5000} -Skala angegeben worden.

2.2 Spektrumsynthese

Unter dem Begriff Spektrumsynthese verstehen wir die Modellierung von Fluß- und Intensitätslinienspektren, Grundlage der Spektrumsynthese bildet eine Temperatur- und Gasdruckschichtung.¹⁴ Wir verwenden das Spektrumsyntheseprogramm LINEFORM, das im folgenden kurz beschrieben wird, um die wesentlichen physikalischen und methodischen Voraussetzungen zu klären.

LINEFORM benötigt ein Photosphärenmodell, bestehend aus Temperatur-, Gas- und Elektronendruckschichtung, Zustandssummen $Q_{k,i}(\tau_0)$ und Partialdrücken $p_{k,i}(\tau_0)$ für Atome und Moleküle der Spezies k und der Ionisationsstufe i sowie den Opazitätsverlauf χ_0 an der Referenzwellenlänge λ_0 . Unter Vorgabe einer Linienliste können wir dann vollständige Intensitäts- und Flußspektren berechnen. Die Linienliste enthält die Bezeichnung von Elementen und Molekülen und deren Ionisationszustand sowie die Linienparameter λ , E_l , γ_{rad} , $\log C_4$, $\log C_6$ und $\log gf$. Elementhäufigkeiten, die von der solaren Elementverteilung abweichen, werden durch Skalierung der jeweiligen Partialdrücke berücksichtigt. Die im Rahmen von kinetischen Gleichgewichtsmodellen berechneten NLTE-Abweichungskoeffizienten (*departure*-Koeffizienten) können bedarfsweise zur Korrektur von LTE-Linienquellfunktionen und der entsprechenden monochromatischen Tiefenskalen eingesetzt werden. Damit ist die Untersuchung der NLTE-Entstehung einzelner Linien möglich.

2.2.1 Vorberechnung der Partialdruckstruktur

Ionen- und Molekülpartialdrücke sowie der Elektronendruck werden von MAFAGS unter der Voraussetzung von lokalem thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) und Anwendung der *Saha-Formel* (Gl. 2.2) berechnet (Mihalas 1978, S. 112). Wenn wir lediglich zwei Ionisationsstufen i und $i + 1$ der Spezies k betrachten, die sich an jedem Tiefenpunkt τ_0 im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befinden, dann gilt:

$$\frac{p_{k,i+1} \cdot p_e}{p_{k,i}} = 2 \cdot \frac{Q_{k,i+1}}{Q_{k,i}} \cdot \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2} kT}{h^3} \cdot e^{-\frac{x_i}{kT}}. \quad (2.2)$$

Die Partialdrücke von 14 diatomaren Molekülen werden berücksichtigt (Tab. A.1 auf S. 300). Die Berechnung der erforderlichen Zustandssummen und Gleichgewichtskonstanten werden in Abschnitt A auf S. 299 beschrieben (siehe auch Gehren 1975b; Reile 1987). Abb. 2.4 und 2.3 zeigen Partialdruckschichtungen von C, O, CH, OH und CO für zwei Modelle zu HD 128279 und HD 140283.

Im folgenden werden einige Grundlagen der Linienentstehung beschrieben, die für die Diskussion der Ergebnisse in späteren Abschnitten von Bedeutung sind. Die angegebenen Formeln sind in dem Spektrumsyntheseprogramm \triangleright LINEFORM implementiert. Abschnitt B (S. 307) beschreibt die berücksichtigten Linienverbreiterungsprozesse. Eine Übersicht der verwendeten physikalischen Symbole befindet sich auf S. 335.

¹⁴Zwischen der Berechnung von Modellatmosphären und der Berechnung von Linienprofilen und Spektren wird nur aus praktischen Gründen unterschieden. Ein theoretisches Spektrum kann grundsätzlich das Resultat einer Atmosphärenmodellrechnung sein. Der erforderliche Rechenaufwand zur Berechnung kühler Modellatmosphären hängt erheblich von der Anzahl berücksichtigter Frequenzpunkte ab. Die Anzahl der Frequenzpunkte kann bei der Berechnung der Atmosphärenstruktur stark reduziert werden, und beschränkt sich beim ODF-Verfahren lediglich auf die Stützstellen der Opazitätsverteilungsfunktionen. Eine ODF repräsentiert die großskalige Verteilung von Linienopazitäten, beispielsweise in unserem Fall von 0.05 ... 100 μm . Unsere synthetischen Spektren müssen aber die kleinskalige Verteilung der Opazitäten wiedergeben. Zu diesem Zweck wird die Verteilung der Frequenzpunkte bei der Spektrumsynthese erheblich dichter gewählt (z.B. in Abständen von 5 ... 10 mÅ) als bei der Berechnung der Photosphärenmodelle.

2.2.2 Strahlungstransport

Die in nuklearen Fusionsreaktionen im Zentrum eines Sterns freigesetzte Energie diffundiert an die Sternoberfläche (Kippenhahn und Weigert 1991, S. 27). Der Energietransport kann bis an die Sternoberfläche gleichzeitig radiativ und konvektiv erfolgen. Auf dem Weg vom unteren Rand der Photosphäre ändert sich das Energiespektrum der Photonen: Von Schicht zu Schicht findet eine Umverteilung infolge von Absorptions-, Reemissions- und (inelastischen) Streuprozessen statt. Wenn die mittlere freie Weglänge für Photonen des *gesamten* Energiespektrums von gleicher Größenordnung ist wie die mittlere freie Weglänge der Gasteilchen, dann ist die Annahme von LTE gerechtfertigt. D.h. das Energiespektrum von Photonen, die aus einer dünnen Schicht im geometrischen Abstand x vom Zentrum des Sterns emittieren, korrespondiert mit der lokalen Temperatur $T(x)$ des Plasmas.¹⁵ Die an Sternoberfläche austretende Intensitätsverteilung $I_\lambda(r)$, die im Abstand $r = R_\odot \sqrt{1 - \mu^2}$ vom Zentrum der projizierten Sonnenscheibe beobachtet werden kann, ist das gewichtete Mittel über die temperaturspezifischen Spektralverteilungen der einzelnen Schichten (Gl. 2.12). Die Gewichtsfunktionen allerdings hängen nicht von der geometrischen, sondern von der monochromatischen optischen Tiefe τ_λ ab, die ihrerseits von der spektralen Verteilung der Opazitäten und Emissivitäten abhängig ist. Die zu beobachtende Intensitätsverteilung beschreibt aus diesem Grund keine Planckfunktion. Eine beobachtete stellare Flußverteilung F_λ ist das über die Sternscheibe gewichtete Mittel von Intensitätsspektren $I_\lambda(r)$.

Dem Strahlungsfeld $I_\lambda(\mu, x)$ werden abhängig von der chemischen Zusammensetzung und dem Zustand des Plasmas in einer bestimmten Richtung, infolge elastischer Streuprozesse sowie Absorptions- und Reemissionsprozesse, Photonen entzogen oder hinzugefügt. Betrachten wir eine *planparallele* Schicht, dann können wir den Strahlungstransport folgendermaßen beschreiben: Ein Strahl mit der monochromatischen Eingangsintensität $I_\lambda(\mu, z)$, der im Winkel $\mu = \cos \vartheta$ durch eine differentielle Schicht der Dicke dz verläuft, hat am Ausgang

$$dI_\lambda = \frac{1}{\mu} \{I_\lambda - S_\lambda(T, J)\} d\tau_\lambda \quad (2.3)$$

an Intensität verloren oder ggf. hinzugewonnen. Dabei ist

$$d\tau_\lambda = -\chi_\lambda(z) dz \quad (2.4)$$

die monochromatische optische Tiefenskala. Die Quellfunktion (*source function*)

$$\begin{aligned} S_\lambda(T, J) &= \frac{\eta_\lambda(J)}{\chi_\lambda} \\ &= \frac{\epsilon_\lambda + \sigma_\lambda J_\lambda}{\kappa_\lambda + \sigma_\lambda} \\ &= \frac{\kappa_\lambda \tilde{S}_\lambda + \sigma_\lambda J_\lambda}{\kappa_\lambda + \sigma_\lambda} \end{aligned} \quad (2.5)$$

ist das mit κ_λ und σ_λ gewichtete Mittel aus der lokalen *wahren* Quellfunktion

$$\tilde{S}(T)_\lambda = \frac{\epsilon_\lambda}{\kappa_\lambda} \quad (2.6)$$

und der mittleren Intensität

$$J_\lambda(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\lambda(\mu, \tau) d\mu \quad (2.7)$$

J_λ beschreibt die Intensität nicht-lokaler (gestreuter) Photonen, deren Energiespektrum von der lokalen Temperatur entkoppelt ist.

¹⁵ $\eta_\lambda = \chi_\lambda B_\lambda(T(x))$, wenn elastische Streuung und Abweichungen vom LTE vernachlässigt werden.

2.2.3 Opazität

Die Opazität χ_λ setzt sich aus dem *wahren Absorptionskoeffizienten* κ_λ und dem Streukoeffizienten σ_λ zusammen. κ_λ beschreibt die *wahren* Absorptionsprozesse, bei denen Photonen der Energie $\frac{hc}{\lambda}$ durch Wechselwirkung mit dem Plasma in thermische Energie umgewandelt werden können¹⁶ (Thermalisierung). Durch elastische Streuung an Atomen, Molekülen (Rayleighstreuung) und Elektronen erfahren Photonen allenfalls eine Richtungsänderung, so daß kein Beitrag zur Änderung der thermischen Energie geleistet wird. Die Emissivität η_λ setzt sich aus der *wahren Emission* ϵ_λ , die vom lokalen Zustand des Plasmas abhängt, und den pro Zeiteinheit aus anderen Raumrichtungen gestreuten Photonen σJ_λ zusammen.

Im LTE ist die *wahre* Quellfunktion \tilde{S}_λ mit der Planck-Funktion

$$\tilde{S}_\lambda(T) = B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \quad (2.8)$$

identisch; diese ist nicht materialabhängig. Im allgemeinen aber hängt \tilde{S}_λ nicht nur von der lokalen Temperatur ab, denn die Besetzungsdichten einzelner Niveaus, und folglich die Verhältnisse von *wahren* Emissions- und Absorptionskoeffizienten, können unter dem Einfluß des nicht-lokalen Strahlungsfeldes von der Planck-Funktion abweichen. Termstrukturen und Übergangswahrscheinlichkeiten sind aber für jedes Ion charakteristisch; die allgemeine *wahre* Quellfunktion $\tilde{S}_\lambda = \epsilon_\lambda(T, J)/\kappa_\lambda(T, J)$ ist unter den allgemeinen Bedingungen des kinetischen Gleichgewichts materialspezifisch.

Aus der Integration von Gl. 2.3 folgt die Λ -Operation

$$\begin{aligned} J_\lambda(\tau_\lambda) &= \frac{1}{2} \int_0^\infty S_\lambda(t_\lambda) E_1(|t_\lambda - \tau_\lambda|) dt_\lambda & (2.9) \\ &= \Lambda(S), \\ E_1(x) &= \int_1^\infty t^{-1} e^{-xt} dt & (2.10) \end{aligned}$$

aus der J_λ iterativ bestimmt werden kann (Mihalas 1978, S. 40). LINEFORM führt statt der Λ -Operation im Bedarfsfall¹⁷ eine Matrix-Operation aus (Steffen *et al.* 1981, S. 27). Dabei wird der Λ -Operator durch eine Zerlegung

$$\begin{aligned} J(\tau_k) &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \int_{\tau_i}^{\tau_{i+1}} S_i(t) E_1(|t - \tau_k|) dt & (2.11) \\ &= \sum_{i=1}^n \theta_{k,i} S_i \end{aligned}$$

über einem vorgegebenen τ -Raster in eine Matrix überführt. Die vorberechneten Matrixelemente $\theta_{k,i}$ stammen aus \triangleright ATLAS9 .

¹⁶In welchem Umfang Thermalisierung realisiert ist, hängt von der Wahrscheinlichkeit ab, mit der angeregte Teilchen das Plasma durch Stöße aufheizen. Dies ist der Fall, wenn die mittleren Stoßzeiten kleiner sind als die mittlere Lebensdauer der angeregten Niveaus.

¹⁷Untersuchungen mit LINEFORM ergaben, daß die mittlere Intensität J in Gl. 2.5 innerhalb des relevanten Parameterbereichs ($T_{\text{eff}} = 5000 \dots 6500$ K) mit \tilde{S} gleichgesetzt werden kann. Somit ist $S = \tilde{S}$. Selbst die extrem metallarmen Sterne mit $T_{\text{eff}} > 5000$ K haben genügend H^- -Opazität in den höheren Schichten der Photosphäre. Geringfügige Effekte der Rayleigh-Streuung machen sich allenthalben bei kühlen Sternen (z.B. HD 45282) im UV bemerkbar.

2.2.4 Intensitäten und Flüsse

Die formale Lösung von Gl. 2.3 liefert uns die austretende Intensitätsverteilung (Mihalas 1978, S. 38)

$$I_\lambda(\mu) = \frac{1}{\mu} \int_0^\infty S_\lambda(t_\lambda) e^{-t_\lambda/\mu} dt_\lambda \quad (2.12)$$

und die austretende Flußverteilung (Mihalas 1978, S. 41)

$$F_\lambda = 2 \cdot \int_0^\infty S_\lambda(T(t_\lambda)) E_2(t_\lambda) dt_\lambda \quad (2.13)$$

$$E_2(x) = \int_1^\infty t^{-2} e^{-xt} dt.$$

Die Abhängigkeit des Intensitäts- bzw. Flußspektrums von der Linienopazität folgt aus der Abhängigkeit der monochromatischen Tiefenvariable t_λ von der monochromatischen Opazität:

$$dt_\lambda = \frac{\chi_\lambda(\tau_0)}{\chi_0} d\tau_0. \quad (2.14)$$

Wenn, wie in unserem Fall, die Temperatur- und Druckschichtung über einer festgelegten monochromatischen Tiefenskala τ_0 (z.B. für $\lambda_0 = 5000 \text{ \AA}$) vorgegeben wird, benötigen wir also zusätzlich den tiefenabhängigen Verlauf der Opazität $\chi_0(\tau_0)$ an der Referenzwellenlänge.

Die Integrale 2.12 und 2.14 werden von LINEFORM als Gauß-Quadratur ausgeführt

$$I_\lambda(\mu) = \sum_{k=1}^6 w_k S_\lambda(T(\mu \cdot t_k)) \quad (2.15)$$

bzw.

$$F_\lambda = 2 \cdot \sum_{k=1}^6 w_k S_\lambda(T(t_k)) \quad (2.16)$$

mit folgenden Stützstellen und Gewichten:

k	Intensität [†]		Fluß	
	t_k	w_k	t_k	w_k
1	0.222847	0.4589647	0.161342	0.543818
2	1.188932	0.4170008	0.94604	0.372530
3	2.992736	0.1133734	2.524137	0.0777969
4	5.775144	0.0103991	5.066564	0.00573486
5	9.837467	0.0002610172	8.880943	0.000120155
6	15.982874	$0.8985479 \cdot 10^{-6}$	10.4758785	$0.353505 \cdot 10^{-6}$

[†] Laguerre-Koeffizienten (Abramowitz und Stegun 1970, Tab. 25.9, S. 923)

2.2.5 Die wahre Quellfunktion bei Blendrechnungen

Die wahre Quellfunktion $\tilde{S}_\lambda = \sum_i \epsilon_i / \sum_i \kappa_i$ setzt sich aus den monochromatischen Emissions- und Absorptionskoeffizienten aller *relevanten* kontinuierlichen und diskreten Übergänge zusammen:

$$\tilde{S}_\lambda = \frac{\sum_c \kappa_\lambda^c \tilde{S}_\lambda^c + \sum_l (\kappa_\lambda^l \tilde{S}_\lambda^l)}{\sum_c \kappa_\lambda^c + \sum_l \kappa_\lambda^l} \quad (2.17)$$

mit der *wahren* Gesamtopazität

$$\kappa_\lambda = \sum_c \kappa_\lambda^c + \sum_l \kappa_\lambda^l. \quad (2.18)$$

κ_λ^c sind die *wahren* Kontinuumsopazitäten und κ_λ^l sind die *wahren* Linienopazitäten an der Wellenlänge λ

$$\begin{aligned} \kappa_\lambda^l &= n_l B_{lu} \frac{hc}{\lambda_{lu} 4\pi} \psi_{lu}(\lambda - \lambda_{lu}) - n_u B_{ul} \frac{hc}{\lambda_{lu} 4\pi} \psi_{lu}(\lambda - \lambda_{lu}) \\ &= n_l B_{lu} \frac{hc}{\lambda_{lu} 4\pi} \psi_{lu}(\lambda - \lambda_{lu}) \left(1 - \frac{n_u g_l}{n_l g_u}\right) \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$= \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{\lambda_{lu}^2}{c} n_{k,i,l} f_{lu} \psi_{lu}(\lambda - \lambda_{lu}) \left(1 - \frac{n_{k,i,u} g_l}{n_{k,i,l} g_u}\right), \quad (2.20)$$

die für jeden Linienübergang berechnet werden kann, wenn wir vollständig Wiederverteilung voraussetzen, d.h. $\psi_{lu}(\lambda) = \psi_{ul}(\lambda)$ (Mihalas 1978, S. 80). ψ_{lu} ist das um die jeweilige Zentralwellenlänge λ_{lu} zentrierte normierte *Absorptionslinienprofil*. Dieses Profil ist für den Übergang von l nach u charakteristisch (Abschn. B). B_{lu} und B_{ul} sind die Einsteinkoeffizienten für die Absorption und die stimulierte Emission mit den Multiplizitäten g_l , g_u und den Besetzungsdichten n_l , n_u des unteren (*lower*) und der oberen (*upper*) Niveaus. In Gl. 2.20 wurden die Besetzungsdichten durch $n_{k,i,l}$ und $n_{k,i,u}$ ersetzt, um daran zu erinnern, daß es sich hierbei um die Besetzung der Niveaus l und u einer molekularen bzw. atomaren Spezies k in der i -ten Ionisationsstufe handelt. Für Atome und Moleküle im LTE vereinfacht sich Gl. 2.20, weil $n_{k,i,l}$ dann mit der Saha-Formel (Gl. 2.2) und der Boltzmann-Formel

$$n_{k,i,l} = g_l \cdot \frac{n_{k,i}}{Q_{k,i}} e^{-\frac{E_l}{kT}}, \quad (2.21)$$

berechnet werden kann. E_l ist die Anregungsenergie des unteren Niveaus. Den Anteil der stimulierten Emission in Gl. 2.20 erhalten wir gemäß der Boltzmann-Formel

$$\frac{n_{k,i,u}}{n_{k,i,l}} = \frac{g_u}{g_l} e^{-\frac{hc}{\lambda_{lu} kT}}. \quad (2.22)$$

LINEFORM berechnet für jeden Tiefenpunkt und für jede Linie, deren Profileinsenkung im Abstand $\Delta\lambda_{lu} = \lambda - \lambda_{lu}$ von der Zentralwellenlänge λ_{lu} relevante Beiträge liefert¹⁸, die monochromatische *Linienopazität*

$$\begin{aligned} \kappa_{lu}^l(\Delta\lambda_{lu}) &= \frac{\pi e^2 \lambda_{lu}^2}{m_e c^2} g_l f_{lu} \frac{p_{k,i}}{Q_{k,i}} \frac{e^{-\frac{E_l}{kT}}}{kT} \psi_{lu}(\lambda_{lu}) \left(1 - e^{-\frac{hc}{\lambda_{lu} kT}}\right) \\ &= \kappa_{lu}^l \cdot \psi_{lu}(\lambda_{lu}). \end{aligned} \quad (2.23)$$

In den Gln. 2.20 und 2.23 haben wir den Einsteinkoeffizienten B_{lu} durch die Absorptionsoszillatorenstärke f_{lu} ersetzt. Der Zusammenhang von f_{lu} und dem Einsteinkoeffizienten A_{ul} der spontanen Emission, der neben f_{lu} häufig in der Literatur verwendet wird, wird in Gl. 3.1, S. 46 angegeben.

¹⁸Jedes Linienprofil muß nach Verbreiterung mit dem intrinsischen Verbreiterungsprofil bis zu einer Distanz $\Delta\lambda_{lu} = \lambda - \lambda_{lu}$ berücksichtigt werden, ab der $\kappa_{lu}(\Delta\lambda_{lu}^1) \lesssim 10^{-4} \cdot \kappa_\lambda^c$, d.h. die Linienopazität muß im Vergleich zur kontinuierlichen Opazität signifikant sein. Allerdings ist zu bedenken, daß auch schwache Linienopazitäten bei einer genügend großen Zahl sich überlagernder Linien signifikante Absorptionserscheinungen hervorrufen können. Auf dieser Idee basiert eine Vermutung von Holweger (1970), wonach die fehlende UV-Opazität der solaren Flußverteilung durch zahlreiche, in bisherigen Modellen nicht berücksichtigten schwachen Linien hervorgerufen sein könnte.

Die kontinuierlichen Opazitäten κ_λ^c werden unter Berücksichtigung der auf S. 17 angegebenen *gebunden-freien* und *frei-freien* Prozesse berechnet (Gehren 1975a; Reile 1987). Dabei setzen wir LTE voraus und identifizieren die *wahre* Kontinuumsquellfunktion \tilde{S}_λ^c mit der Planck-Funktion $B_\lambda(T)$. Die wahre Kontinuumsquellfunktion in Gl. 2.17 kann also ausgeklammert und die kontinuierlichen Opazitäten κ_λ^c aus den verschiedenen Prozessen können unmittelbar aufsummiert werden. Es ist zu beachten, daß sich die Opazitäten κ_λ^l und κ_λ^c in unserer Formulierung (und in LINEFORM) auf die Teilchendichte und nicht auf die Massendichte beziehen.

Die Form des Absorptionsprofils $\psi_{lu}(\Delta\lambda)$ in einer bestimmten optischen Tiefe τ_{5000} hängt von mehreren Verbreiterungsmechanismen ab: Von lokalen Stoßdämpfungsprozessen (Druckverbreiterung) und dem lokalen Geschwindigkeitsfeld. $\psi_{lu}(\Delta\lambda)$ darf nicht mit der Form des beobachteten Linienprofils verwechselt werden. Stattdessen ist es sinnvoll zu unterscheiden, welche Anteile des beobachteten Linienprofils durch mikroskopische Prozesse (z.B. thermisches und mikroturbulentes Geschwindigkeitsfeld, Stoß- und Strahlungsdämpfung, ggf. Hyperfeinstrukturaufspaltungen), und welche Anteile durch makroskopische Verbreiterungsmechanismen hervorgerufen werden (z.B. Makroturbulenz, Rotationsverbreiterung, Instrumentenprofil). Bevor die Strahlungstransportgleichung gelöst wird, müssen die auf *mikroskopischer* Ebene hervorgerufenen Anteile des austretenden Linienprofils berücksichtigt werden, da die jeweilige Äquivalentbreite davon beeinflusst werden kann. ψ_{lu} wird im allgemeinen durch ein Voigt-Profil repräsentiert, das durch einen thermischen bzw. mikroturbulenten Dopplerkern und Dämpfungsflügeln gekennzeichnet ist¹⁹ (S. 311). Instrumenten-, Rotations- und Makroturbulenzprofile werden erst auf das austretende Fluß- bzw. Intensitätsspektrum (Gl. 2.14 bzw. 2.12) angewendet. Abschnitt B auf S. 307 behandelt die verschiedenen Verbreiterungsprozesse, die zur Berechnung von $\psi_{lu}(\lambda)$ berücksichtigt werden.

2.2.6 NLTE-Korrektur von Linienopazität und Quellfunktion

Das Spektrumsyntheseprogramm LINEFORM ermöglicht keine kinetischen Gleichgewichtsrechnungen. LTE-Linienopazitäten und LTE-Quellfunktionen einzelner Übergänge können jedoch im Bedarfsfall mit vorberechneten NLTE-Abweichungskoeffizienten korrigiert werden. NLTE-Abweichungskoeffizienten berechnen wir mit \triangleright DETAIL (Giddings 1981; Butler und Giddings 1985). Für jedes berücksichtigte Niveau l erhalten wir eine Schichtung von Korrekturkoeffizienten

$$b_l(\tau_0) = \frac{n_l(\tau_0)}{n_l^*(\tau_0)}, \quad (2.24)$$

wobei n_l die NLTE- und n_l^* die LTE-Besetzungsdichte am Tiefenpunkt τ_0 darstellt. In Abschnitt 4 auf S. 127 behandeln wir die zu Sauerstoff durchgeführten NLTE-Rechnungen ausführlich. Hier geben wir die von LINEFORM durchgeführten NLTE-Korrekturen an: Für die *wahre* Linienopazität

$$\kappa_\lambda^l = b_l \cdot \kappa_\lambda^* \frac{1 - \frac{b_u}{b_l} e^{-\frac{hc}{\lambda k T}}}{1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T}}} \quad (2.25)$$

und die *wahre* Linienquellfunktion

$$\tilde{S}_\lambda^l = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\frac{b_l}{b_u} e^{\frac{hc}{\lambda k T}} - 1}. \quad (2.26)$$

¹⁹Streng genommen ist das mikroturbulente Geschwindigkeitsfeld nicht gaußverteilt. Außerdem können andere, weitaus wichtigere Verbreiterungseffekte, nämlich eine Aufspaltung in Starkkomponenten (Balmerlinien), Hyperfeinstrukturkomponenten oder Isotopieverschiebungen eine vom Dämpfungsprofil, und somit vom reinen Voigt-Profil, abweichende mittlere Profilform hervorrufen.

Auf diese Weise werden die Linienopazitäten und Linienquellfunktionen der O I 7773-Triplettlinien (S. 101) und der O I 8446-Triplettlinien korrigiert. Für die restlichen Blendbeiträge benachbarter Linien und die Kontinuumsquellfunktion nehmen wir LTE-Opazitäten bzw. LTE-Quellfunktionen an.

2.2.7 Skalierung der Partialdrücke

Partialdrücke von Atomen, die an der Molekülbildung nicht beteiligt sind, verhalten sich proportional zur vorgegebenen Elementhäufigkeit ε_k . Die Änderung dieser Elementhäufigkeiten kann durch Skalierung der vorberechneten Partialdrücke realisiert werden. Diese Vorgehensweise ist allerdings nur dann gerechtfertigt, wenn keine signifikanten Rückwirkungen auf das molekulare Dissoziationsgleichgewicht zu erwarten sind. Die Häufigkeitsänderung darf sich nicht auf die Temperaturstruktur auswirken. Das betreffende Element darf zudem kein maßgeblicher Elektronenlieferant sein.

Die Änderung der Sauerstoffhäufigkeit wirkt sich nicht nennenswert auf die Photosphärenstruktur der untersuchten Sterne aus. Die Konsequenzen einer moderaten Häufigkeitsänderung sind für die Massenskala marginal. Mögliche *line blanketing*-Effekte aufgrund geänderter Photodissoziationsabsorption von OH-Molekülen (Kurucz und van Dishoeck 1987) haben wir überprüft und ebenfalls als unwesentlich befunden.

Sauerstoff bildet im wesentlichen CO, NO, O₂ und OH (vgl. Tab. A.1 auf S. 300). Die Partialdrücke von Kohlenstoff und Sauerstoff sind wegen der hohen Dissoziationsenergie von CO am stärksten aneinander gekoppelt. Neben der Effektivtemperatur und der Schwerebeschleunigung eines Sterns ist vor allem dessen C/O-Verhältnis entscheidend für die Reduktion freier Sauerstoffatome. Aber Sauerstoff ist das häufigste Metall in den untersuchten Sternphotosphären. Die Häufigkeiten von Kohlenstoff und Stickstoff müßten größer sein als die Sauerstoffhäufigkeit, um bei der Reduktion freier Sauerstoffatome in G-Sternen Häufigkeitseffekte von über 0.1 dex zu erzielen. Für die Bestimmung von Sauerstoffhäufigkeiten aus O I- oder OH-Linien ist die CO-Bildung nur dann relevant, wenn $[C/O] \gg 0.5$. Freie Kohlenstoffatome werden allerdings nicht nur effektiv durch CO gebunden, sondern auch durch CN und C₂. Ähnliches gilt für das N/O-Verhältnis: Erst ab $[N/O] \gg 1$ ist mit deutlichen Konsequenzen für die relativen Häufigkeiten von freien O-Atomen und OH-Molekülen zu rechnen.

Wir haben für unterschiedliche chemische Zusammensetzungen und stellare Parameter durch explizite Berechnung der Partialdruckstruktur feststellen können, daß eine Häufigkeitsänderung durch Skalierung der Partialdrücke von O I und OH für $T_{\text{eff}} > 5100$ K keine bedeutenden Konsequenzen hat. $[C/O]$ wurde ebenfalls um ± 0.3 dex erhöht. Ausnahmen bilden kühle Hauptreihensterne, z.B. HD 6582, und kühle Sterne mit solarer Metallizität. In solchen Fällen wurden zunächst vorläufige Sauerstoffhäufigkeiten bestimmt, um in einem weiteren Iterationsschritt neue Partialdrücke zu berechneten.

Aus den in Abb. A.1 auf S. 302 und Abb. A.2 dargestellten relativen Häufigkeiten für freie Sauerstoffatome (der Ionisationsstufen I und II) und OH-Moleküle geht hervor, daß die Skalierung der Partialdrücke ohne Neuberechnung der gesamten Partialdruckstruktur nur geringe Häufigkeitsfehler verursacht (< 0.05 dex). Die relative Häufigkeit von OH reagiert empfindlicher auf Änderungen der Schwerebeschleunigung oder der Metallizität (wegen der Elektronendruckstruktur). Abb. 2.4 demonstriert am Beispiel des kühlen Unterriesen HD 128279, daß die Auswirkungen auf die relative Häufigkeit freier O-Atome nur wenige 0.01 dex betragen, wenn die Kohlenstoffhäufigkeit um 0.5 dex geändert wird.

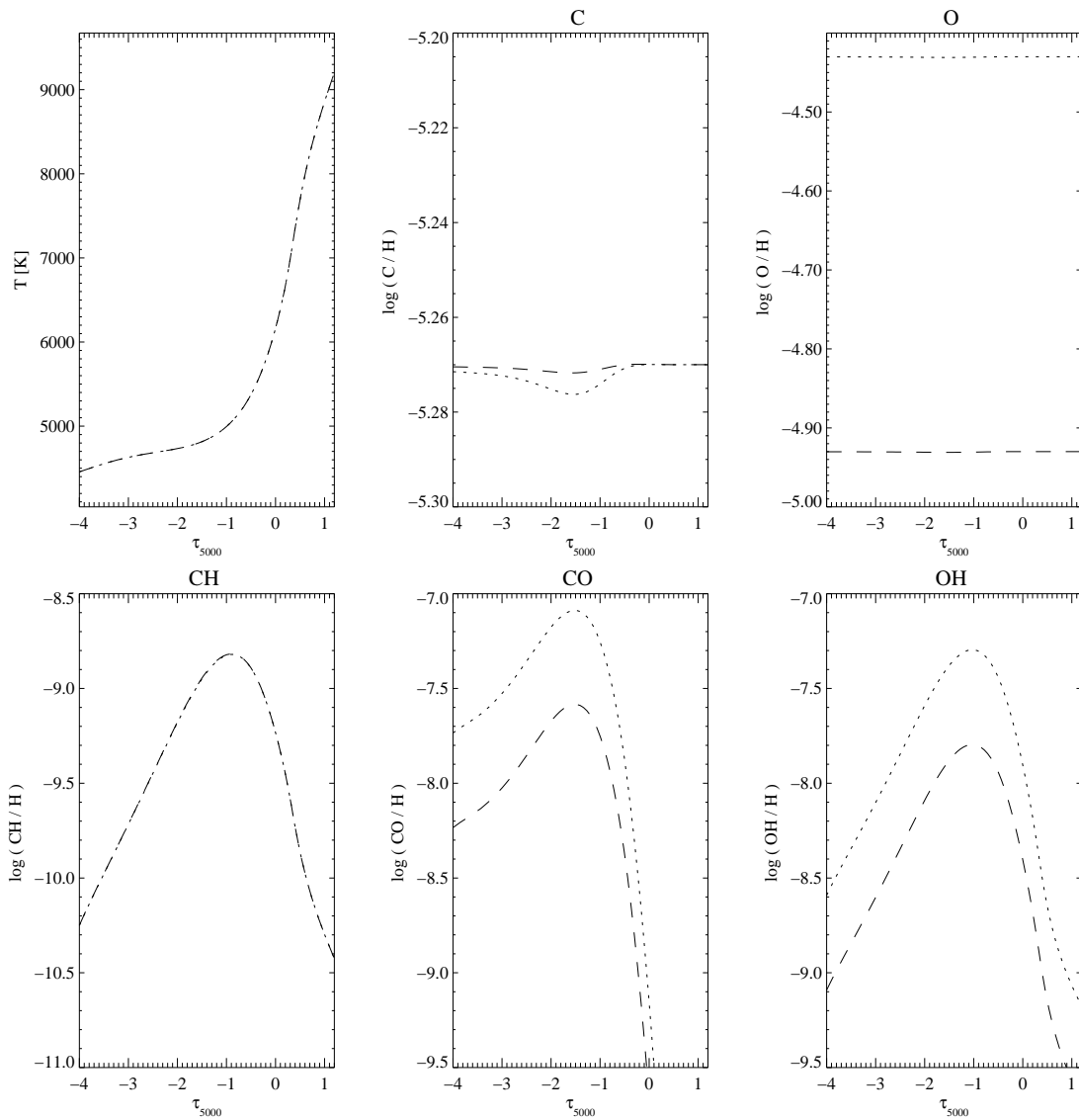


Abbildung 2.3 Partialdruckschichtungen von C, O und CH, CO, OH für HD 140283 (hier: $T_{\text{eff}}=5800$ K, $\log g=3.50$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-2.35$, $\xi_{\text{mic}}=1.5$) mit $[\text{C}/\text{Fe}]=0.5$ und $[\text{O}/\text{Fe}]=+0.5$ (---) bzw. $[\text{O}/\text{Fe}]=+1.0$ (···). Die Kopplung der relativen Häufigkeit von C und CH mit der Sauerstoffhäufigkeit ist bei den vorausgesetzten C/O-Häufigkeitsverhältnissen, bei $T_{\text{eff}}=5800$ K außerordentlich schwach. Eine Rückwirkung von $[\text{C}/\text{Fe}]$ auf die relative Teilchenzahl von freien Sauerstoffatomen ist in dem vorliegenden Fall ebenfalls ohne Bedeutung. Wir stellen fest, daß die Skalierung der Partialdrücke von freiem Sauerstoff bzw. OH bei HD 140283 gerechtfertigt ist, da sich die Anzahl von O-Atome und OH-Molekülen linear zur Häufigkeitsänderung von $\Delta \log \varepsilon(\text{O})=+0.5$ dex verhält. (siehe S. 27).

Am Beispiel des kühlen Unterriesen HD 45282 überprüfen wir, ob sich aus der Skalierung der O I- und OH-Partialdrücke Konsequenzen für die O I 7773- und OH A-X-Linienprofile ergeben. Es zeigte sich, daß eine Erhöhung der Sauerstoffhäufigkeit um 0.5 dex und die Skalierung der O I- bzw. OH-Partialdrücke um 0.5 dex äquivalent sind. Abb. 2.3 demonstriert am Beispiel einer Modellphotosphäre zu HD 140283, daß die relativen Häufigkeiten freier Sauerstoffatome und OH-Moleküle der Änderung von $[\text{O}/\text{Fe}]$ proportional folgen.

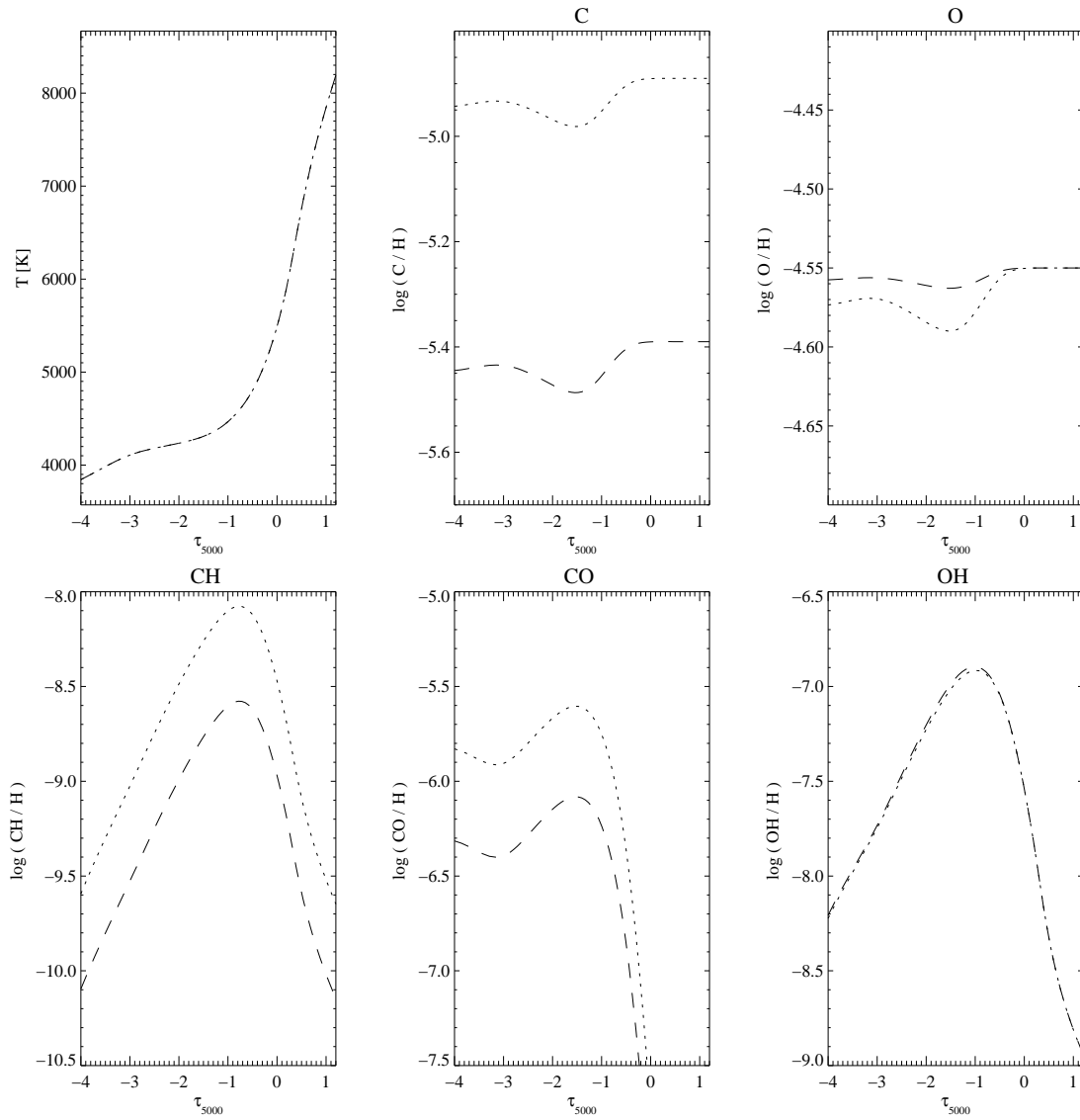


Abbildung 2.4 Partialdruckschichtungen von C, O und CH, CO, OH für HD 128278 ($T_{\text{eff}}=5165$ K, $\log g=2.98$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-1.97$, $\xi_{\text{mic}}=1.59$) mit $[\text{O}/\text{Fe}]=+0.5$ und $[\text{C}/\text{Fe}]=0$ (\cdots) bzw. $[\text{C}/\text{Fe}]=+0.5$ ($- - -$). Die Partialdrücke wurden auf den Partialdruck von Wasserstoff normiert, so daß die Häufigkeiten freier C- und O-Atome bzw. der Moleküle in Abhängigkeit von der optischen Tiefe abgelesen werden können. HD 128278 ist einer der kühlestern. Die Kopplung von $[\text{O}/\text{H}]$ mit der Kohlenstoffhäufigkeit über die CO-Molekülbildung ist – zumindest bei den vorausgesetzten C/O-Verhältnissen und $T_{\text{eff}}=5165$ K – noch nicht sehr stark. Die Anzahl sowohl von freien Sauerstoffatomen als auch von OH-Molekülen wird nicht nennenswert von der Kohlenstoffhäufigkeit beeinflusst (< 0.02 dex für O). Umgekehrt wird deutlich, daß die Anzahl freier Kohlenstoffatome empfindlich von der CO-Bildung und damit von der Sauerstoffhäufigkeit abhängt. Die Anzahl von CO- und CH-Molekülen verhält sich ungefähr proportional zur Kohlenstoffhäufigkeit, was darauf schließen läßt, daß die C_2 -Bildung unwesentlich ist. Bei niedrigeren Temperaturen und höherer Kohlenstoffhäufigkeit wird dies nicht mehr der Fall sein. Eine Skalierung der Partialdrücke von O, OH und CH ist dann nicht mehr gerechtfertigt (S. 27).

2.3 Differentielle Spektralanalyse

Aufgrund von physikalischen Näherungen²⁰ und teilweise unzulänglichen Datensätzen²¹ zur Berechnung der Modelle ist davon auszugehen, daß das GRS88-Modell und die damit berechneten synthetischen Spektren für eine *absolute* Bestimmung von stellaren Parametern und chemischen Zusammensetzungen nur näherungsweise geeignet sind. Unsere Modelle wären dann adäquat, wenn es uns gelänge, von physikalischen *first principles* ausgehend, *absolute* Modellspektren zu berechnen, mit denen beobachtete Standardspektren, wie die beobachtete Intensitäts- und Flußverteilung der Sonne, *ohne* zusätzliche freie Parameter reproduziert werden können. Wir haben aber bereits am Beispiel der beobachteten Mitte-Rand-Variation des solaren Kontinuums gesehen, daß die theoretischen Photosphärenmodelle an deren Wiedergabe scheitern.

Für die *differentielle* Bestimmung von Stellarparametern und Elementhäufigkeiten können theoretische Photosphärenmodelle durchaus geeignet sein. Bei der *differentiellen* Methode *kalibrieren* wir die freien Parameter unserer synthetischen Flußspektren am Flußspektrum der Sonne und gehen davon aus, daß die Anwendung der *kalibrierten* Modelle auf sonnenähnliche metallarme Sterne genauere \triangleright Stellarparameter und Elementhäufigkeiten liefert als die Anwendung *unkalibrierter* Modelle. Wir wollen die Methode der *differentiellen* Analyse von Stellarparametern und Elementhäufigkeiten sowie die ihr zugrundeliegenden Annahmen im folgenden konkretisieren.

Als *Modellparameter* bezeichnen wir jene Größen, mit denen die Form des Modellspektrums charakterisiert werden kann. Dabei handelt es sich nicht ausschließlich um Parameter, die die physikalischen Eigenschaften des untersuchten Sterns beschreiben, sondern auch um solche, mit denen Modellinsuffizienzen kompensiert werden können. Die Unzulänglichkeit eines Modells, beobachtete Spektren im Rahmen einer physikalischen Theorie (d.h. ohne physikalisch nicht begründbare freie Parameter) *vollständig* zu beschreiben, wird als *Modellinsuffizienz* bezeichnet. Parameter, die eine *Klasse* von Modellen charakterisieren, bezeichnen wir als *modellimmanente* Parameter. *Modellimmanente* Parameter unterscheiden sich von *Stellarparametern* und *Elementhäufigkeiten*.

Grundsätzlich können alle Modellparameter Unzulänglichkeiten des Modells kompensieren:

- *Astrophysikalische* Linienparameter, also f - und C_6 -Werte, die durch Anpassung eines berechneten Spektrums an ein beobachtetes Spektrum gewonnen werden, werden durch die zugrundegelegte Atmosphären- und Linienentstehungstheorie vermittelt. Unzulänglichkeiten der Atmosphären- und Linienentstehungstheorie in der Beschreibung des beobachteten Spektrums können sich dahingehend äußern, daß die *astrophysikalischen* f -Werte von den *atomphysikalischen* f -Werten, die unter völlig anderen Bedingungen im Labor gemessen oder theoretisch berechnet werden, abweichen. *Astrophysikalische* Linienparameter können demnach zur Kompensation von Modellinsuffizienzen dienen.
- Der Vergleich von theoretischen und beobachteten Balmerlinienflügeln im Sonnenspektrum wird eine von der zugrundegelegten Temperaturschichtung abhängige Effektivtemperatur liefern. Wenn die Temperaturschichtung *unrealistisch* ist, wird die abgeleitete \triangleright modellspezifische Effektivtemperatur von der in Gl. 6.9 (S. 344) definierten Effektivtemperatur abweichen.
- Die aus einzelnen Spektrallinien abgeleiteten Häufigkeiten (\triangleright Einzellinienhäufigkeiten) können ebenfalls *modellspezifisch* sein, so daß aus verschiedenen Linien (\triangleright Häufigkeitsindikatoren) unterschiedliche (inkonsistente) Elementhäufigkeiten bestimmt werden. Inkonsisten-

²⁰z.B. Mischungswegtheorie, lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE), homogene Schichtung

²¹z.B. unvollständige Linienliste, unsichere Linienopazitäten und Zustandsfunktionen

te Einzellinienhäufigkeiten sind auf ein nicht adäquates Modell zurückzuführen, insbesondere wenn bei der Häufigkeitsbestimmung *atomphysikalische* Linienparameter verwendet werden. Allerdings ist oft nicht ohne weiteres zu unterscheiden, ob die konsistente Häufigkeitsbestimmung an der zugrundegelegten Temperaturschichtung, der verwendeten Linienentstehungstheorie oder anderen Ursachen (z.B. Mikroturbulenz, systematische Fehler der zugrundegelegten *atomphysikalischen* Linienparameter) scheitert.

Ob konsistente modellspezifische Elementhäufigkeiten (Einzellinienhäufigkeiten) überhaupt gefordert werden können, hängt von der zugrundegelegten Klasse von Modellen ab.

Angenommen Ω_λ repräsentiert eine *beobachtete* spektrale Flußverteilung. $\Phi_\lambda(\vec{p}, \vec{\alpha})$ bezeichnet das Modell mit den Parametersätzen $\vec{\alpha} = (\alpha_1, \dots, \alpha_m)$ und

$$\vec{p} = (p_1 = T_{\text{eff}}, p_2 = \log g, \dots, p_i = \varepsilon(\text{O}), \dots, p_k = \varepsilon(\text{Fe}), \dots, p_n). \quad (2.27)$$

Stellarparameter und *Elementhäufigkeiten* werden durch \vec{p} repräsentiert, während die *modellimmanenten* Parameter, d.h. die Gesamtheit aller *physikalischen Approximationen* in Form von Daten (z.B. astrophysikalische Oszillatorenstärken, C_6 -Werte) und anderen Einstellgrößen (z.B. Mischungswegparameter) durch $\vec{\alpha}$ dargestellt werden. Die *modellimmanenten* Parameter charakterisieren die physikalische Theorie von Sternatmosphäre und Linienentstehung und können unter Umständen Modellinsuffizienzen verschleiern – insbesondere dann, wenn die Sternanalyse *differentiell* erfolgt. Man kann \vec{p} und $\vec{\alpha}$ darin unterscheiden, da den Parametern p_i auch im Falle einer *differentiellen* Analyse keine physikalische Bedeutung beigemessen wird. Während die gemessene Effektivtemperatur tatsächlich die definitionsgemäße Bedeutung haben sollte (siehe Gl. 6.9 auf S. 344), muß dies nicht unbedingt für den empirisch bestimmten Mischungswegparameter gelten, zumal dieser für die zugrundegelegte Konvektionstheorie spezifisch ist.

Modellimmanente Parameter werden anhand einer Referenzbeobachtung $\Omega_{0,\lambda}$ kalibriert ($\vec{\alpha} = \vec{\alpha}_0$). Der kalibrierte Parametersatz $\vec{\alpha}_0$ definiert eine *Klasse von Modellen*

$$\Phi_{\vec{\alpha}_0,\lambda}(\vec{p}) = \Phi_\lambda(\vec{p}, \vec{\alpha} = \vec{\alpha}_0). \quad (2.28)$$

Wir nehmen an, daß $\Phi_{\vec{\alpha}_0,\lambda}(\vec{p})$ einen differentiellen Vergleich zwischen Sternen mit $\vec{p} \in \mathcal{U}(\vec{p}_0)$ und dem Referenzstern ermöglicht. $\mathcal{U}(\vec{p}_0)$ ist eine Umgebung um den für die Kalibration an der Referenzbeobachtung verwendeten Parametersatz \vec{p}_0 , von dem wir annehmen, daß er den Referenzstern charakterisiert.²² $\vec{\alpha}_0$ muß nicht unbedingt an der Sonne kalibriert worden sein. Die Adjustierung von astrophysikalischen f -Werten (z.B. von Moleküllinien) kann an einem Spektrum eines K-Sterns genauer sein als an dem Sonnenspektrum. Allerdings müssen wir voraussetzen können, daß \vec{p}_0 ein für den Referenzstern charakteristischer und modellunabhängiger Parametersatz ist.

\vec{p} umfaßt – im Gegensatz zu \vec{p}_0 – *modellspezifische* stellare Kenngrößen, die aus geeigneten Signaturen beobachteter Flußspektren abgeleitet werden. Wie bereits erwähnt, ist nicht zu erwarten, daß die Lösung von

$$\Omega_\lambda = \Phi_{\vec{\alpha}_0,\lambda}(\vec{p}), \quad \forall \vec{p} \in \mathcal{U}(\vec{p}_0) \quad (2.29)$$

absolute Stellarparameter liefert. Letzteres wäre nur dann der Fall, wenn $\vec{\alpha}_0$ mit den Daten von Laborexperimenten, zumindest aber mit *ab initio*-Rechnungen vereinbart werden könnte.²³ Bisherige empirische Befunde lassen aber darauf schließen, daß die Forderung nach Übereinstimmung zwischen $\vec{\alpha}_0$ und $\vec{\alpha}^{\text{Labor}}$ für viele $\alpha_{0,i}$ nur unzureichend erfüllt ist.²⁴ Allerdings ist häufig ungeklärt,

²²Das bedeutet insbesondere, daß T_{eff} nicht modellspezifisch ist, sondern der Definition in Gl. 6.9 (S. 344) genügt.

²³Vorausgesetzt, die Daten α_i^{Labor} sind zuverlässiger als die systematischen Abweichungen $|\alpha_{0,i} - \alpha_i^{\text{Labor}}|$

²⁴Dies ist z.B. der Fall, wenn die astrophysikalischen f -Werte der O I 7773-Tripletlinien nicht mit den Laborwerten übereinstimmen, weil die f -Werte unter der LTE-Annahme an das solare Flußspektrum angepaßt wurden.

inwiefern die theoretischen bzw. empirischen Daten α_i^{Labor} den erforderlichen Genauigkeitsanforderungen genügen.²⁵

Im Rahmen einer *differentiellen* Analyse werden durch den Anschluß an Beobachtungsstandards im Sinne von Gl. 2.29 Stellarparameter \vec{p} gewonnen, die sich auf die Referenzparameter \vec{p}_\odot beziehen. Wir verwenden in der vorliegenden Arbeit das solare Flußspektrum $\Omega_{\odot,\lambda}$ als Beobachtungsstandard, und die modellimmanenten Parameter $\alpha_0 = \alpha_\odot$ werden so adjustiert, daß für verschiedene Signaturen λ

$$\Omega_{\odot,\lambda} = \Phi_\lambda(\vec{p}_\odot, \vec{\alpha}_\odot), \quad (2.30)$$

erfüllt ist, wobei

$$\vec{p}_\odot = (T_{\text{eff}} = 5780 \text{ K}, \log g = 4.44, \xi = 1 \text{ km s}^{-1}, \vec{\varepsilon} = \vec{\varepsilon}_\odot). \quad (2.31)$$

Dabei werden die in Tab. 2.1 angegebenen solaren Elementhäufigkeiten $\vec{\varepsilon}_\odot$ vorausgesetzt.

Die Modellspektren Φ_λ entwickeln wir um den solaren Parametersatz \vec{p}_\odot

$$\Phi_\lambda(\vec{p}, \vec{\alpha}_\odot) = \Phi_\lambda(\vec{p}_\odot, \vec{\alpha}_\odot) + \nabla_{\vec{p}_\odot} \Phi_\lambda \cdot (\vec{p} - \vec{p}_\odot) + o_\lambda(\|\vec{p} - \vec{p}_\odot\|^2) \quad (2.32)$$

und erhalten mit $\Delta\vec{p} = (\vec{p} - \vec{p}_\odot)$

$$\begin{aligned} \Omega_\lambda - \Omega_{\odot,\lambda} &= \Phi_\lambda(\vec{p}, \vec{\alpha}_\odot) - \Phi_\lambda(\vec{p}_\odot, \vec{\alpha}_\odot) \\ &= \nabla_{\vec{p}_\odot} \Phi_\lambda \cdot \Delta\vec{p} + o_\lambda(\|\Delta\vec{p}\|^2), \quad \forall \vec{p} \in \mathcal{U}(\vec{p}_\odot). \end{aligned} \quad (2.33)$$

Die Umgebung $\mathcal{U}(\vec{p}_\odot)$ wird so definiert, daß für alle Stellarparameter $\vec{p} \in \mathcal{U}(\vec{p}_\odot)$

$$\max_\lambda \left| o_\lambda(\|\Delta\vec{p}\|^2) \right| < \frac{\Omega_\lambda}{S/N} \quad (2.34)$$

erfüllt ist, d.h. die systematischen Fehler der zu bestimmenden Parameter \vec{p} müssen so klein sein, daß die korrespondierende Abweichung zwischen der beobachteten Differenz $\Omega_\lambda - \Omega_{\odot,\lambda}$ und der zu berechnenden Approximation $\nabla_{\vec{p}_\odot} \Phi_\lambda \cdot \Delta\vec{p}$ kleiner ist als der Meß- bzw. Beobachtungsfehler. Für $\vec{p} \in \mathcal{U}(\vec{p}_\odot)$ erhalten wir dann aus Gl. 2.33 die *absoluten* Stellarparameter

$$\vec{p}_* = \vec{p}_\odot + \Delta\vec{p}. \quad (2.35)$$

Dabei nehmen wir an, daß \vec{p}_\odot mit den *wahren* solaren Stellarparametern und Elementhäufigkeiten übereinstimmt. Die aus bolometrischen Messungen bestimmte Effektivtemperatur der Sonne von $T_{\text{eff}} = 5777 \pm 2 \text{ K}$ (Neckel und Labs 1984) und die Schwerebeschleunigung stimmen mit den von uns zur Kalibration von $\vec{\alpha}_\odot$ verwendeten Werten überein. Die angesetzten Elementhäufigkeiten sind hingegen problematisch. Grundsätzlich verwenden wir meteoritische Häufigkeiten und nehmen an, daß diese mit den Elementhäufigkeiten der solaren Photosphäre übereinstimmen (vgl. S. 36). Wie unsere Untersuchungen zur solaren Sauerstoffhäufigkeit ergaben, ist die angesetzte Sauerstoffhäufigkeit $\log \varepsilon_{\odot(\text{O})} = 8.92$ nicht repräsentativ. Der Wert wurde von Lambert (1978) aus photosphärischen Absorptionslinien unter Verwendung des HM74-Modells bestimmt. In der vorliegenden Arbeit werden wir zeigen, daß diese Sauerstoffhäufigkeit nach unten korrigiert werden muß. Dies ist allerdings für unsere *differentielle* Analyse kein Problem, weil die Änderung der Sauerstoffhäufigkeit keine nennenswerte Rückwirkung auf unserer Photosphärenmodell hat. Wir bestimmen also aus dem O 1773-Triplett und anderen Sauerstoffindikatoren *absolute* stellare

²⁵Hier sei auf die kontroverse Diskussion von Holweger (1996) und Blackwell *et al.* (1995a) über die photosphärische Fe I-Häufigkeit hingewiesen, der unter anderem auf methodische Unterschiede bei der experimentellen Bestimmung der f -Werte zurückzuführen sein dürfte.

Sauerstoffhäufigkeiten, in dem wir die nach Gl. 2.35 ermittelten *vorläufigen* stellaren Sauerstoffhäufigkeiten $\log \varepsilon_*(O)$ um den Betrag zwischen $\log \varepsilon_{\odot}(O) = 8.92$ und der neuen solaren Sauerstoffhäufigkeit korrigieren.

Gl. 2.33 und Gl. 2.34 werfen kontrovers diskutierte Fragen auf (z.B. Magain 1984):

- Wie groß ist der Parameterbereich $\mathcal{U}(\vec{p}_{\odot})$, innerhalb dessen $o(\|\vec{p} - \vec{p}_{\odot}\|^2)$ vernachlässigt werden kann?
- Ist die Sonne auch dann als Referenz geeignet, wenn die Spektren (extrem) metallarmer Sterne analysiert werden?
- Eignet sich die Sonne zur Anpassung aller α_i in gleicher Weise? Ist es ggf. notwendig einzelne *modellimmanente* Parameter anhand anderer, besser geeigneter Beobachtungsstandards zu kalibrieren? Wäre es nicht sinnvoller, unbekannte Oszillatorenstärken von Moleküllinien an Spektren kühlerer Sternen zu kalibrieren?
- Wann kann das beobachtete Referenzspektrum für systematische Fehler bei differentiellen Häufigkeiten verantwortlich gemacht werden? Welche Rolle spielt die Genauigkeit der Kontinuumsfestlegung?

In dieser Arbeit wurden keine systematischen Untersuchungen durchgeführt, die zu einer grundsätzlichen Klärung dieser Fragen beitragen könnten. Wir gehen *zunächst* von der Annahme aus, daß die Sonne als bestbeobachtbare Referenz zur Kalibration von $\vec{\alpha}$ immer noch geeigneter ist als Sternspektren, die nur mit geringerem S/N und verminderter spektraler Auflösung zu beobachten sind. Wir müssen aber an einigen Stellen, z.B. bei der differentiellen Analyse der OH A-X-Banden, feststellen, daß diese Annahme nicht unproblematisch ist.

Die *differentielle* Häufigkeitsanalyse erfolgt in drei Schritten. In dem *ersten* Schritt wird das GRS88-Referenzmodell für die Sonne mit dem solaren Flußatlas \triangleright KPNO84 (Kurucz *et al.* 1984) verglichen. Dabei werden modellabhängige $gf\varepsilon_{\odot}$ -Werte und Dämpfungsparameter (C_6 -Werte) festgelegt. Die solare Häufigkeitsverteilung ε_{\odot} wird vorausgesetzt und die sogenannten *astrophysikalischen* Linienparameter (f - und C_6 -Werte, ggf. C_4 -Werte) werden kalibriert. Das Attribut *astrophysikalisch* verweist auf den Umstand, daß die Justierung der Linienparameter von der zugrunde gelegten Modellatmosphäre, der Referenzatmosphäre, abhängig ist. Die atomphysikalische Bedeutung der angepaßten f - und C_6 -Werte hängt davon ab, wie realistisch das Referenzmodell (Temperatur- und Druckstruktur) und die Behandlung von Strahlungstransport und Linienentstehung (Mikroturbulenz ξ_{mic} , LTE oder NLTE) sind.

In dem *zweiten* Schritt werden die *astrophysikalischen* Linienparameter verwendet, um die Elementhäufigkeiten ε_* für jede Linie separat zu bestimmen (\triangleright Einzellinienhäufigkeit). Dabei müssen die stellaren Parameter T_{eff} , $\log g$, Metallizität und Mikroturbulenz ξ_{mic} anhand geeigneter Indikatoren unter Verwendung desselben Modelltyps bestimmt worden sein. Axer *et al.* (1994) und Fuhrmann (1998a), deren Stellarparameter wir verwenden, haben ebenfalls GRS88-Modelle bzw. sehr ähnliche Temperaturschichtungen verwendet (vgl. Abb.2.1).

In dem *dritten* Schritt bestimmen wir die absolute Sauerstoffhäufigkeit der Sonne. Dabei werden die *atomphysikalischen* f -Werte vorausgesetzt und die Einzellinienhäufigkeiten verschiedener Sauerstoffindikatoren bestimmt. Wir verwenden dazu ein halb-empirisches Photosphärenmodell (HM74-Modell), das die solare Temperaturstruktur nach Maßgabe der Mitte-Rand-Variation der solaren Intensitätsverteilung besser repräsentiert als das GRS88-Modell. Mit dem halb-empirischen Referenzmodell erhalten wir konsistente Einzellinienhäufigkeiten, wenn wir für das O I 7773-Triplett die LTE-Annahme aufgeben.

Eine differentielle Häufigkeitsanalyse, die ausschließlich auf $gf\varepsilon_*/gf\varepsilon_\odot$ -Verhältnissen basiert, gründet auf der Prämisse, daß die Linienentstehung in der stellaren Photosphäre mit der Linienentstehung in der solaren Photosphäre vergleichbar ist. Es ist aber stets zu prüfen, ob diese Annahme gerechtfertigt ist, denn die Temperaturstruktur von metallarmen Sternen unterscheidet sich von der solaren Temperaturstruktur wegen der höher unter die Oberfläche reichenden Konvektionszone (vgl. Fuhrmann 1993, Abb. 4.24, S. 53).

Im Vorgriff auf Ergebnisse in einem späteren Abschnitt nennen wir ein Beispiel, das die Problematik der Sonne als Referenzstern deutlich macht. Zur Vorbereitung unserer differentiellen OH A-X-Bandanalyse in metallarmen Sternen haben wir Linienparameter im *UV-Bereich* ($\lambda\lambda$ 3120 ... 3180 Å) an das solare Flußspektrum angepaßt. Abb. 3.14 zeigt das Ergebnis einer solchen Anpassung an das Sonnenspektrum. Die astrophysikalischen Linienparameter sind dabei mindestens von zwei für die Sonne typischen systematischen Effekten betroffen, die in metallarmen Sternen weniger ausgeprägt sind:

1. Zahlreiche OH A-X (0,0)-Linien sind in der Sonne stark eingesenkt. Die prägnanten, relativ gut separierten Linien befinden sich zum Teil an der Sättigungsgrenze. Die Linienkerne reagieren entsprechend unempfindlich auf die Änderungen der $gf\varepsilon$ -Werte. Denkbar ist, daß die *astrophysikalischen* OH-Oszillatorenstärken deswegen in der Sonne systematisch unterschätzt werden, weil sie soweit reduziert worden sind, bis ein Effekt in den Linienkernen erkennbar wird.²⁶ Dieselben Linien reagieren in metallarmen Sternen empfindlicher auf Änderungen von $gf\varepsilon$, weil sie noch ungesättigt sind. In solch einem Fall wäre die Verwendung des für die Kalibrierung der OH-Oszillatorenstärken inadäquaten Referenzsterns Ursache für systematisch zu hoch bestimmte *differentielle* Elementhäufigkeiten (vgl. S. 80).
2. Ein systematisch falsch festgelegtes Kontinuum des Referenzspektrums hat systematisch falsch bestimmte astrophysikalische f - und C_6 -Werte zur Folge. Das Kontinuum des solaren UV-Spektrums kann wegen der hohen Liniendichte nicht sehr genau bestimmt werden. Das Kontinuum von einem hochaufgelösten, wenig verrauschten Spektrum eines *metallarmen* Sterns kann i.a. genauer lokalisiert werden.

Eine Bemerkung zur differentiellen Analyse von O I 7773-Triplett und [O I] 6300: Um den Effekt unterschiedlicher NLTE-Annahmen auf $[O/Fe]_{7773}$ einerseits und den Einfluß des Ni I-Blends auf $[O/Fe]_{6300}$ andererseits untersuchen zu können, werden beide Liniengruppen zunächst mit absoluten, d.h. nicht angepaßten f -Werten analysiert. Die absoluten Einzellinienhäufigkeiten $[O/H]_{7773}$ und $[O/H]_{6300}$ berechnen wir dann gemäß

$$\varepsilon_*(\text{absolut}) = \varepsilon_\odot(\text{absolut}) \frac{\varepsilon_*(O)gf}{\varepsilon_\odot(O)gf}. \quad (2.36)$$

Dabei sind $\varepsilon_*(O)$ und $\varepsilon_\odot(O)$ Einzellinienhäufigkeiten, die für ein bestimmtes Modell (Photosphärenmodell und NLTE-Modell hinsichtlich O I 7773 bzw. Annahme hinsichtlich Ni-Blendbeitrag bei [O I] 6300) bestimmt werden. Die beschriebene Verfahrensweise folgt zwar nicht exakt dem in diesem Abschnitt beschriebenen Verfahren der differentiellen Analyse, weil nicht die f -Werte, d.h. α_i kalibriert werden, sondern die Einzellinienhäufigkeiten. Formal besteht aber völlige Äquivalenz zu der beschriebenen *differentiellen Analyse*, weil Gl. 2.3 nur die Produkte $gf\varepsilon$ enthält.

²⁶Man bedenke, daß die Linienkerne in dem linienreichen Spektralbereich oft die einzigen Fixpunkte für die Anpassung von theoretischen OH-Linien an die Beobachtung darstellen, weil die benachbarten Metalllinien mit den OH-Linienflügeln blenden.

3. Die solare Sauerstoffhäufigkeit

Bevor wir Sauerstoffhäufigkeiten in kühlen Sternen bestimmen, sehen wir uns veranlaßt, die entsprechenden \triangleright Häufigkeitsindikatoren in der Sonne zu untersuchen. Im Vordergrund dieser Untersuchung steht die *konsistente* Bestimmung der *absoluten* solaren Sauerstoffhäufigkeit und des *absoluten* solaren O/Fe-Verhältnisses. Damit verknüpft sind Untersuchungen zur Entstehung der O I 7773- und O I 8446-Triplets, eine Überprüfung der Eignung der verbotenen Übergänge [O I] 6300 und [O I] 6363 zur Häufigkeitsbestimmung sowie eine Untersuchung von OH-Linien im fernen Infrarot und im nahen UV, die ebenfalls zur Bestimmung der solaren und stellaren Sauerstoffhäufigkeit verwendet werden. Schließlich beschreiben wir die Festlegung von astrophysikalischen \triangleright Linienparametern bzw. $gf\varepsilon$ -Werten. Wir untersuchen die Entstehung von O I- und OH-Linien in den Fluß- und Intensitätsspektren der Sonne unter folgenden Gesichtspunkten:

1. Die Entstehungsmechanismen der für die Häufigkeitsbestimmung verwendeten O- und OH-Linien unterscheiden sich. Die Indikatoren reagieren teilweise gegensätzlich auf Änderungen der stellaren Parameter und hängen von der zugrundegelegten Modellphotosphäre ab. Da sich bislang keine Möglichkeit bietet, halb-empirische *stellare* Photosphärenmodelle zu gewinnen, die den theoretischen Sternphotosphären nachweislich überlegen wären, legen wir für unsere spektroskopische Elementhäufigkeitsbestimmungen die Klasse der theoretischen GRS88-Modelle zugrunde. Im Rahmen unserer *differentiellen* Häufigkeitsbestimmung können inkonsistente \triangleright Einzellinienhäufigkeiten akzeptiert werden, solange sich die Untersuchung auf Verhältnisse von stellaren und solaren Einzellinienhäufigkeiten ($\varepsilon_*(\text{O}) / \varepsilon_{\odot}(\text{O})$) beschränkt, d.h. solange die *differentiellen* Einzellinienhäufigkeiten konsistent sind. Die mit dem GRS88-Modell aus dem Flußspektrum der Sonne bestimmten Einzellinienhäufigkeiten müssen nicht unbedingt konsistent sein; von der *differentiellen* Häufigkeitsanalyse von sonnenähnlichen Sterne fordern wir aber, daß die *differentiell* bestimmten Einzellinienhäufigkeiten für alle Indikatoren übereinstimmen, d.h. beispielsweise $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} = [\text{O}/\text{H}]_{6300} = [\text{O}/\text{H}]_{7773}$. Wenn die *differentiell* bestimmten Sauerstoffhäufigkeit nicht konsistent sind, sehen wir uns veranlaßt, unsere Annahmen hinsichtlich der Linienentstehung zu überprüfen, *modellimmanente* Parameter (z.B. adjustierte f - und C_6 -Werte) neu an der Sonne zu kalibrieren, die verwendeten Stellarparameter zu revidieren oder – in letzter Konsequenz – die Anwendbarkeit der Modellphotosphäre in Zweifel zu ziehen.
2. Die *absolute solare* Sauerstoffhäufigkeit ist ein wichtiges Eingabedatum für Sternentwicklungsrechnungen. Außerdem benötigen wir die *absolute* solare Sauerstoffhäufigkeit, um die *differentiellen* stellaren Sauerstoffhäufigkeiten für den Vergleich mit Nukleosyntheserechnungen (z.B. Timmes *et al.* 1995; Nomoto *et al.* 1997b) auf eine *absolute* Skala zu bringen. Die solare Sauerstoffhäufigkeit kann nur aus dem solaren Fluß- bzw. den solaren Intensitätsspektren bestimmt werden (siehe S. 36). Da aber nur dann von *einer* photosphärischen Elementhäufigkeit gesprochen werden kann, wenn *alle* photosphärischen \triangleright Einzellinienhäufigkeiten übereinstimmen, müssen wir die Bedingungen untersuchen, unter denen eine konsistente solare Sauerstoffhäufigkeit bestimmt werden kann. Signifikanten Diskrepanzen zwischen Einzellinienhäufigkeiten muß nachgegangen werden, weil sie durch Unzulänglichkeiten des zugrundeliegenden Photosphärenmodells begründet sein können. Für einzelne Übergänge, z.B. O I 7773, stellt sich heraus, daß die LTE-Annahme für die Linienentstehung nicht mehr gerechtfertigt ist. Andere Linien, z.B. [O I] 6300, 6363, sind in bislang nicht berücksichtigter Weise geblendet. Wir plädieren dafür, die *absolute solare* Sauerstoffhäufigkeit

mit einem halb-empirischen Photosphärenmodell zu bestimmen, für das eine Konsistenz der *absoluten* Einzellinienhäufigkeiten gefordert werden kann.

3. Solare Intensitätsspektren, die unter verschiedenen Austrittswinkeln beobachtet wurden, bieten die einzigartige Gelegenheit, die Linienentstehung der O I 7773-Tripletlinien zu studieren und NLTE-Modelle zu testen.
4. Atom- und molekülphysikalische Größen, wie Stoßratenkoeffizienten für Neutralteilchenstöße (C_{lu}^H) und Elektronenstöße (C_{lu}^e), Oszillatorenstärken und Dämpfungskonstanten, können mit bedeutenden Unsicherheiten behaftet sein. Das für NLTE-Rechnungen entwickelte O-Atommodell kann am Sonnenspektrum überprüft werden.¹ Wie unter Punkt 2 erwähnt, fordern wir konsistente solare Einzellinienhäufigkeiten. Wird diese Forderung für bestimmte Linien nicht erfüllt, kann es sich um einen nicht berücksichtigten Linienblend handeln. Für die zugrundeliegende Modellphotosphäre bedeutet dies, daß sie auch in der Lage sein muß, die Mitte-Rand-Variation von Linien und der kontinuierlichen Intensität wiederzugeben - eine Forderung, die zum gegenwärtigen Zeitpunkt lediglich von halb-empirischen Modellen ausreichend erfüllt wird (s. Abschnitt 2.2 auf S. 19).

3.1 Häufigkeitsindikatoren für Sauerstoff

Die Bestimmung *absoluter* solarer Elementhäufigkeiten gibt uns Aufschluß über die Elementzusammensetzung der protosolaren Wolke. Absolute solare Elementhäufigkeiten können anhand spektroskopischer Analysen von photosphärischen Fluß- und Intensitätsspektren gewonnen werden, oder anhand von chemischen Analysen kohligter Chondrite. Prinzipiell bieten sich weitere Möglichkeiten zur Bestimmung solarer Elementhäufigkeiten an, z.B. *in situ*-Analysen des Sonnenwinds, spektroskopische (ggf. auch chemische) Untersuchung von Kometen oder eine Untersuchung der Atmosphäre von Planeten², bei denen kaum Differentiationprozesse hinsichtlich des untersuchten Elements zu erwarten sind. Die Genauigkeit der zuletzt genannten Methoden erreicht allerdings *selten* die Präzision, die mit Modellatmosphärenanalysen des Sonnenspektrums oder mit der chemischen Analyse von C1-Chondriten möglich sind.

Die chemische Zusammensetzung von C1-Chondriten ist wahrscheinlich die undifferenzierteste und damit ursprünglichste im Vergleich zu anderen Gesteinsarten. Sie liefert im allgemeinen Erkenntnisse über die chemische Zusammensetzung der protosolaren Wolke zum Zeitpunkt der Entstehung des Sonnensystems (Trimble 1975). Die Genauigkeit, mit der die chemische Zusammensetzung von Chondriten analysiert werden kann, ist für die meisten Elemente besser als 10% (Anders und Grevesse 1989). Die Genauigkeit, mit der photosphärische³ Häufigkeiten bestimmt werden können, hängt im wesentlichen von der Zuverlässigkeit verwendeter f -Werte ab. Inadäquate Modellatmosphären und unzutreffende physikalische Annahmen hinsichtlich der Linienentstehung müssen als zusätzliche Fehlerquellen berücksichtigt werden. Generell läßt sich sagen, daß photosphärische Häufigkeiten mit Genauigkeiten von weniger als 25% bestimmt werden können. Innerhalb dieser Fehlergrenzen stimmen die meisten meteoritischen und photosphärischen Elementhäufigkeiten überein.⁴ Systematische Diskrepanzen, die über die Unsicherheit der jeweiligen

¹Dies steht nicht im Widerspruch zu der unter Punkt 1 genannten Verwendung modellspezifischer solarer Einzellinienhäufigkeiten, auf die die stellaren Einzellinienhäufigkeiten im Rahmen einer differentiellen Häufigkeitsbestimmung bezogen werden.

²z.B. Bestimmung der Helium-Häufigkeit in der Jupiteratmosphäre

³Hier ist die solare Photosphäre gemeint.

⁴Photosphärische Häufigkeiten werden in bezug auf H, meteoritische Häufigkeiten in bezug auf Si angegeben. Den zur Vereinheitlichung der Skalen erforderlichen Konversionsfaktor bestimmen Anders und Grevesse (1989) durch Mit-

Tabelle 3.1 atomare Sauerstoffindikatoren in der Sonne und Einzellinienhäufigkeiten, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestimmt wurden.

λ_{\odot} [Å]	Transition	E_l^{\dagger} [eV]	$\log gf^{\ddagger}$	Atlas	μ	W_{λ}^* [mÅ]	Blend**	$\log \epsilon_{\odot}$
verbotene Übergänge								
5577.345	$2p^{41}D_2-2p^{41}S_0$	1.97	-8.26	alle			C ₂	—
6300.303	$2p^{43}P_2-2p^{41}D_2$	0.00	-9.78	LIEGE73	1.0	4.57	Ni I (246)	> 8.78
				KPNO72	1.0	4.81	Ni I	8.81
				KPNO84		5.30	Ni I	8.75
				KPNO72	0.2	6.95	Ni I	8.81
6363.790	$2p^{43}P_1-2p^{41}D_2$	0.02	-10.26	LIEGE73	1.0	1.61	CN (10,5) Q ₂ (26)	8.81
				KPNO72	1.0	1.56	CN	8.81
				KPNO84		1.87	CN	8.81
				KPNO72	0.2	2.60	CN	(8.81)
6726.25	$3s^5S_2-3p^3P_2$	9.146	-1.5	alle			Ti I	—
6726.50	$3s^5S_2-3p^3P_1$	9.146		alle			Fe I	—
erlaubte Übergänge								
6155.99	$3p^5P_1-4d^5D^{\circ}$	10.74	-0.70	alle			Ca I	—
6156.79	$3p^5P_2-4d^5D^{\circ}$	10.74	-0.45	KPNO72	1.0	6.5	Fe I	—
				KPNO84		5.1	Fe I	—
				KPNO72	0.2	3.6	Fe I	—
6158.180	$3p^5P_3-4d^5D^{\circ}$	10.74	-0.31	KPNO72	1.0	6.0	Fe I	8.83
				KPNO84		4.2	Fe I	8.82
				KPNO72	0.2		Fe I	—
7771.959	$3s^3S_2-3p^3P_3$	9.146	0.35	LIEGE73	1.0	85.0	Cr I	8.74 – 8.79
	—			KPNO72	1.0	82.5	Cr I	8.74 – 8.77
				KPNO84		73.5	Cr I	8.74 – 8.80
				KPNO72	0.2	52.3	Cr I	8.74 – 8.87
7774.187	$3s^5S_2-3p^5P_2$	9.146	0.21	LIEGE73	1.0	72.5	Ti I, Fe I	8.74 – 8.78
	—			KPNO72	1.0	70.8	Ti I, Fe I	8.74 – 8.76
				KPNO84		64.5	Ti I, Fe I	8.74 – 8.82
				KPNO72	0.2	41.9	Ti I, Fe I	8.74 – 8.83
7775.398	$3s^5S_2-3p^5P_1$	9.146	-0.02	LIEGE73	1.0	59.5	CN	8.74 – 8.82
	—			KPNO72	1.0	57.1	CN	8.74 – 8.78
				KPNO84		51.0	CN	8.74 – 8.84
				KPNO72	0.2	30.8	CN	8.74 – 8.84
8446.25	$3s^3S_1-3p^3P_0$	9.52	-0.45	alle			Fe I, CN	—
8446.36	$3s^3S_1-3p^3P_2$	9.52	0.25	alle			Fe I, CN	—
8446.751	$3s^3S_1-3p^3P_1$	9.52	0.03	KPNO72	1.0	39.9	Fe I	≈ 8.72 – 8.77
				KPNO84		33.7	Fe I	≈ 8.72 – 8.77
				KPNO72	0.2	17.6	Fe I	≈ 8.72 – 8.77
9260.88	$3p^5P_1-3d^5D^{\circ}$	10.74	0.45	alle			Atm, CN	—
9262.77	$3p^5P_2-3d^5D^{\circ}$	10.74	0.67	LIEGE73	1.0	33.0	Atm, CN	≈ 8.83
				KPNO			Atm, CN	—
9265.95	$3p^5P_3-3d^5D^{\circ}$	10.74	0.81	LIEGE73	0.2	37.5	Atm, C ₂	≈ 8.88
				KPNO			Atm, C ₂	—
11302.36	$3p^5P_3-3d^5D^{\circ}$	10.74	0.08	KPNO			Atm	—

† E_l nach Wiese *et al.* (1996)

‡ f -Werte: **verbotene** Übergänge von Baluja und Zeippen (1988), **erlaubte** Übergänge von Biémont *et al.* (1991a)

* Äquivalentbreiten der **verbotenen** Linien wurden *nicht* von Blendbeiträgen bereinigt, allerdings ist bei der [O I] 6300-Häufigkeit der Ni I-Blend und bei [O I] 6363 der CN-Blend berücksichtigt worden (siehe Abschnitt 3.3.2, S.48). Die Unsicherheit der f -Werte für die Ni I (246)-Linie bzw. für die CN-Linie läßt einen gewissen Spielraum für beide [O I]-Häufigkeiten. Bei den **erlaubten** Linien wurden Blendbeiträge berücksichtigt, sofern Häufigkeiten angegeben sind.

** Nur wenn die Blendbeiträge vernachlässigbar sind oder bestimmt werden können, werden Häufigkeiten angegeben. Die aus [O I] abgeleiteten Häufigkeiten werden auf Seite 57 diskutiert.

Tabelle 3.2 Diatomare Sauerstoffindikatoren (OH) in der Sonne und Einzellinienhäufigkeiten, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit neu bestimmt wurden.

$\lambda\lambda_{\odot}$ [μm]	Band	Anzahl	Atlas	μ	$\log \epsilon$
Rotationsübergänge [◇]					
10.39–12.28	$X^2\Pi(0-0)$ ($N'' = 23 - 31$)	31	(†)	1.0	8.75
11.05–12.26	$X^2\Pi(0-0)$ ($N'' = 24 - 28$)	19	ATMOS87	0.96	8.83 ± 0.05
11.91–12.26	$X^2\Pi(0-0)$ ($N'' = 24 - 25$)	8	BRAULT81	1.0	8.81 ± 0.05
		8	BRAULT81	0.5	8.81 ± 0.05
		8	BRAULT81	0.2	9.00
Vibrations–Rotationsübergänge					
3.042–4.172	$X^2\Pi(1-0)$ ($N'' = 7 - 24$)	25	(‡)	1.0	$8.76 - 8.88$ Δ
3.079–4.109	$X^2\Pi(2-1)$ ($N'' = 4 - 21$)	10	(‡)	1.0	$8.76 - 8.88$ Δ
elektronische Vibrations-Rotationsübergänge					
3120Å–3180Å	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi(0-0)$	20	KPNO84	Fluß	$8.64 - 8.74$ *
3120Å–3180Å	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi(1-1)$	26	KPNO84	Fluß	$8.75 - 8.85$ *

◇ Temperaturschichtung: MACKKL86, $\log \epsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.51$, $\log C_6 = -33$ (vgl. Abb. 3.11)

Δ abhängig von der Temperaturschichtung: MACKKL86 (8.76), HM74 (8.88) (vgl. Abb. 3.12)

* Temperaturschichtung: MACKKL86, $\xi_{\text{mic}} = 0.5 \dots 1.0$ km/s (siehe Abb. 3.19). Mit HM74 ergeben sich jeweils etwa 0.05 dex höhere Einzellinienhäufigkeiten.

† Atlanten von Blatherwick *et al.* (1982) und Goldman *et al.* (1981), Äquivalentbreiten von Goldman *et al.* (1983) übernommen

‡ Atlas von Delbouille *et al.* (1981), Äquivalentbreiten von Grevesse *et al.* (1984)

photosphärischen Häufigkeit hinausgehen, ergeben sich für einige schwere Metalle wie z.B. Mn und Fe, für die CNO-Elemente sowie für Li, Be und B.

Die Unterschiede zwischen den photosphärischen und meteoritischen Mn- und Fe-Häufigkeiten können möglicherweise auf die zugrundegelegten physikalischen Annahmen und atomphysikalischen Daten (Hyperfeinstruktur, Temperaturstruktur, f -Werte) bei der Analyse der photosphärischen Elementhäufigkeiten zurückgeführt werden (vgl. z.B. für Fe Biémont *et al.* 1991b; Blackwell *et al.* 1995a; Holweger *et al.* 1995), während für Unstimmigkeiten bei den Häufigkeiten leichterer Elemente andere Ursachen verantwortlich gemacht werden. Die Häufigkeiten von Li und Be werden bereits bei Temperaturen $\gtrsim 10^5$ K – und damit auch am inneren Rand der Konvektionszone in der Sonne – durch Stöße mit thermischen Protonen reduziert. Aus diesem Grund nimmt man an, daß die meteoritischen Li- und Be- Häufigkeiten der chemischen Zusammensetzung der protosolaren Wolke eher entsprechen als die kleineren Häufigkeiten, die aus dem photosphärischen Spektrum der Sonne gewonnen werden.⁵ Im Gegensatz dazu geht man davon aus, daß die solaren Kohlenstoff- Stickstoff- und Sauerstoffhäufigkeiten (CNO-Häufigkeiten) nur aus photosphärischen Spektrallinien zuverlässig bestimmt werden können, weil sich Anteile von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff aus den Chondriten verflüchtigt haben können. Die photo-

telung über die Häufigkeitsverhältnisse $\epsilon_{\text{phot.}} / \epsilon_{\text{meteor.}}$ für die Elemente Na, Mg, Si, Ca, V, Cr, Co, Ni, Y, Zr, Nb und Mo (für Fe, Ti und Mn, ergeben sich diskrepante Häufigkeiten; diese Elemente werden nicht berücksichtigt).

⁵Balachandran und Bell (1998) stellen allerdings keinen Widerspruch zwischen der photosphärischen und der meteoritischen Berylliumhäufigkeit fest, sofern die *fehlende* UV-Opazität (siehe S. 78) in geeigneter Weise berücksichtigt wird.

sphärischen CNO-Häufigkeiten sind gegenwärtig ≈ 0.2 dex größer als die Analyse der chemischen Zusammensetzung von C1-Chondriten ergeben hat (Holweger 1996).

Wir gehen davon aus, daß die chemische Analyse von C1-Chondriten keine *absolute* solare Sauerstoffhäufigkeit liefern kann. CNO-Häufigkeiten aus der inneren Koma des Kometen Halley konnten während des erdnahen Vorbeiflugs nur relativ ungenau mit einem Massenspektrographen an Bord der Raumsonde Giotto gemessen werden (Jessberger *et al.* 1988). Messungen der chemischen Zusammensetzung des Sonnenwinds und der solaren Korona liefern wegen zu beobachtender Fraktionierungsprozesse ebenfalls keine hinreichend genaue solare Sauerstoffhäufigkeit. Meyer (1993) gibt einen Überblick über neuere Messungen von Elementhäufigkeiten. Während Meyer (1985) die in Korona und Sonnenwind gemessenen Häufigkeiten auf Silizium bezieht und für Elemente mit einem *hohen* ersten Ionisationspotential (z.B. C, O, N, Ne) im Vergleich zur Photosphäre systematisch kleinere Häufigkeiten findet (FIP-Effekt, *first ionisation potential*), schlägt Meyer (1993) die von Grevesse und Noels (1993) angegebene photosphärische Sauerstoffhäufigkeit als Referenz vor und weist darauf hin, daß somit die Elemente mit *niedrigem* ersten Ionisationspotential (z.B. Si, Fe, Ca) gegenüber Sauerstoff zwei- bis dreifach höhere Häufigkeiten aufweisen. Aus den bei Meyer (1993) in Abb. 6 und 7 aufgetragenen Elementhäufigkeiten aus verschiedenen Untersuchungen des Sonnenwindes, energiereicher solarer Partikelströme sowie von Gamma-, Röntgen- und EUV-Spektren können entnommen werden, daß das C/O-Verhältnis ungefähr mit dem photosphärischen C/O-Verhältnis (Grevesse und Noels 1993) übereinstimmt.

Die absolute solare Sauerstoffhäufigkeit basiert auf der Auswertung von photosphärischen Spektrallinien.

Nur wenige *atomare* Übergänge von O I können im visuellen und infraroten Spektralbereich ausgewertet werden (Tab. 3.1). Die in Abb. 4.1 auf Seite 129 dargestellte Termstruktur des O-Atoms zeigt, daß wegen der thermischen Bedingungen in kühlen Sternatmosphären lediglich zwei (verbotene) niedrig angeregte Interspinsystemübergänge und einige Übergänge zwischen hochangeregten Niveaus von Bedeutung sein können. Alle vom Grundzustand $2p^4\ ^3P$ ausgehenden erlaubten Übergänge liegen im UV ($\lambda < 2000\text{\AA}$). Die mittlere kinetische Energie der photosphärischen Plasmapartikel beträgt ≈ 0.5 eV; folglich befinden sich die O-Atome mit ihrer Grundzustandsionisationsenergie von 13.6 eV nahezu vollständig im neutralen Zustand. Photoionisationseffekte können angesichts der Photoionisationsquerschnitte (siehe Abb. 4.2) für die niedrigen Niveaus und der Intensitätsverteilung $J(\lambda)$ bei F- und G- Sternen ausgeschlossen werden. Die Ionisationsstruktur von O I ist wegen der resonanten Grundzustandsionisationsenergie von O I und H I an die Ionisationsstruktur des rund 1000-mal häufigeren Wasserstoffs gekoppelt.⁶ Die angeregten Niveaus sind, mit Ausnahme von $2p^4\ ^1D$, im Vergleich zur LTE-Besetzung des Kontinuums thermisch schwach besetzt. Sauerstoff ist jedoch so häufig, daß das hochangeregte O I 7773-Triplett ($3s\ ^5S^o - 3p\ ^5P$) und das O I 8446-Triplett ($3s\ ^3S^o - 3p\ ^3P$) in G- und F-Sternen markante Liniengruppen darstellen.

Die infraroten Rotations- und Rotations-Schwingungsübergänge von OH können praktisch nur im Sonnenspektrum bei hoher spektraler Auflösung ($R > 100000$) ausgewertet werden (Tab. 3.2). Die OH A-X-Bande befindet sich im ultravioletten Spektralbereich ungefähr zwischen 3060\AA und 3200\AA . Sie ist in extrem metallarmen Sternen sogar der prominenteste Sauerstoffhäufigkeitsindikator. Die Analyse von solaren OH A-X-Linien ist allerdings wegen der hohen Metalliniendichte und einem nur unsicher zu bestimmenden Kontinuum schwierig.

In den folgenden Abschnitten werden die wichtigsten O-Häufigkeitsindikatoren untersucht und zum Teil auf der Basis publizierter Äquivalentbreiten erneut analysiert. Im wesentlichen stützen sich unsere Untersuchungen auf eigene Profilvergleiche und Äquivalentbreitenmessungen. NLTE-

⁶Sollte die H-Ionisationsstruktur vom thermodynamischen Gleichgewicht abweichen, was bei kühlen Sternen unwahrscheinlich ist, dann wird die O-Ionisationsstruktur davon betroffen sein.

Rechnungen, die u.a. auch für die Sonne durchgeführt worden sind, werden in Kapitel 4 ausführlich beschrieben. Einige Ergebnisse dieser NLTE-Rechnungen werden wir bereits in Abschnitt 3.6 (Entstehung von O I 7773, O I 8446 und O I 6158 in der Sonne) anwenden.

3.2 Untersuchungen zur solaren Sauerstoffhäufigkeit

In den letzten drei Jahrzehnten wurden zahlreiche Arbeiten veröffentlicht, die sich mit der Bestimmung der absoluten solaren Sauerstoffhäufigkeit⁷ beschäftigen. Altrock (1968) und Müller *et al.* (1968) untersuchen das Mitte-Rand-Verhalten von O I 6158, [O I] 6300,6363, O I 7773 und O I 8446 anhand eigener Intensitätsbeobachtungen. Altrock leitet aus der Mitte-Rand-Variation des O I 7773-Tripletts eine nicht-thermische Entstehung der O I 7773-Linien ab, die in geringerem Maß auch das O I 8446-Triplett betrifft. Sedlmayr (1974) ist in der Lage, die von Altrock empirisch gefundene Evidenz von \triangleright NLTE-Effekten – insbesondere bei O I 7773 – im Rahmen erster NLTE-Rechnungen mit einem einfachen O-Atommodell (7 Niveau) theoretisch nachzuvollziehen.

Lambert (1968, 1978) untersucht zusätzlich zu den o.g. Linien auch weniger prominente O I-Linien des solaren Intensitätsspektrums ($\mu = 1$) unter Annahme von LTE. Die Ergebnisse der beiden Arbeiten unterscheiden sich im wesentlichen nur in der Gewichtung der unterschiedlichen Einzellinienhäufigkeiten. Lambert (1978) leitet zwar auch eine Sauerstoffhäufigkeit aus der OH A-X-Bande bei 3100 Å ab, aber er gibt den [O I] 6300,6363-Linien größeres Gewicht, so daß der neue Mittelwert der *solaren* Sauerstoffhäufigkeit ($\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = \log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}]) = 8.92 \pm 0.1$) um 0.09 dex größer ist als seine aus dem O I 7773-Triplett bestimmte Häufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.83$. Es ist darauf hinzuweisen, daß der angegebene Fehler an Bedeutung verliert, wenn die Einzellinienhäufigkeiten *systematisch* voneinander abweichen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden wir zeigen, daß der von Lambert aus dem \triangleright LIEGE73-Intensitätsatlas bestimmte Wert $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.83$ tatsächlich *systematisch* von $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}])$ abweicht und näher an der von uns bestimmten solaren Sauerstoffhäufigkeit liegt als der aus den [O I]-Linien abgeleitete Wert.

Grevesse und Sauval (1973) verwenden O I-Linien und die OH A-X-Bande für ihre LTE-Analyse. Mit der \triangleright HSRA-Atmosphäre erhalten sie eine Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.85 \pm 0.15$. Goldman *et al.* (1983) und Sauval *et al.* (1984) analysieren erd- und ballongestützte Beobachtungen der Rotationsbanden OH X²Π bei 12 μm. Sie bestätigten die von Lambert (1978) vorgeschlagene solare Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.92$ und unterstreichen die Notwendigkeit, die \triangleright HM74-Photosphäre für *solare* Häufigkeitsanalysen zu verwenden. Grevesse *et al.* (1984) dehnen ihre Bestimmung der solaren Sauerstoffhäufigkeit auf Rotations-Schwingungsbergänge bei 3 μm aus und bestätigen die O-Häufigkeit von Sauval *et al.* (1984) und Lambert (1978), obwohl – wie wir in dieser Arbeit zeigen werden – ihre Analyse der Rotations-Schwingungs-Übergänge *de facto* keine zu Sauval *et al.* (1984) unabhängige Untersuchung darstellt.

Biémont *et al.* (1991a) berechnen Oszillatorenstärken von zahlreichen O I-Übergänge und bestimmen anschließend LTE-Häufigkeiten aus Äquivalentbreiten des LIEGE73-Atlanten. Dabei verwenden sie Photosphärenmodelle von Holweger und Müller (1974) und Maltby *et al.* (1986).

⁷Die prominenten O I 7773- und O I 8446-Triplettlinien im Spektrum der Sonne sind mindestens seit den 30'ger Jahren untersucht worden. Die Abhängigkeit der O I 7773-Triplettlinien von der stellaren Leuchtkraft wird bereits von Keenan und Hynek (1950) beschrieben und untersucht. In der vorliegenden Arbeit werden nur Veröffentlichungen über die Sauerstoffhäufigkeit der Sonne und anderen Sternen erörtert, die seit den späten 60'ger Jahren erschienen sind. In früheren Arbeiten wurden zum Teil ungenaue Oszillatorenstärken oder unzureichende Modellphotosphären verwendet. Viele der wichtigen Pionierarbeiten zu diesem Thema werden in den genannten neueren Veröffentlichungen zitiert. Beispielsweise verweisen Grevesse und Sauval (1973) und Biémont *et al.* (1991a) auf ältere Arbeiten zu dem Thema.

Bonnell und Bell (1993) wiederholen die Bestimmung der O-Häufigkeit aus OH-Rotations-Schwingungsbanden ($\approx 3\mu\text{m}$) von Grevesse *et al.* (1984) und verwenden dabei ebenfalls die HM74-Photosphäre. Sie erhalten geringfügig niedrigere, allerdings diskrepante O-Häufigkeiten (8.88 dex für $\Delta v = 1$ und 8.76 dex $\Delta v = 2$).

Grevesse *et al.* (1994) und Grevesse *et al.* (1996) geben eine geringere solare Sauerstoffhäufigkeit von 8.87 ± 0.07 dex an. Die Verringerung dieses Werts gegenüber dem Ergebnis der Analysen von Sauval *et al.* (1984) und Grevesse *et al.* (1984) beruht darauf, daß die solare Eisenhäufigkeit in den vorangegangenen Untersuchungen mit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.67$ überschätzt worden ist. Die höhere Fe-Häufigkeit führte über den erhöhten Elektronendruck zu einer stärkeren H^- -frei-frei Opazität im infraroten Spektralbereich.

Der Umstand, daß aus [O I] 6300, [O I] 6363 und den O I 7773-Triplettlinien in metallarmen Sternen diskrepante LTE-Häufigkeiten abgeleitet werden, führte zu einer Reihe neuerer NLTE-Untersuchungen mit komplexen Sauerstoffatommodellen (Tomkin *et al.* 1992; Kiselman 1993; García López *et al.* 1993; Takeda 1994, 1995). Bei diesen Untersuchungen steht die Frage im Vordergrund, mit welchem Faktor die nach einer Formel von Drawin (1968) bzw. Steenbock und Holweger (1984) berechneten Wasserstoffstoßratenkoeffizienten C_{lu}^{H} zu skalieren sind. Die genannten Autoren kommen zu unterschiedlichen Ergebnissen.

Kiselman und Nordlund (1995) untersuchen die NLTE-Linienentstehung des O I 7773-Triplets und die LTE-Linienentstehung von [O I] 6300 sowie der reinen OH-Rotationslinien mit hydrodynamischen 3-D-Modellen. Die Autoren kommen zu dem Ergebnis, daß die Mitte-Rand-Variation des O I 7773-Triplets nicht durch Inhomogenitätseffekte beschrieben werden kann, stattdessen ist von einer nicht-thermischen Entstehung des Triplets auszugehen. [O I] 6300- und die infraroten OH-Rotationslinien liefern jedoch eine um ≈ 0.1 dex kleinere granulationsbedingte O-Häufigkeit.

Warum untersuchen wir angesichts der Fülle von Publikationen ein weiteres Mal die solare Sauerstoffhäufigkeit?

Bis heute scheinen die solaren Einzellinienhäufigkeiten der wichtigsten solaren Sauerstoffindikatoren nicht konsistent zu sein. Es gibt bislang keine Arbeit über die solare Sauerstoffhäufigkeit, in der *alle* verwendbaren spektroskopischen O-Häufigkeitsindikatoren berücksichtigt *und* gleichzeitig auf ihre spezifischen Probleme hin untersucht worden sind. Es gibt allerdings Arbeiten, wie z.B. Altrock (1968), Lambert (1978), Sauval *et al.* (1984) oder Kiselman und Nordlund (1995), die sich sehr umfassend mit einzelnen Indikatoren beschäftigen, die die spezifischen Probleme bei der Häufigkeitsbestimmung aus diesen Indikatoren hinsichtlich Linienblends, Modellphotosphären und NLTE-Linienentstehung herausarbeiten und auch Einzellinienhäufigkeiten vergleichen. Es ist aber schwer zu bewerten, inwiefern die aus verschiedenen solaren Spektralatlanten von unterschiedlichen Autoren gemessenen Äquivalentbreiten *und* verwendeten Photosphären- und NLTE-Modelle⁸ für die Streuung der Einzellinienhäufigkeiten verantwortlich sind. Einige Autoren geben bestimmten Indikatoren stärkeres Gewicht und erhalten eine dieser Gewichtung entsprechende solare Sauerstoffhäufigkeit. Die Untersuchung von physikalischen Annahmen (LTE, NLTE, Photosphärenmodelle, Hydrodynamik) werden in der Literatur ebenso beschrieben, wie die Durchführung neuer Beobachtungen (Mitte-Rand-Variation) oder die Berechnung neuer Übergangswahrscheinlichkeiten. Aber bisher brachten die veröffentlichten Ergebnisse weder Klarheit hinsichtlich der Effizienz von Wasserstoffstößen⁹, noch konnten bestehende Diskrepanzen zwischen $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}])$ bzw. $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12\mu\text{m})$ und $\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ auf andere Weise erklärt werden. Manche Autoren bestimmen eine solare Sauerstoffhäufigkeit, die mit dem von uns bestimmten Wert vergleichbar ist. Allerdings sind die Methoden, mit denen die Autoren zu ihrem Ergebnis gelangen,

⁸Unterschiede zwischen den physikalischen Annahmen, verschiedenen Modellparametern, und Daten

⁹d.h. hinsichtlich der nicht-thermischen Entstehung der O I 7773-Triplettlinien

entweder zweifelhaft¹⁰ oder zu optimistisch (z.B. Sauval *et al.* 1984). Einige Autoren bestimmen die Sauerstoffhäufigkeit nur aus wenigen Indikatoren¹¹, die sich hinsichtlich NLTE und Temperaturabhängigkeit konform verhalten.

Mit der vorliegenden Arbeit wird der Versuch unternommen, eine *umfassendere* Untersuchung von Sauerstoffhäufigkeitsindikatoren durchzuführen als es bei bisherigen Veröffentlichungen der Fall war. Der Umfang unserer Untersuchung zur solaren Sauerstoffhäufigkeit betrifft nicht nur die Anzahl der berücksichtigten O-Häufigkeitsindikatoren und solaren Spektralatlanten, sondern auch den Aufwand bei der Überprüfung unseres NLTE-Modells, die Berücksichtigung unterschiedlicher Modellphotosphären, die Bewertung von Blendbeiträgen und unsere Untersuchungen zur ultravioletten OH A-X-Bande.

Die Tabellen 3.1 und 3.2 geben eine Übersicht über die im Rahmen der vorliegenden Arbeit aus O I- und OH-Linien bestimmten Einzellinienhäufigkeiten. Für das O I 7773-Triplett, [O I] 6300, [O I] 6363, die OH X²Π- und OH A-X-Banden können wir konsistente Häufigkeiten bestimmen – sowohl aus solaren Intensitäts- als auch aus Flußprofilen. Bislang offen gebliebene Unstimmigkeiten zwischen den Einzellinienhäufigkeiten können innerhalb der angegebenen Fehler erklärt werden. Als Ergebnis unserer Untersuchungen schlagen wir eine solare Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) \approx 8.80 \pm 0.06$ dex vor. Der Fehlerangabe liegt die Feststellung zugrunde, daß die *Profilvergleiche* unter NLTE-Bedingungen eine bis zu 0.06 dex kleinere Sauerstoffhäufigkeit rechtfertigen (siehe Abb. 3.20 auf S. 101 und Abb. 3.21), während die LTE-Häufigkeiten von [O I] und OH X²Π in Abhängigkeit vom zugrundegelegten halb-empirischen Photosphärenmodell Mittelwerte zwischen 8.78 und 8.84 dex annehmen.

Folgende Ergebnisse werden wir in den nächsten Abschnitten darlegen:

1. Das O I 7773-Triplett entsteht unter Bedingungen des kinetischen Gleichgewichts. Die LTE-Annahme ist zur Beschreibung der Linienentstehung unzureichend. Neutralteilchenstöße sind ineffizient und beeinflussen die Besetzung der Niveau $3s^5S^o$ und $3p^5P$ kaum.
2. Im Gegensatz zu Lambert (1978) messen wir der Ni I-Linie, die mit [O I] 6300 blendet deutlich mehr Bedeutung bei. Den Beitrag der CN-Linie bei 6363.8 Å, die mit der [O I] 6363-Linie blendet, ist größer als Lambert (1978) ermittelt. Bei entsprechender Berücksichtigung der Blends beider Linien ergeben sich aus [O I] 6300,6363 systematisch kleinere Einzellinienhäufigkeiten. Der Auffassung, [O I] 6300 und [O I] 6363 seien anderen Häufigkeitsindikatoren vorzuziehen, können wir nicht folgen.
3. Die reine Rotationsbande OH X²Π entsteht in mittleren und oberen Schichten der Photosphäre. Die hohe Sauerstoffhäufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.91$ von Sauval *et al.* (1984) kann – neben der überschätzten Eisenhäufigkeit – auf eine zu hohe Temperatur der HM74-Photosphäre für $\log \tau_0 < -2$ zurückgeführt werden.
4. Unsere Analyse der Argumentation von Lambert (1978), Sauval *et al.* (1984) und Grevesse *et al.* (1984) führt zu dem Schluß, daß die von Anders und Grevesse (1989) angegebene photosphärische O-Häufigkeit ($\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.93$) indirekt aus der schwachen [O I] 6363-Linie abgeleitet wird, denn die aus [O I] 6300 und infraroten OH-Banden gewonnenen Einzellinienhäufigkeiten werden - anders als die Autoren vordergründig behaupten - nicht unabhängig von [O I] 6363 bestimmt.

¹⁰Siehe z.B. die Diskussion der Arbeit von Biémont *et al.* (1991a) auf S. 114.

¹¹z.B. Takeda (1995) untersucht nur O I 7773- und O I 8446. Sauval *et al.* (1984) und Grevesse *et al.* (1984) verwenden nur die infraroten OH X²Π- und OH X²Π ($\Delta v = 1$)-Banden und unterstellen, daß diese OH-Banden optimale Häufigkeitsindikatoren seien.

5. Die Arbeit von Kiselman und Nordlund (1995) ist ein wichtiger Beitrag zur Aufklärung der Diskrepanz zwischen den Einzellinienhäufigkeiten, die aus dem O I 7773-Triplett, aus [O I] 6300 und der OH X²Π-Bande abgeleitet werden. Ihr Befund, daß [O I] 6300 und OH X²Π jeweils eine Sauerstoffhäufigkeit von ≈ 8.80 liefern, wenn 3d-hydrodynamische Geschwindigkeitsfelder und Temperaturstrukturen zugrundegelegt werden, weist in dieselbe Richtung wie die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit. Allerdings berücksichtigen Kiselman und Nordlund nicht den Ni I-Blend über der [O I] 6300-Linie.

Unsere Untersuchungen zur solaren Sauerstoffhäufigkeit, die letztlich in der Überprüfung des für die Sternanalyse ebenfalls relevanten NLTE-Modells von O I münden, haben Konsequenzen für die Bestimmung der Sauerstoffhäufigkeiten in sonnenähnlichen Sternen, insbesondere für (F-) Sterne mit moderaten Metallunterhäufigkeiten (\triangleright Unterhäufigkeit), bei denen das O I 7773-Triplett \triangleright NLTE-Effekte in einer Größenordnung von bis zu 0.3 dex aufweisen kann (z.B. bei HD 203608 und HD 207978). Wegen des Ni I-Blends ändert sich die Skala der bislang aus der [O I] 6300-Linie von kühlen Hauptreihensternen bestimmten Sauerstoffhäufigkeiten. Die von uns vorgeschlagene Sauerstoffhäufigkeit ist 0.12 dex kleiner als der Wert von Lambert (1978), 0.13 dex kleiner als der von Anders und Grevesse (1989) angegebene Wert und 0.07 dex kleiner als der korrigierte Wert von Grevesse *et al.* (1996). Entsprechende Korrekturen müssen beim Vergleich zwischen Beobachtungen und Nukleosyntheserechnungen berücksichtigt werden. Die [O/Fe]-Verhältnisse aus chemischen Entwicklungsmodellen, die auf der von Anders und Grevesse (1989) angegebenen solaren Sauerstoffhäufigkeit basieren (z.B. Timmes *et al.* 1995), müssen im Hinblick auf die niedrigere solare Sauerstoffhäufigkeit um 0.13 dex korrigiert (erhöht) werden.

3.3 Analyse von [O I] 6300 und [O I] 6363

Die verbotenen Übergänge [O I] 6300 und [O I] 6363 werden von Lambert (1978) als Primärindikatoren vorgeschlagen, weil die hochangeregten Sauerstofflinien temperaturempfindlich sind, die Entstehung des O I 7773-Tripletts unverstanden sei, andere Linien geblendet sind (O I 8446-Triplett O I 6158 O I 9264 O I 11302) oder in Spektralbereichen liegen, die im Vergleich zu den oben genannten Indikatoren nur ungenau analysiert werden können (OH A-X). Die [O I]-Linien sind ebenfalls geblendet, aber Lambert zufolge haben beide Blends nur geringen Einfluß auf die Bestimmung der Sauerstoffhäufigkeit.¹² Andere Autoren, die aus der [O I] 6300-Linie stellare Sauerstoffhäufigkeiten ableiten, schließen sich der Argumentation Lamberts an und messen beiden [O I]-Übergängen große Bedeutung für die Bestimmung von solaren und stellaren Sauerstoffhäufigkeiten bei (z.B. Kjærgaard *et al.* 1982; Gratton und Ortolani 1986; Nissen und Edvardsson 1992; Bonnell und Bell 1993; Kiselman 1993). Nach der Arbeit von Lambert und der Analyse von Rotations- und Rotations-Schwingungsbanden von OH im nahen und fernen IR (Sauval *et al.* 1984; Grevesse *et al.* 1984), die den Wert von Lambert bis auf 0.01 dex bestätigen¹³, wurde die solare O-Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.92 \dots 8.93$ in aktuelle Tabellenwerke mit solaren Elementhäufigkeiten aufgenommen.

In diesem Abschnitt werden die [O I]-Linien aus verschiedenen solaren Spektralatlanten untersucht und mit den Resultaten anderer Arbeiten verglichen. Von besonderem Interesse wird für uns die Beantwortung der Fragen sein, in welchem Ausmaß [O I] 6300 von der Ni I-Linie gestört wird, wie stark die CN-Linie zu der 6363.8 Å Linie beiträgt, und wie sehr die aus den [O I]-Linien abgeleitete solare und stellare Sauerstoffhäufigkeit durch diese Blends beeinflusst wird. Wir finden Indizien dafür, daß $\log \varepsilon_{\odot}(\text{[O I]})$ *systematisch* um ≈ 0.1 dex kleiner ist als von Lambert (bereits unter Berücksichtigung der Blendbeiträge) angegeben wird. $\log \varepsilon_{\odot}(\text{[O I]})$ ist ≈ 0.15 dex kleiner als Messungen *ohne* Berücksichtigung beider Blends ergäben. Die aus den [O I]-Linien bestimmten Einzellinienhäufigkeiten können wir abschließend nur im Kontext mit der Untersuchung des O I 7773-Tripletts, der reinen Rotationsübergänge OH X²I und der OH A-X-Bande bewerten. Unsere Untersuchung liefert zwar Indizien, die für eine deutlich größere Bedeutung der Blends sprechen als bislang angenommen wird, aber es stellt sich die Frage, warum die Ni I-Linie bei [O I] 6300 und die CN-Linie bei [O I] 6363 jeweils so stark sind, daß das Äquivalentbreitenverhältnis $W(6300)/W(6363)$ fast den gleichen Wert annimmt wie das gut bekannte Verhältnis der *gf*-Werte von [O I] 6300 und [O I] 6363. Diese Frage können wir nicht beantworten. Allerdings können wir zeigen, daß keine der beiden [O I]-Linien ein sicherer Indikator zur Bestimmung der solaren Sauerstoff ist. Zur Bestimmung stellarer Sauerstoffhäufigkeiten kann [O I] 6300 nur bedingt empfohlen werden, nämlich für Riesensterne, bei denen die Blends keine wesentlichen Beiträge zur Gesamtäquivalentbreite bei 6300.32 Å liefern (siehe Diskussion bei Eriksson und Toft 1979, S. 191).

Die Abbildungen 3.1 und 3.2 zeigen die [O I] 6300-Linie, und die Abbildungen 3.4 und 3.5 stellen das Profil der [O I] 6363-Linie in verschiedenen solaren Intensitätsatlanten dar. Die Blendbeiträge werden wir folgendermaßen untersuchen:

1. Empirische Bestimmung der Oszillatorenstärke für Ni I 6300.3 relativ zu ungeblendeten Ni I-Linien des Multipletts 246, wobei die relativen *f*-Werte von Kurucz (1988) vorausgesetzt

¹² Daß [O I] 6300 von einer Ni I-Linie geblendet wird, ist schon länger bekannt. Bowen (1948) sowie Gasanalzade (1965) geben an, daß [O I] 6300 zu 10 ... 30% bzw. 60 ... 100% durch Ni I (246) geblendet wird. Entsprechend geringer müßte die aus dieser Linie abgeleitete Sauerstoffhäufigkeit sein. Alrock (1968) schätzt anhand der Äquivalentbreite von [O I] 6363 ab, daß der Ni I-Blend vernachlässigbar sein dürfte, mahnt aber gleichzeitig zur Vorsicht.

¹³ Auf Seite 76 legen wir dar, warum sich diese Arbeiten nicht zur Unterstützung der aus den [O I]-Linien abgeleiteten solaren Sauerstoffhäufigkeit eignen.

werden.

2. Überprüfung der theoretischen f -Werte von Kurucz (1988) auch für Multipletts mit vergleichbarer Konfiguration und Anregungsenergie.
3. Die Linien [O I] 6300, Ni I (246) und [O I] 6363, CN (10,5) Q₂(26) können nicht beliebig verschoben werden, um die beobachteten Linienprofile bei 6300 Å und 6363 Å wiederzugeben. Es ist zu überprüfen, ob die Linien innerhalb der erwarteten Toleranzbereiche liegen.
4. Der Blendbeitrag durch die Linie CN (10,5) Q₂(26) bei 6363.8 Å kann empirisch bestimmt werden, indem CN-Linien stärkerer Rotations-Schwingungsbanden (z.B. CN(0,0) im infraroten Bereich) an beobachtete Intensitätsspektren angepaßt werden. Dadurch umgehen wir das Problem einer immer noch unsicheren Dissoziationsenergie für CN. Günstiger ist unser Vergleich mit benachbarten CN-Linien des selben Q-Zweigs und der gleichen Schwingungsbande (10,5), weil die Linienstärken nur von den statistischen Gewichten ($2J'' + 1$) abhängen und wir die Verwendung von Franck-Condon-Faktoren, die zusätzliche Unsicherheiten bewirken können, vermeiden.
5. Überprüfung, ob die Vergleiche der verschiedenen [O I]-Intensitätsprofile mit den jeweils vorausgesetzten Blendbeiträgen konsistente Häufigkeiten liefern. Es ist zu erwarten, daß die Mitte-Rand-Variation für die Ni I (246)-Linie anders ausfällt als für die CN-Linie bei 6363.8 Å. Für die Untersuchung der Mitte-Rand-Variation wird das HM74-Modell verwendet.

3.3.1 Oszillatorenstärken der [O I]-Linien

[O I] 6300 und [O I] 6363 zählen zu den wenigen verbotenen O I-Linien, für die experimentelle Übergangswahrscheinlichkeiten verfügbar sind (Wiese *et al.* 1996). Lambert (1978) diskutiert die Übergangswahrscheinlichkeiten der beiden magnetischen Dipolübergänge $2p^4\ ^3P_2 - 2p^4\ ^1D_2$ und $2p^4\ ^3P_1 - 2p^4\ ^1D_2$. Die in der vorliegenden Untersuchung verwendeten $\log gf$ -Werte und Anregungsenergien können Tab. 3.1 entnommen werden.

Während die experimentell bestimmten Einsteinkoeffizienten A_{ul} von Kernahan und Pang (1975) mit einem *absoluten* Fehler von $\approx 25\%$ (0.1 dex) behaftet sind, kann das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten $A([\text{O I}] 6363)/A([\text{O I}] 6300)$ experimentell genauer bestimmt werden. Kernahan und Pang messen ein Verhältnis von 0.32 ± 0.03 . Entsprechend dürften die aus den [O I] bestimmten Einzellinienhäufigkeiten aufgrund von f -Wertunsicherheiten höchstens um 0.04 dex differieren. Kernahan und Pang geben absolute Werte von $\log gf = -9.81$ (6300 Å) und $\log gf = -10.30$ (6363 Å) an. Lambert (1978) verwendet theoretische $\log gf$ -Werte¹⁴ von -9.75 (6300 Å) und -10.25 (6363 Å).

In der vorliegenden Untersuchung werden die theoretischen Übergangswahrscheinlichkeiten von Baluja und Zeippen (1988), $\log gf = -9.78$ (6300 Å) und $\log gf = -10.26$ (6363 Å). Das entsprechende f -Wertverhältnis von 0.33 stimmt mit dem von Kernahan und Pang (1975) überein. Die von Baluja und Zeippen angegebenen Wahrscheinlichkeiten der elektrischen Quadrupolübergänge betragen weniger als 0.1% der magnetischen Dipolübergangswahrscheinlichkeit und können vernachlässigt werden. Den angegebenen Oszillatorenstärken von Baluja und Zeippen liegen *experimentell* bestimmte Energieniveaus von Edlén (1983) zugrunde. Bei Berücksichtigung *theoretischer* Energieeigenwerte¹⁵ erhalten Baluja und Zeippen um 0.08 dex höhere $\log gf$ -

¹⁴Diese $\log gf$ -Werte sind 0.07 dex bzw. 0.09 dex kleiner sind als bei Lambert (1968).

¹⁵Theoretische und experimentelle Energieeigenwerte differieren besonders für das obere Niveau 1D_2 .

Tabelle 3.3 Solare [O I] 6300- und [O I] 6363-Häufigkeiten, die aus vier verschiedenen Atlanten unter Verwendung unterschiedlicher Modellphotosphären bestimmt wurden. Die Häufigkeiten $\log \epsilon_W$ wurden aus gemessenen Äquivalentbreiten bestimmt, $\log \epsilon_{\text{Fit}}$ ist das Ergebnis der in den folgenden Abbildungen gezeigten Profilvergleiche. Die Unterschiede zwischen den aus der Äquivalentbreite und der mit dem Profilvergleich (Abb. 3.1 und 3.2) abgeleiteten Häufigkeiten werden durch die subjektive Festlegung des Kontinuums bedingt; die Äquivalentbreiten wurden unabhängig voneinander gemessen (keine Berücksichtigung von Blends oder des relativen f -Wertverhältnisses für die verbotenen Übergänge). Für die empirischen Modelle wurde die Ni I-Linie mit $\log gf = -1.95$ und für die theoretischen Modelle mit $\log gf = -2.03$ berechnet (Tab. E.1). Man beachte das gegenläufige Mitte-Rand-Verhalten von $\log \epsilon_{\odot}([\text{O I}] 6300)$ und $\log \epsilon_{\odot}([\text{O I}] 6363)$ für die theoretischen Modelle einerseits und die empirischen Modelle andererseits. Für die MACKKL86-Atmosphäre fallen Diskrepanzen zwischen dem Flußprofil und den Intensitätsprofilen auf, die im Fall der HM74-Photosphäre nicht so stark in Erscheinung treten.

	μ	W_{λ} [mÅ]	GRS 88 $\log \epsilon_W$	EAGLNT 93 $\log \epsilon_W$	HM 74 $\log \epsilon_W$	MACKKL 86 $\log \epsilon_{\text{Fit}}$	MACKKL 86 $\log \epsilon_W$
[O I] 6300 ohne Ni I (246)							
LIEGE73	1.0	4.57	8.91	8.91	9.00	9.01	8.95
KPNO72	1.0	4.81	8.93	8.94	9.02	9.04	8.97
KPNO84		5.30	8.92	8.93	8.98		8.92
KPNO72	0.2	6.95	8.97	8.98	8.98	8.97	8.94
[O I] 6300 mit Ni I (246), $\log gf = -1.95$ bzw. -2.03							
LIEGE73	1.0	4.57	8.64	8.66	8.76	8.78	8.69
KPNO72	1.0	4.81	8.68	8.70	8.80	8.81	8.73
KPNO84		5.30	8.69	8.71	8.76		8.66
KPNO72	0.2	6.95	8.82	8.83	8.81	8.81	8.75
[O I] 6363 ohne CN blend							
LIEGE73	1.0	1.61	8.95	8.95	9.03	9.02	9.01
KPNO72	1.0	1.56	8.93	8.93	9.02	9.02	8.99
KPNO84		1.87	8.96	8.97	9.02		8.97
KPNO72	0.2	2.60	9.03	9.03	9.02	9.02	8.99
[O I] 6363, CN (10,5) Q ₂ (26) mit $\log gf = -1.49$							
LIEGE73	1.0	1.61	8.78	8.80	8.94		8.89
KPNO72	1.0	1.56	8.76	8.78	8.92		8.87
KPNO84		1.87	8.78	8.81	8.92		8.83
KPNO72	0.2	2.60	8.85	8.88	8.90		8.87
[O I] 6363, CN (10,5) Q ₂ (26) mit $\log gf = -1.2$							
LIEGE73	1.0	1.61	8.50	8.56	8.82	8.81	8.73
KPNO72	1.0	1.56	8.46	8.52	8.79	8.81	8.71
KPNO84		1.87	8.47	8.57	8.78	8.81	8.65
KPNO72	0.2	2.60	8.55	8.65	8.73	(8.81)	8.68

Werte: $\log gf = -9.70$ (6300 Å) und $\log gf = -10.18$ (6363 Å) (vgl. Baluja und Zeippen 1988, Tab. 3), in Übereinstimmung mit Froese Fischer und Saha (1983). Letztere berechnen ebenfalls unter Verwendung theoretischer Energieeigenwerte $\log gf = -9.68$ (6300 Å) und $\log gf = -10.16$ (6363 Å).

Die mit theoretischen Energieeigenwerten berechneten f -Werte ergäben ≈ 0.08 dex kleinere Sauerstoffhäufigkeiten.

Baluja und Zeippen empfehlen allerdings, die niedrigeren, auf experimentellen Übergangsenergien beruhenden f -Werte zu verwenden (vgl. Wiese *et al.* 1996, S. 364). Die von Baluja und Zeippen (1988, Tab. 6) angegebenen Einsteinkoeffizienten A_{ul} wurden gemäß der Formel

$$g_l f_{lu} = \frac{m_e c}{8\pi^2 e^2} g_u A_{ul} \lambda_{lu}^2 = 1.4992 \frac{\text{s}}{\text{cm}^2} \cdot g_u A_{ul} \lambda_{lu}^2 \quad (\text{cgs - Einheiten}) \quad (3.1)$$

in Absorptionsoszillatorenstärken umgerechnet (vgl. Mihalas 1978, S. 88).

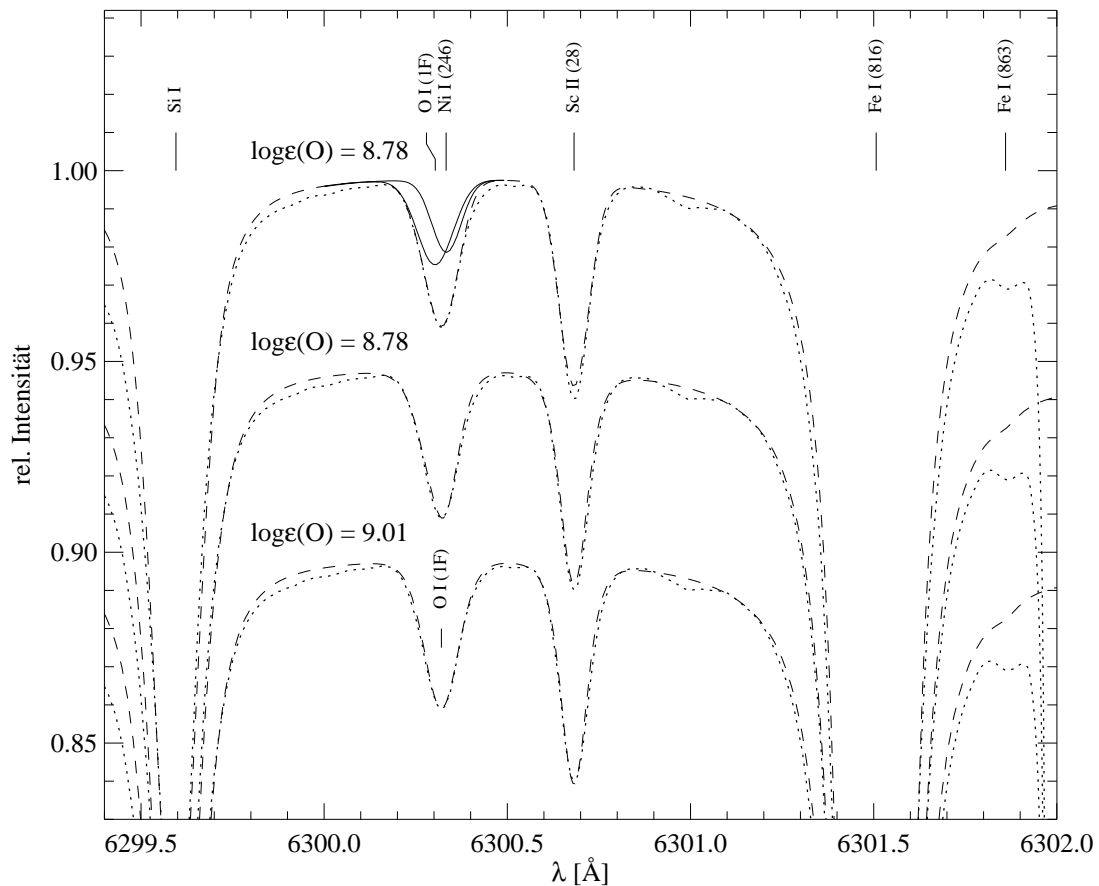


Abbildung 3.1 [O I] 6300-Profilvergleich mit dem Zentralintensitätsatlas (LIEGE73), mit und ohne Ni I-Blend. *Oben:* Der LIEGE73-Atlas (\cdots) wird zusammen mit einer Blendrechnung ($- - -$) gezeigt, in die [O I] 6300 und Ni I (246) eingehen. [O I] und Ni I-Linie sind separat eingezeichnet (\rightarrow). Gefaltet wurde mit einem 2.2 km s^{-1} Gauß-Profil. Aus dem Fit ergibt sich die Einzelinienhäufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{[O I]}) = 8.78$ dex. Mit dem Gauß-Profil paßt sich der Blend sehr gut an die linke Flanke und auch zu einem großen Teil an die rechte Flanke an. Lediglich im roten Flügelbereich ist ein Defizit erkennbar, das zwar prägnanter ist als in den beiden unteren Darstellungen, dessen Umfang aber im Rahmen der bei 6299.9 \AA und 6301.0 \AA erkennbaren Defizite bleibt und möglicherweise ähnlichen Ursprungs ist. *Mitte:* Wie oben, nur wurde mit einem Exponentialprofil $\Xi_{\text{expo}} = 1.3 \text{ km s}^{-1}$ gefaltet. Die Übereinstimmung ist im Linienzentrum und an der linken Flanke von [O I] 6300 im wesentlichen befriedigend. Das Faltungsprofil bewirkt in den blauen Flügeln von [O I] und Sc II etwas stärkere Einsenkungen, die aber angesichts der Unsicherheit der Lage des Kontinuums tolerierbar sind. *Unten:* Die [O I]-Linie wurde mit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{[O I]}) = 9.01$ dex und ohne Ni I-Blend an den Liège-Atlas angepaßt. Der Fit ist vordergründig betrachtet ähnlich gut, vielleicht sogar besser wie der oben dargestellte Vergleich. Bei näherer Betrachtung können kleine Defizite auf der blauen Linienflanke und in den Flügeln erkannt werden. Die Rechnungen wurden mit HM74 und $\log gf = -9.78$ für [O I] 6300 durchgeführt. [O I] und Sc II (28) befinden sich auf dem blauen Flügel der abgebildeten Fe I (816)-Linie. Entsprechend bedeutsam ist der Fit an die Flügel der Fe-Linie. Bei der Anpassung des [O I] 6300-Linienprofils wurde das Makroturbulenzprofil so gewählt, um eine – subjektiv bewertete – optimale Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung zu erzielen. Nach Gray (1977) hängt das Makroturbulenzprofil (für Linien des Flußspektrums) auch von der Einsenkung der jeweiligen Linie ab. Es gibt auch kein bestimmtes Makroturbulenzprofil für Intensitätsspektren. Bei der Linienanpassung ergibt sich daraus eine zusätzliche Freiheit im Vergleich von beobachtetem und theoretischem [O I] 6300-Profil. Das Sc II-Linienprofil erfährt auch eine Verbreiterung durch Aufspaltung in Hyperfeinstrukturkomponenten. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung wird hier – und in den folgenden Darstellungen – nicht berücksichtigt. Für viele der in Tab.E.1 aufgeführten Ni I-Linien (im Liège-Atlas) ist ein Exponentialprofil mit $\Xi_{\text{expo}} = 1.2 - 1.4 \text{ km s}^{-1}$ angemessen.

3.3.2 [O I] 6300 und Ni I (246)

Zur Bearbeitung der Punkte 1, 2 und 3 von S. 44 betrachten wir zunächst [O I] 6300 (Abb. 3.1) und untersuchen die Ni I-Linie, deren Oszillatorenstärke von Kurucz und Peytremann (1975) mit $\log gf = -1.87$ angegeben wird. Dieser $\log gf$ -Wert ist offensichtlich zu groß ist.¹⁶ Kurucz (1988) gibt sogar einen noch höheren $\log gf$ -Wert (-1.74) an. Wie zuverlässig sind die Ni I-Oszillatorenstärken von Kurucz (1988)? Können wir zumindest für Übergänge innerhalb eines Multipletts von zuverlässigen relativen f -Werten ausgehen?

Abb. 3.3 auf Seite 51 zeigt einen Vergleich zwischen Kurucz' f -Werten und den von uns angepaßten f -Werten einiger Ni I-Multiplettübergänge mit vergleichbaren Anregungsenergien und (möglichst) identischen Ausgangs- oder Endkonfigurationen (s. Tab. E.1). In der Abbildung werden auch [O I] 6300-Einzellinienhäufigkeiten angegeben, die sich für jeweils unterschiedliche Oszillatorenstärken der betreffenden Ni I (246)-Linie ergäben. Die Anpassung der Ni I-Oszillatorenstärken wurde am KPNO84-Flußatlas (mit dem GRS88-Modell) bzw. am LIEGE73-Intensitätsatlas (mit dem HM74-Modell) durchgeführt. Man beachte, daß jene Ni I-Linien, die nicht zuverlässig an das Sonnenspektrum angepaßt werden konnten, durch fett gedruckte Symbole repräsentiert sind. Eine Ausnahme bildet die Ni I (246)-Linie bei 6300.34 Å.

Untersuchung der Linienposition von [O I] 6300 und Ni I 6300.3

Die Linienpositionen von [O I] 6300 und von Ni I 6300.3 müssen jeweils in Abhängigkeit von der Ni I-Oszillatorenstärke angepaßt werden, damit das theoretische Blendprofil zur Beobachtung paßt. Die Laborwellenlängen λ_{lab} und die von uns gemessenen solaren Ni I-Linienpositionen λ_{\odot} werden in Abb. E.1 auf S. 331 verglichen (siehe auch Tab. E.1). Laut Sugar und Corliss (1985) hat die Ni I 6300.3-Linie eine Vakuumwellenlänge von $\lambda_{\text{vac}} = 6302.079 \pm 0.006$ Å bzw. eine Laborwellenlänge von $\lambda_{\text{lab}} = 6300.334 \pm 0.006$ Å. Diese Linienposition stimmt hervorragend mit unserer empirischen Ni I-Linienposition von $\lambda_{\odot} = 6300.333$ Å überein (HM74, LIEGE73-Intensitätsatlas, $\log gf = -1.95$) oder mit $6300.336 \dots 6300.344$ Å (GRS88, KPNO84-Flußatlas, $\log gf = -2.03$). Die Linienposition von [O I] 6300 wird in der Kompilation von Wiese *et al.* (1996) mit $\lambda_{\text{vac}} = 6302.05$ Å bzw. $\lambda_{\text{lab}} = 6300.30$ Å angegeben.¹⁷ Aus dem LIEGE73-Atlas bestimmen wir empirisch eine Zentralwellenlänge von $\lambda_{\odot}([\text{O I}]) = 6300.303$ mÅ, wenn wir für die Ni I-Linie $\log gf = -1.95$ unterstellen (und die HM74-Photosphäre verwenden).

Die Übereinstimmung von theoretischer und empirischer Linienposition ist nicht selbstverständlich. Die Linien erfahren in der solaren Photosphäre eine Gravitationsrotverschiebung von $+13$ mÅ (bei 6300 Å). Zusätzlich muß eine Granulationsblauverschiebung veranschlagt werden, die von der Äquivalentbreite und der Anregungsenergie der Linie abhängt (siehe Abb. 1 bei Dravins 1982). Diese Blauverschiebung kann insbesondere bei schwachen hochangeregten Linien (z.B. Ni I 6300.3) bis zu 600 m s^{-1} oder -13 mÅ betragen, so daß der Effekt der Gravitationsrotverschiebung gerade kompensiert werden kann. Bei den meisten der von uns angepaßten Ni I-Linien überwiegt jedoch offensichtlich die Gravitationsrotverschiebung (Abb. E.1). Die empirisch bestimmten Positionen von [O I] 6300 und Ni I 6300.3 hängen von der Genauigkeit der Wellenlängenkalibration des LIEGE73-Atlanten ab. Der Brechungsindex für Luft wurde unter Voraussetzung von Standardbedingungen nach Edlén (1953) berechnet. Dieser Brechungsindex variiert schwach mit den Druck- und Dichteschwankungen in der Erdatmosphäre. Mit zusätzlichen Abweichungen der beobachte-

¹⁶Das beobachtete Linienprofil könnte unter Voraussetzung dieser Oszillatorenstärke keinesfalls reproduziert werden (unterschiedliche themische Verbreiterung von O I- und Ni I-Profilen aufgrund unterschiedlicher Atommasse). Mit diesem zu großen Ni I- f -Wert ergäbe sich eine Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6300) < 8.60$.

¹⁷Wiese *et al.* (1996) geben keinen direkten Fehler an. Wir gehen von einem Fehler von mindestens ± 10 mÅ aus.

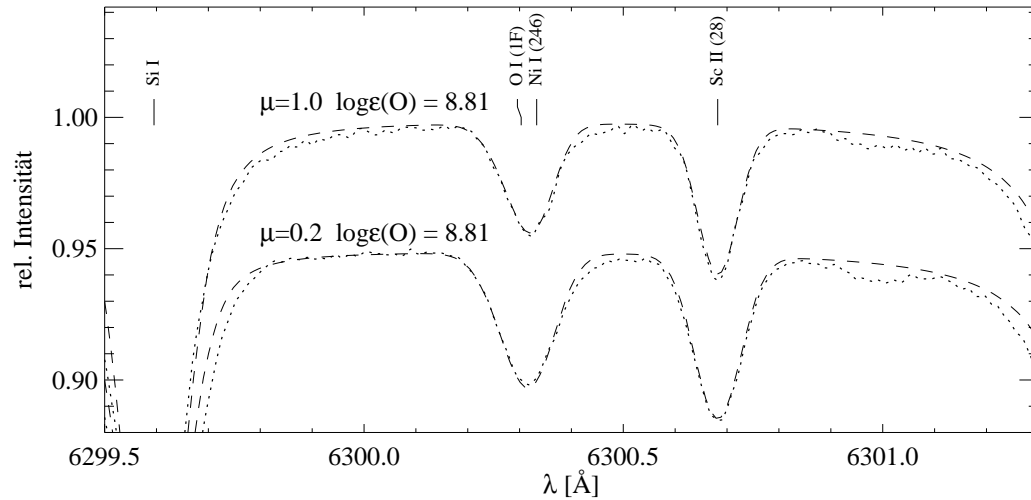
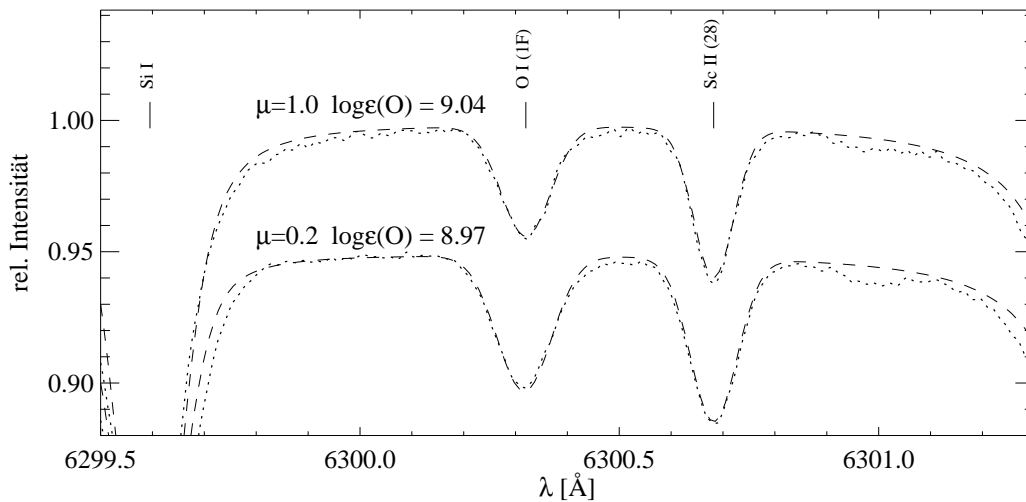
(a) mit Ni I-Blend ($\log gf(\text{Ni I}) = -1.95$)(b) ohne Ni I-Blend ($\log gf(\text{Ni I}) < -2.5$)

Abbildung 3.2 [O I] 6300 im solaren Zentral- und Rand-Intensitätsspektrum KPNO72. Theoretische Linienprofile werden *gestrichelt*, KPNO72 Spektren werden *gepunktet* dargestellt. Die theoretischen Zentralintensitätsspektren ($\mu = 1$) wurden mit einem 2.0 km s^{-1} Gauß-Profil verbreitert, die Randspektren ($\mu = 0.2$) mit einem 2.3 km s^{-1} Gauß-Profil. Das Randspektrum wurde zum Zweck der Darstellung nach unten versetzt. Unterschiede in der Anpassung sind auch bei näherer Betrachtung des [O I] 6300-Profiles kaum festzustellen. Allenfalls auf dem roten Flügel in Bild a kann man eine geringfügig größere Diskrepanz zwischen Theorie und Beobachtung erkennen als in Bild b. In Bild b können Diskrepanzen im Bereich zwischen [O I] und Sc II erkannt werden. Diese sind etwas größer als beim Vergleich mit dem LIEGE73-Atlas (s. Abb. 3.1). Diese Diskrepanz im Randspektrum noch deutlicher als bei $\mu = 1$. Während zwischen dem Fit *mit* Ni I-Blend und dem Fit *ohne* Ni I-Blend kaum unterschieden werden kann, ist die Differenz zwischen den Einzellinienhäufigkeiten des Zentral- und des Randspektrums in Bild b bemerkenswert. Da wir das HM74-Modell verwenden, können wir davon ausgehen, daß die Mitte-Rand-Variation der Einzellinienhäufigkeit deshalb nicht auf die Modellphotosphäre zurückgeführt werden. Die Tatsache, daß sich unter Berücksichtigung des gezeigten Ni I-Blendbeitrags konsistente O-Häufigkeiten ergeben (Bild a), spricht für die Annahme einer stärkeren Ni I-Linie.

ten Linienpositionen von den für Standardbedingungen berechneten Laborwellenlängen ist auf der Skala von wenigen $\text{m}\text{\AA}$ zu rechnen. Wir wollen uns deshalb nicht mit der beschriebenen Übereinstimmung zufrieden geben und untersuchen die Positionen, die die Linienzentren von [O I] 6300 und Ni I 6300.3 *relativ* zu einander bzw. zu einer benachbarten Referenzlinie im Sonnenspektrum einnehmen müßten. Eine der benachbarten Linien, Fe I 6301.509, hat laut Sugar und Corliss (1985) eine Vakuumwellenlänge von $\lambda_{\text{vac}} = 6303.241 \pm 0.005 \text{ \AA}$. Der Abstand von der Ni I-Linie beträgt demnach $\Delta\lambda_{\text{vac}} = 1.162 \pm 0.008 \text{ \AA}$ und zwischen der Fe- und der [O I]-Linie beträgt der Abstand $\Delta\lambda_{\text{vac}} = 1.1914 \pm 0.01$. Anhand des Bisektorenzentrums von Fe I 6301.509 erhalten wir eine absolute Linienposition für die Ni I-Linie von $\lambda_{\text{lab}} = 6300.347 \pm 0.008 \text{ \AA}$ und für [O I] 6300 von $\lambda_{\text{lab}} = 6300.318 \pm 0.008 \text{ \AA}$. Dabei ist zu beachten, daß die empirisch bestimmte granulationsbedingte Blauverschiebung der Linienzentren stark eingesenkter Metalllinien i.a. kleiner ist als bei schwachen Linien (Dravins 1982). Die Distanz zwischen der Ni I-Linie bzw. [O I] 6300 und dem Zentrum der Fe-Linie vergrößert sich dementsprechend um weitere 5 ... 10 $\text{m}\text{\AA}$, so daß die endgültige Position der Ni I-Linie von $\lambda_{\text{lab}} = 6300.337... 6300.342 \pm 0.008 \text{ \AA}$ beträgt. [O I] 6300 befindet sich bei $\lambda_{\text{lab}} = 6300.308... 6300.313 \pm 0.01 \text{ \AA}$. Die Lage des Ni I-Linienzentrums stimmt also mit unserer im Rahmen der Blendanpassung bestimmten Position von 6300.333 \AA überein. Den ebenfalls bei der Blendanpassung gefundenen Abstand von 30 $\text{m}\text{\AA}$ zwischen den Linienzentren von [O I] 6300- und Ni I-Linie können wir also bestätigen. Unsere Untersuchung zeigt außerdem, daß das in Abb. 3.2 sichtbare Absorptionsmerkmal bei 6300.40 \AA (auf dem roten Flügel der 6300-Linie) nicht mit der Ni I 6300.3-Linie in Zusammenhang gebracht werden kann.

Hinsichtlich der vier im LIEGE73-Atlas untersuchten Ni I-Multipletts stellen wir fest, daß

- die *absoluten* $\log gf$ -Werte von Kurucz (1988) für die meisten Multiplettübergänge zu klein sind.
- die Differenzen zwischen den *absoluten* $\log gf$ -Werten von Kurucz (1988) und unseren angepaßten $\log gf$ -Werten über einen Bereich von ≈ 0.5 dex streuen. Dies gilt für beide Photosphärenmodelle und Spektralatlanten (Bild 3.3a).
- sich die *relativen* $\log gf$ -Werte für jedes Multiplett unterschiedlich verhalten können (vgl. Multiplett 248 und 249 bzw. 230 in Bild 3.3a).
- die Differenzen zwischen Kurucz' $\log gf$ -Werten und unseren adjustierten $\log gf$ -Werten *innerhalb einzelner Multipletts* mit weniger als 0.2 dex streuen (Bild 3.3a).
- Kurucz von allen untersuchten Linien *nur* für die Ni I 6300.34-Linie einen deutlich zu großen $\log gf$ -Wert berechnet hätte, wenn man einen unsignifikanten Ni I-Blendbeitrag unterstellte (dies gilt für die Untersuchung der Ni I-Linien in beiden Atlanten).
- die Streuung der Differenzen zwischen Kurucz' und den angepaßten $\log gf$ -Werten deutlich größer sein müßte (> 0.3 dex), wenn wir einen vernachlässigbar kleinen Blend mit Ni I 6300.34 unterstellten. Wenn Kurucz' *relative* Oszillatorenstärken für das Multiplett 246 ähnlich zuverlässig sind, wie für die anderen untersuchten Multipletts, dann können wir davon ausgehen, daß der $\log gf$ -Wert von Ni I 6300.34 einen Wert von $\log gf \gtrsim -2$ annimmt, so daß die Ni I-Linie stärker mit [O I] 6300 blendet als bisher angenommen wird.
- die für $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6300) = 8.80$ erforderliche Ni I (246)-Linienposition konsistent ist mit der Gravitationsrotverschiebung in der Sonne (+13 $\text{m}\text{\AA}$), die durch eine granulationsbedingte Blauverschiebung von bis zu 600 m s^{-1} (–13 $\text{m}\text{\AA}$) bei schwachen hochangeregten Metalllinien (Dravins 1982) kompensiert werden kann (Abb. E.1).

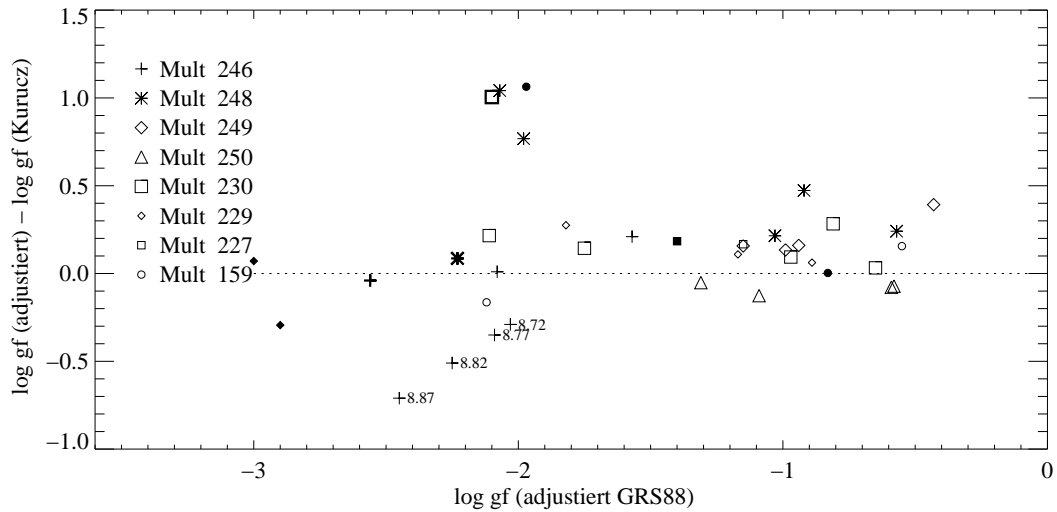
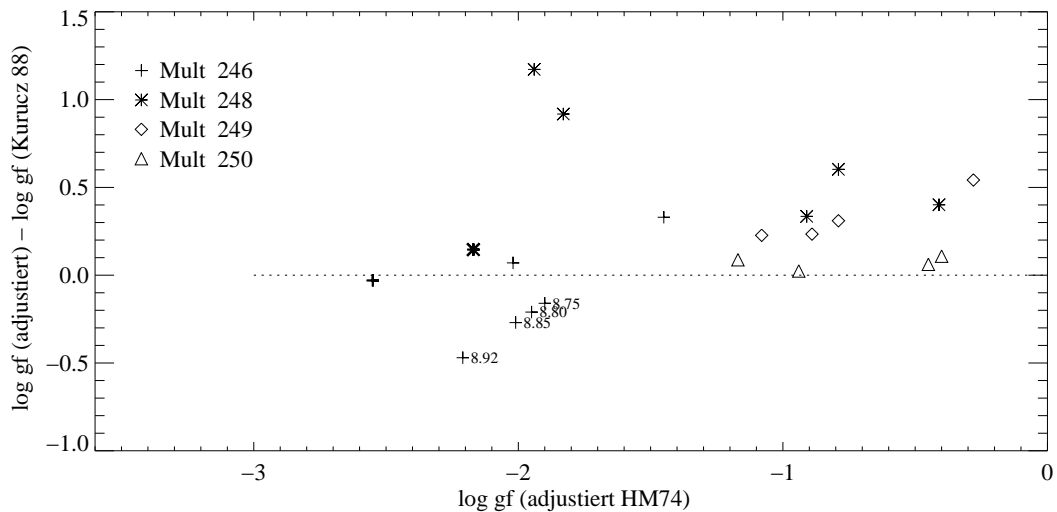
(a) gf -Werte mit GRS88 am solaren Flußatlas KPNO84 adjustiert(b) gf -Werte mit HM74 am solaren Intensitätsatlas LIEGE73 adjustiert

Abbildung 3.3 Vergleich theoretischer und adjustierter Ni I-Oszillatorenstärken. Die Darstellung stützt die Hypothese, daß [O I] 6300 beträchtlich von der Ni I(246)-Linie gestört werden kann (s. S. 48). Aus dem Vergleich können wir die Zuverlässigkeit der relativen f -Werte von Kurucz (1988) beurteilen und die Abhängigkeit der astrophysikalischen f -Werte von der zugrundegelegten Modellphotosphäre (und dem Sonnenatlas) abschätzen. f -Wert und Position der fraglichen Ni I-Linie wurden so variiert, daß das beobachtete Linienprofil bei 6300 Å nach entsprechender Verbreiterung (s. Tab. E.1) befriedigend wiedergegeben werden konnte. Für jeden der f -Werte wird die modellspezifische Sauerstoffhäufigkeit angegeben, die sich unter Berücksichtigung des jeweiligen *Blend* beitrags aus der [O I]-Linie ergibt. Abb. E.1 gibt zusätzlich Aufschluß über die erforderliche Linienverschiebung. Linien, deren f -Werte *nicht* zuverlässig aus den beobachteten Linien abgeleitet werden können, sind durch fett gedruckte Symbole dargestellt.

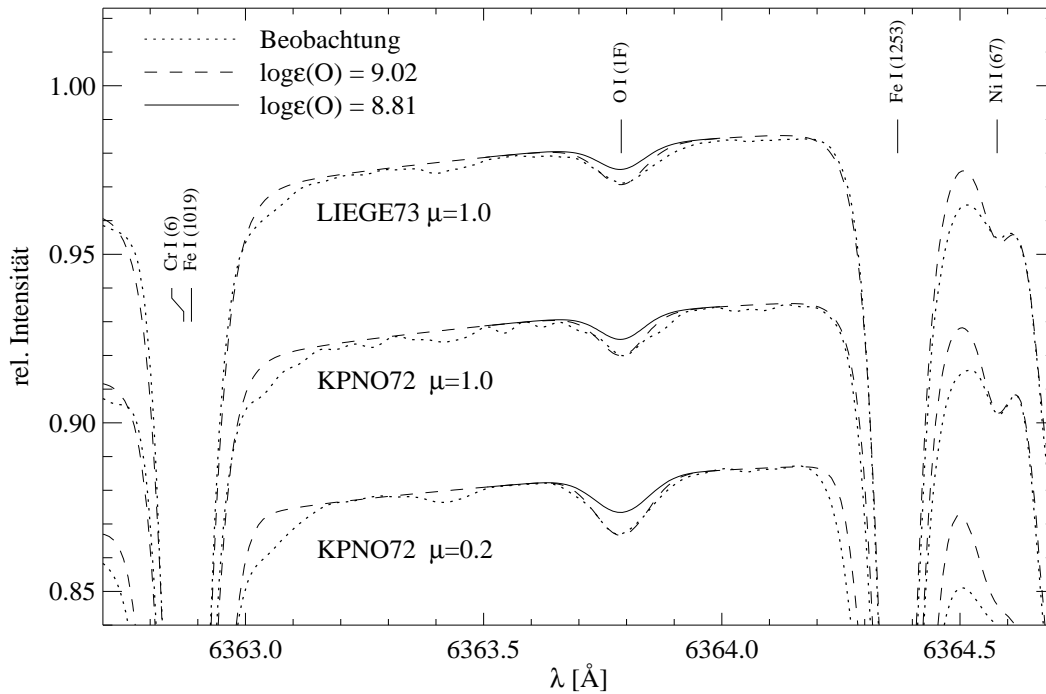


Abbildung 3.4 [O I] 6363 in den solaren Intensitätsspektren LIEGE73 und KPNO72 (mit $\mu = 1$ und $\mu = 0.2$). Die Beobachtungen (\cdots) werden mit theoretischen [O I]-Profilen verglichen, die den *CN-Blend nicht enthalten*. Die KPNO72-Spektren sind zum Zweck der Darstellung jeweils um 0.05 bzw. 0.1 nach unten verschoben. Die theoretischen Spektren wurden mit HM74 gerechnet, mit $\xi_{\text{mic}} = 0.7 \text{ km s}^{-1}$ (bei $\mu = 1$) bzw. $\xi_{\text{mic}} = 1.8 \text{ km s}^{-1}$. Der $\log gf$ -Wert der [O I]-Linie beträgt -10.26 . Die theoretischen Zentralintensitätsspektren wurden mit einem Exponentialprofil ($\Xi_{\text{exp}} = 1.4$ bzw. 1.2 km s^{-1}) verbreitert, das theoretische Randspektrum mit einem 2.3 km s^{-1} Gauß-Profil. Es ist anzumerken, daß $\Xi_{\text{exp}} = 1.4$ für den blauen Flügel der Fe I (1253)-Linie im LIEGE73-Atlas etwas zu groß ist, aber das [O I]-Profil wäre sonst nicht anzupassen. Die [O I] 6363-Linie befindet sich auf dem roten Flügel einer Ca I (53)-Autoionisationslinie. Die Modellierung des Autoionisationslinienprofils (Wahl einer entsprechend großen Strahlungsdämpfungs konstanten) beeinträchtigt die Definition sowohl des absoluten als auch des lokalen Kontinuums. Die drei Profilitfits zeigen, daß sich aus [O I] 6363 eine für Mitte und Rand konsistente Einzellinienhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}]) = 9.02$ ableiten läßt (siehe *gestrichelte* Linie), während für $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}]) = 8.81$ erhebliche Diskrepanzen sichtbar werden (vgl. Abb. 3.5, wo der CN-Blend berücksichtigt wird). Das Defizit zwischen Theorie und Beobachtung auf dem roten [O I] 6363-Flügel könnte auf die unberücksichtigte CN-Linie zurückgeführt werden, die laut Davis und Phillips (1963) etwa 50 mÅ von der [O I]-Linie entfernt ist. Es ist allerdings bemerkenswert, daß diese CN-Linie im Randintensitätsspektrum schwächer ist. Es ist nicht auszuschließen, daß eine weitere Linie mit der [O I]-Linie blendet, und zwar auf eine Weise, die die Diskrepanz zwischen $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6363) = 9.02$ und $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6300) = 8.81$ (vgl. Abb. 3.2) begründen könnte.

Die auf der Grundlage des GRS88-Modells adjustierten $\log gf$ -Werte sind *systematisch* ≈ 0.1 dex kleiner als jene $\log gf$ -Werte, die mit dem HM74-Modell angepaßt werden (Tab. E.1). Dies ist im Hinblick auf die untersuchten Ni I-Multipletts wegen $E_l \approx 4 \text{ eV}$ auf die höhere Temperatur des HM74-Modells zwischen $\log \tau_0 = -1 \dots 0$ zurückzuführen (Abb. 2.1). Dieser Befund steht im Einklang mit den Feststellungen zur modellabhängigen Bestimmung solarer Fe I-Einzellinienhäufigkeiten (vgl. Blackwell *et al.* 1995b). Die Äquivalentbreite der schwachen 6300.3 Å -Linie hängt im übrigen empfindlich von der H^- -Hintergrundopazität ab, deren Verlauf ihrerseits von der Temperaturstruktur abhängt.

Abb. 3.1 verdeutlicht, daß das Linienprofil bei 6300.32 Å aus dem LIEGE73-Atlas sowohl *mit* als auch *ohne* nennenswerten Ni I-Blend zufriedenstellend modelliert werden kann. Zusätzlich zeigt Abb. 3.2, daß die Profilitfits an die KPNO72-Intensitätsatlanten mit $\mu = 1$ und $\mu = 0.2$

gleichermaßen zufriedenstellend sind.

Als Ergebnis der bisherigen Untersuchung halten wir fest, daß eine Einzellinienhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6300) = 8.75 \dots 8.85$ nach der Untersuchung der Ni I-Multipletts und der dargestellten Profilitts an die solaren Intensitätsatlanten wahrscheinlicher ist als $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6300) > 8.85$. Die Existenz mehrerer schwacher Absorptionslinien in unmittelbarer Nachbarschaft rechtfertigt es, das minimale residuale Defizit bei 6300.430 \AA einer nicht identifizierten Linie anzulasten (siehe roten Linienflügel der Blendrechnung von [O I] 6300 und Ni I), zumal dieses Absorptionsmerkmal auch ohne Berücksichtigung des Ni I-Blends zu erkennen ist. Im LIEGE73-Atlas tritt diese Absorption schwächer in Erscheinung, was die Präsenz einer tellurischen H_2O -Linie neben dem [O I] 6300-Profil des KPNO72-Atlas andeutet. Wenn wir keinen signifikanten Ni I-Blend unterstellen, so bestimmen wir mit HM74 aus dem LIEGE73-Atlas eine Einzellinienhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6300) = 9.00 \pm 0.02 \text{ dex}$ (Tab. 3.3). Diese Häufigkeit ist $\approx 0.08 \text{ dex}$ höher als die Häufigkeit, die von Lambert (1978) ebenfalls unter Verwendung der HM74-Temperaturschichtung bestimmt wird. Eine Differenz von $+0.03 \text{ dex}$ geht auf das Konto des von uns verwendeten kleineren $\log gf$ -Werts von Baluja und Zeppen (1988). Die verbleibende Differenz von 0.05 dex erklärt sich zum Teil damit, daß Lambert bereits einen kleinen Einfluß der Ni I-Linie berücksichtigt hat ($\approx 0.02 \text{ dex}$). Allein eine Diskrepanz von 0.03 dex bleibt nicht geklärt. Zum Teil können Unterschiede zu den von Lambert verwendeten kontinuierlichen Opazitäten für diese Diskrepanz verantwortlich sein. Im Gegensatz zu Lambert (1978) stellen wir nämlich fest, daß die [O I] 6300-Einzellinienhäufigkeit durchaus signifikant von dem zugrundegelegten Photosphärenmodell und damit von der kontinuierlichen Opazität abhängt, und zwar auch dann, wenn wir keinen Ni I-Blend unterstellen (Tab. 3.3). Die Häufigkeitsunterschiede sind für das Sonnenrandspektrum ($\mu = 0.2$) kleiner als für die Zentralintensitätsspektren.

Betrachtung der Ni I-Blends in metallarmen Sternen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die [O I] 6300-Linie in metallarmen Sternen beobachtet (siehe Abschnitt 5.3). Diese Aufnahmen gestatten aufgrund der begrenzten spektralen Auflösung leider keine eindeutige Beurteilung der Stärke des Ni I-Blends. Wir wollen aber kurz diskutieren, wie sich die [O I] 6300 in den Beobachtungen verhält, wenn wir einen starken Ni I-Blend unterstellen.

Betrachten wir den Profilit an das beobachtete Spektrum von HD 22879 ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.85$) in Abb. 5.11 auf Seite 169, dann scheint das theoretische Profil etwas nach links verschoben zu sein, während die Sc II-Linie paßt. Ähnliches kann man auch bei HD 207978 ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.53$) in Abb. 5.12 beobachten. Zur Berechnung des 6300.32 \AA -Profils wurde die Ni I-Linie mit $\log gf = -1.95$ ($[\text{Ni}/\text{Fe}] = 0$) vorausgesetzt. [O I] befindet sich bei 6300.303 \AA , also 17 m\AA vom solaren Profilzentrum nach Blau verschoben (Tab. 3.1). Wenn die Ni I-Linie zum Linienprofil eines metallarmen Sterns kaum noch beiträgt, dann sollte sich das beobachtete Linienzentrum ebenfalls nach Blau verschieben. Allerdings kann das Profil des HD 22879 auch durch die Prozedur der Beseitigung der tellurischen O_2 -Line aus dem \triangleright Objektspektrum deformiert worden sein. Außerdem zeigt sich, daß die [O I]-Line um mindestens 30 m\AA versetzt werden müßte, damit die Übereinstimmung mit der Beobachtung verbessert wird. Dies befände sich im Widerspruch zur Linienposition in der Sonne. Bemerkenswert ist die leichte Verschiebung im Spektrum von HD 207978. Aber auch hier muß die Ni I-Blendhypothese noch nicht aufgegeben werden, wenn man bedenkt, daß die granulationsbedingte Blauverschiebung, die in der Sonne für *hochangeregte* schwache Linien 600 m s^{-1} ($\triangleq 13 \text{ m\AA}$) betragen kann, für den Grundzustandsübergang [O I] 6300 beim HD 207978 geringerer sein könnte. Ein im Vergleich zur Sonne größerer Abstand zwischen den Linienzentren von [O I] 6300 und Sc II könnte unsere Ni I-Blendhypothese zu Fall bringen. Aber aus den

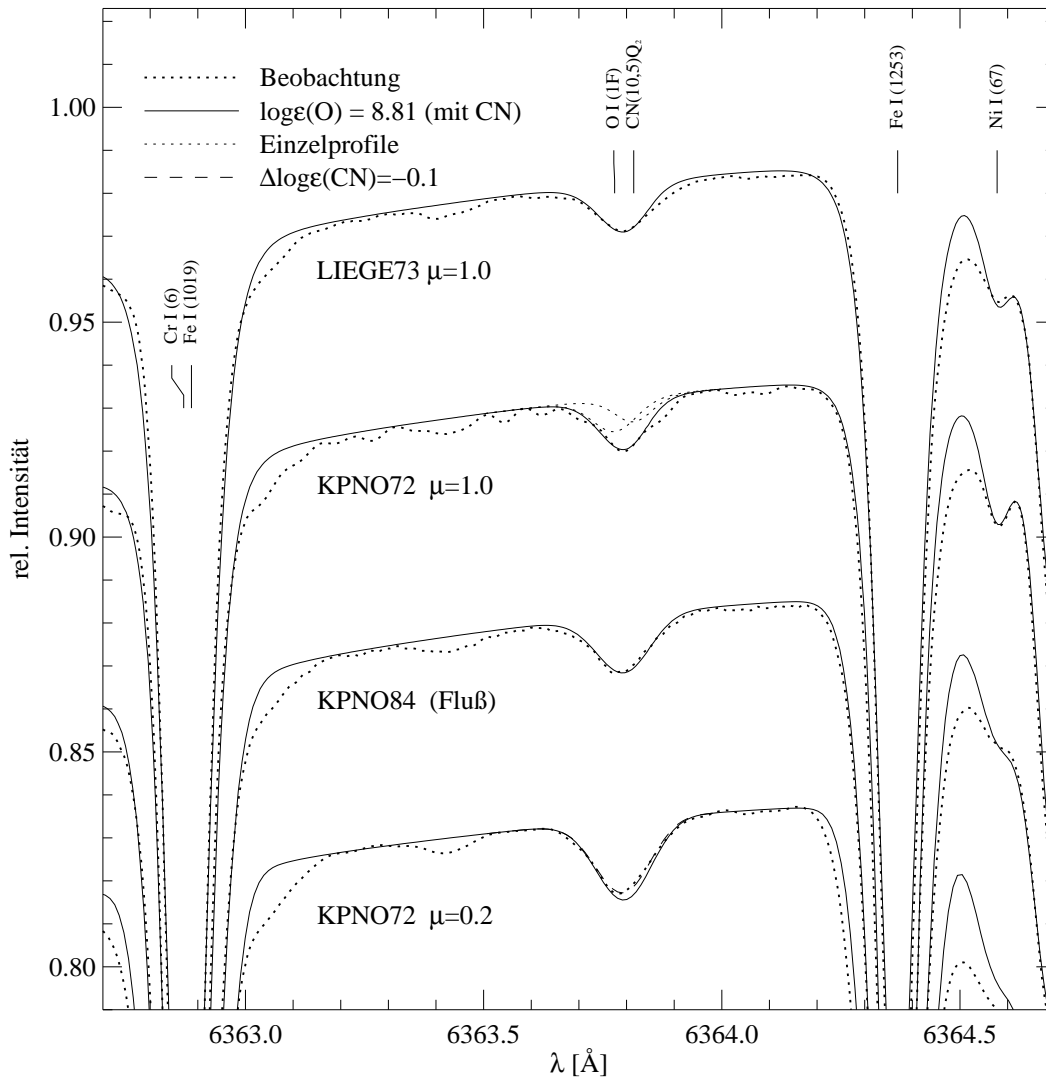


Abbildung 3.5 [O I] 6363 (mit CN-Blend) in den solaren Intensitätsspektren LIEGE73, KPNO72 ($\mu = 1$ und $\mu = 0.2$) und dem Flußspektrum (KPNO84); ähnlich wie in Abb.3.4. Die Oszillatorenstärke der CN (10,5) $Q_2(26)$ -Linie ($E_l = 1.39$ eV) (Prasad und Bernath 1992) wurde mit $\log gf = -1.2$ so adjustiert, daß das Linienprofil bei 6363.8 Å mit $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}]) = 8.81$ angepaßt werden konnte. Die ebenfalls empirisch bestimmte Linienposition 6363.815 Å ist 21 mÅ kleiner als von Davis und Phillips (1963) angegeben. Die [O I]-Linie wurde empirisch auf 6363.775 Å gesetzt, in Übereinstimmung mit dem von Wiese *et al.* (1996) angegebenen Wert von 6363.78 Å. Für die Berechnung der Intensitätsspektren wurden die gleichen Mikroturbulenz- und Faltungparameter verwendet, wie in Abb. 3.4 auf Seite 52; das Flußspektrum wurde mit $v \sin i = 1.8 \text{ km s}^{-1}$ und $\zeta_{\text{RT}} = 3.3 \text{ km s}^{-1}$ gefaltet. Über dem Atlas KPNO72 ($\mu = 1$) sind zusätzlich die Einzelprofile sowohl der [O I]- als auch der CN-Linie eingetragen. Die Darstellung zeigt, daß aus der [O I] 6363-Linie eine für Intensitäts- und Flußspektrum konsistente Häufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6363) = 8.81$ bestimmt werden kann, wenn die CN-Linie mit der adjustierten Oszillatorenstärke von $\log gf = -1.2$ dex berücksichtigt wird. Für das Randspektrum ist die CN-Linie etwas zu stark; hier müßte die CN-Häufigkeit um 0.1 dex reduziert werden.

uns vorliegenden Spektren können wir weder eine Bestätigung noch einen Widerspruch zu der Ni I-Blendhypothese ableiten. Eine Entscheidung könnten wir nur anhand wesentlich höher aufgelösten Spektren von metallarmen Sternen fällen. Allerdings müßten wir auch dann granulationsbedingte Linienverschiebungen berücksichtigen. Außerdem kämen pekulare Nickelhäufigkeiten in Betracht.

3.3.3 [O I] 6363 und CN (10,5) Q₂(26)

[O I] 6363 ist die schwächere [O I]-Linie. Die in Abb. 3.4 dargestellten Profilitfits, bei denen der CN-blend nicht berücksichtigt wurde, liefern mit $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6363) = 9.02$ eine Einzellinienhäufigkeit, die mit $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6300) = 9.01 \dots 9.04$ übereinstimmt (vgl. mit Abb. 3.1 und 3.2b). Allerdings muß der Beitrag der CN-Linie zum Gesamtprofil bei 6363.8 Å ermittelt werden. Das Verhältnis der f -Werte der [O I]-Linien ist bis auf 10% genau bekannt. Die Analyse von [O I] 6300 und [O I] 6363 sollte innerhalb dieser Fehlerbreite *gleiche* Einzellinienhäufigkeiten ergeben. Wir erinnern daran, daß die absoluten Einzellinienhäufigkeiten mit einem Fehler von höchstens 20 ... 25% behaftet sind (S. 45). Wenn der Beitrag der CN-Linie zum 6363Å-Gesamtprofil zuverlässiger bestimmt werden kann als der Ni I-Blend, dann kann der Beitrag der Ni I-Linie indirekt anhand der [O I] 6363-Häufigkeit festgelegt werden (Lambert 1978). Dies geschieht allerdings zu dem Preis, daß *nicht mehr beide* [O I]-Einzellinienhäufigkeiten *unabhängig* voneinander bestimmt worden sind. Im folgenden werden wir zeigen, daß der CN-Blend CN (10,5) Q₂(26) mit den Methoden von Lambert (1978) nicht genauer bestimmt werden kann als der Ni I-Blendbeitrag. Wir erweitern Lamberts Untersuchung des CN-Blendbeitrags, indem wir mit benachbarten CN-Linien derselben CN-Rotations-Schwingungsbande vergleichen. Wir zeigen, daß die Bedeutung des CN-Blends bislang unterschätzt worden ist.

Betrachten wir die Profilitfits von Abb. 3.4 (ohne CN-Blend) und vergleichen mit den Profilitfits in Abb. 3.5, wo der CN-Blend mit $W = 0.64 \text{ mÅ}$ zur gesamten Äquivalentbreite beiträgt des beobachteten Profils beiträgt (Tab. 3.3 auf S. 46), so können wir feststellen, daß die theoretischen Profile gleichermaßen an die Beobachtung angepaßt werden können. Die unmittelbaren Profilvergleiche liefern keine Indizien, die entweder für oder gegen einen signifikanten CN-Blend sprechen.¹⁸

Lambert (1978) ermittelt den zu erwartenden Beitrag der CN (10,5) Q₂(26)-Linie¹⁹ anhand eines Vergleichs des Bandenkopfs von CN A²Π-X²Σ (0,0) bei 10925.5 Å mit dem solaren Zentralintensitätsspektrum (siehe S. 59). Wir untersuchen Q-Zweiglinien der Schwingungsbanden (0,0) und (10,5). Die Laborwellenlängen stammen von Davis und Phillips (1963), und wir setzen die von Grevesse und Sauval (1973) angegebene Bandoszillatorenstärke von $f(0,0) = 3.0 \cdot 10^{-3}$

¹⁸Die Diskrepanz zwischen dem theoretischen und dem beobachteten Randintensitätsprofil in Abb. 3.5 kann als Indiz *gegen* einen signifikanten CN-Blend gewertet werden, wenn der beobachteten Mitte-Rand-Variation von $\varepsilon(\text{CN})$ großes Gewicht beigegeben wird. Für den in Abb. 3.5 dargestellten Fall haben CN-Linie und [O I] 6363 für $\mu = 0.2$ eine ähnlich kleine Äquivalentbreite von $W = 1.04$ (CN 6363.815 Å, $\Delta \log \varepsilon(\text{CN}) = -0.1 \text{ dex}$) und 1.37 ([O I], $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}]) = 8.81$), so daß eine Verringerung von $\log gf\varepsilon(\text{CN})$ um 0.1 dex bereits eine um 0.05-0.08 dex größerer Einzellinienhäufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6363)$ impliziert.

¹⁹Bei der Angabe CN (v', v'') Q₂(N'') bezeichnet N'' die Gesamtdrehimpulsquantenzahl für das untere Niveau CN X²Σ (ohne Spin, vgl. Abb. A.3). v' und v'' sind die Schwingungsquantenzahlen für das obere bzw. untere Niveau. Die korrekte Designation dieser Linien ist ein wichtiges Detail für die Berechnung von gf -Wert und Anregungsenergie dieser Rotations-Schwingungslinie. Unsere Designation weicht von der bei Lambert und Ries (1977) ab. Davis und Phillips (1963, S. 11) bezeichnen die untere Rotationsquantenzahl mit N . Diese Quantenzahl steht zwar für den Gesamtdrehimpuls (ohne Elektronenspin), aber wegen $L = 0$ und dem Hundschen Kopplungsfall b fällt der Gesamtdrehimpuls mit dem mechanischen Drehimpuls zusammen (vgl. Abb. A.3). Lambert und Ries (1977) sowie Bonnell und Bell (1993) weisen der CN-Linie bei 6363.8 Å – im Gegensatz zu uns – die Designation Q₂($N'' = 28$) zu. Wir können allerdings aus den spektroskopisch bestimmten Molekülkonstanten von Prasad und Bernath (1992) (Tab. 3.4) die von Davis und Phillips angegebene Linienposition mit 6364.0 Å für CN (10,5) Q₂(26) nachvollziehen (Davis und Phillips geben 6363.836 Å an). CN (10,5) Q₂($N'' = 28$) befindet sich dieser Rechnung zufolge bei 6377 Å (Davis und Phillips: 6376.144 Å). Die Abweichungen von einigen 100 mÅ können eventuell auf die für höhere N'' unsicheren Spin-Kopplungskonstanten $A_{v', J}$ und $\gamma_{v', N}$ zurückgeführt werden. Die spektroskopische Designation von Davis und Phillips (1963) haben wir also bestätigt. Die f -Werte sind innerhalb des Q₂-Rotationszweigs zumindest im reinen Kopplungsfall b konstant. Aber die unterschiedlichen Multiplizitäten bewirken, daß Lambert und Ries einen um 0.03 dex größeren $\log gf$ -Wert verwenden würden. Allerdings wird der Effekt dadurch kompensiert, daß die Anregungsenergie ebenfalls um $\approx 0.03 \text{ eV}$ größer ist. Die fehlerhafte Zuordnung der Rotationsquantenzahl hat also für die CN-Linie (bei einer Temperatur von $\approx 5000 \text{ K}$) keine nennenswerten Konsequenzen.

Tabelle 3.4 Molekülkonstanten von Prasad und Bernath (1992), die zur Berechnung der Hönl-London-Faktoren für die Rotationsbanden CN(0, 0) und CN(10, 5) sowie der Anregungsenergien E_l benötigt werden. Die Lebensdauer von $4\mu s$ wurde von Larsson *et al.* (1983) übernommen. Prasad und Bernath geben außerdem ein Verhältnis der Franck-Condon-Faktoren von $\frac{q(10,5)}{q(0,0)} = 0.1699$ an. Die Symbole entsprechen der üblichen Bedeutung (siehe Fußnote 21)

Level	T_v [cm ⁻¹]	B_v [cm ⁻¹]	D_v [10 ⁻⁶ · cm ⁻¹]	A_v [cm ⁻¹]	γ_v [10 ⁻³ cm ⁻¹]
X ² Σ ⁺ (v'' = 0)	0.000	1.89109	6.41		7.2552
A ² Π _i (v' = 0)	9115.687	1.70707		-52.650	
X ² Σ ⁺ (v'' = 5)	9948.750	1.80341	6.58		6.7208
A ² Π _i (v' = 10)	25840.207	1.53162		-51.595	

voraus.²⁰ Anregungsenergien E_l wurden nach Bennett (1970) berechnet²¹:

$$E_{low} = T_v + B_v \cdot (X(J, \Lambda) - \frac{\gamma_v}{2B_v} - \frac{D_v}{B_v}(X(J, \Lambda)^2 + \Lambda^2) + p \cdot W(J, \Lambda)) \quad (3.2)$$

mit

$$\begin{aligned} X(J, \Lambda) &= (J + \frac{1}{2})^2 - \Lambda^2 \\ W(J, \Lambda) &= \frac{1}{2} \sqrt{4(1 - 2\frac{D_v}{B_v}X(J, \Lambda) - \frac{\gamma_v}{2B_v})^2 (J + \frac{1}{2})^2 + (\frac{A_v}{B_v} - \frac{\gamma_v}{B_v})(\frac{A_v}{B_v} - 4 + 8\frac{D_v}{B_v}X(J, \Lambda) + \frac{\gamma_v}{B_v})\Lambda^2} \\ p &= \begin{cases} -1 & : \Sigma = -\frac{1}{2} \\ +1 & : \Sigma = +\frac{1}{2} \end{cases} \end{aligned}$$

Die Hönl-London-Faktoren $h_{v', \Sigma', v'', \Sigma''}(J', J'')$ wurden ebenfalls mit Formeln für *Dublettübergänge* bei intermediärer Kopplung²² berechnet (Bennett 1970). Bei den hohen Rotationsquantenzahlen ($N'' \gtrsim 10$) ist praktisch nur der Hundsche Kopplungsfall (b) realisiert. Für den reinen Kopplungsfall (b) können die Hönl-London-Faktoren auch mit weniger Aufwand berechnet werden. Die spektroskopisch bestimmten Molekülkonstanten und das Verhältnis der Franck-Condon-Faktoren $q(10, 5)/q(0, 0)$ von Prasad und Bernath (1992) werden in Tab. 3.4 angegeben. Um aus der Bandoszillatorenstärke $f(0, 0)$ die Bandoszillatorenstärke $f(10, 5)$ zu berechnen, benötigt man das Verhältnis der Franck-Condon-Faktoren und das Verhältnis der elektronischen Übergangsmomente R_e^2 , die ihrerseits von den mittleren Kernabständen des jeweiligen Schwingungsübergangs abhängen (siehe Gl. A.12 auf S. 306). Wir verwenden die empirische gewonnene Beziehung von Sneden und Lambert (1982), um $\frac{R_e^2(\overline{r}_{v', v''})}{R_e^2(\overline{r}_{0,0})}$ zu bestimmen und berücksichtigen dabei die tabellierte mittlere Kernabstände von Dwivedi *et al.* (1978) (siehe Gl. A.13). Gemäß Gl. A.11, S. 306 erhalten wir schließlich mit dem FCF-Verhältnis von Prasad und Bernath (1992)

$$f_{10,5} = f_{0,0} \cdot \frac{\lambda_{0,0}}{\lambda_{10,5}} \cdot \frac{q_{0,0}}{q_{10,5}} \cdot \frac{R_e^2(\overline{r}_{10,5})}{R_e^2(\overline{r}_{0,0})} = 4.18 \cdot f(0, 0). \quad (3.3)$$

²⁰Falls erforderlich, wird die Bandoszillatorenstärke $f(0,0)$ entsprechend skaliert. In dem vorliegenden Fall wird $f(0,0)$ an das beobachtete Spektrum angepaßt, und $f(10,5)$ wird aus dem bekannten Verhältnis $f(10,5)/f(0,0)$ berechnet. Die Oszillatorenstärke von CN(10,5) Q₂(26) kann auf diese Weise unabhängig von der Dissoziationsenergie von CN bestimmt werden.

²¹ J ist die Gesamtdrehimpulsquantenzahl, Λ bzw. Σ sind die Quantenzahlen des auf die internukleare Achse projizierten Bahn- bzw. Spindrehimpulses. T_v ist die elektronisch-vibronische Anregungsenergie, B_v und D_v sind Rotations- und Zentrifugaldehnungskonstanten. γ_v ist die Spin-Rotationskopplungskonstante zur Beschreibung der relativistischen Wechselwirkung zwischen Elektronenspin und magnetischem Moment beim rotierenden Molekül. A_v beschreibt die Multiplettaufspaltung für $\Lambda > 0$ und verschwindet für den elektronischen Grundzustand CN X²Σ (vgl. Tab. 3.4).

²²Übergang von Hundscher Kopplung (a) zu Kopplung (b).

Der absolute gf -Wert einer Rotationslinie ergibt sich aus der Formel

$$g_{J''} f_{v',v''}(J', J'') = (2J'' + 1) f_{v',v''}(J', J'') = h_{v',\Sigma',v'',\Sigma''}(J', J'') \cdot f_{10,5}. \quad (3.4)$$

Auch wenn gemäß der Konvention die Schwingungsquantenzahl v' des oberen Niveaus zuerst angegeben wird, ist $f_{v',v''}(J', J'')$ eine Absorptionsoszillatorenstärke.

Dissoziationsenergie von CN

Lambert (1978) diskutiert verschiedene Dissoziationsenergien D_0 , die sich um bis zu 0.3 eV voneinander unterscheiden. In neueren Publikationen wird der theoretisch berechnete Wert $D_0 = 7.65$ eV von Bauschlicher *et al.* (1988) oder die experimentell ermittelte Dissoziationsenergie $D_0 = 7.77$ eV empfohlen (siehe Diskussion bei Grevesse und Sauval 1992). Wir setzen $D_0 = 7.65$ eV voraus und verwenden eine photosphärische Kohlenstoff- und Stickstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{C}) = 8.58$ (Stürenburg und Holweger 1990; Biémont *et al.* 1993) bzw. $\log \varepsilon_{\odot}(\text{N}) = 7.99$ (Biémont *et al.* 1993).

Anpassung der CN(0,0)-Bande

Mit der vorausgesetzten Bandoszillatorenstärke und der verwendeten Dissoziationsenergie können die Linienprofile des Q-Zweigs der Rotations-Schwingungsbande (0,0) in akzeptabler Weise an den KPNO84-Atlas angepaßt werden (Abb. 3.6). Die Bandoszillatorenstärke könnte allenfalls 25% oder 0.1 dex kleiner sein. Eine Erhöhung von $f(0,0)$ um $\approx 75\%$ (0.25 dex), verbunden mit der Vergrößerung der Oszillatorenstärke von CN(10,5) Q₂(26) auf $\log gf = -1.24$ (vorher: $\log gf = -1.49$ gemäß Gl. 3.4), kann aus der Anpassung der (0,0)-Bande *nicht* abgeleitet werden (siehe Abb. 3.5). Die vorliegende Untersuchung der Q-Zweiglinien der CN(0,0)-Bande bestätigt Lamberts Schlußfolgerung, daß die [O I] 6363-Linie nur unwesentlich mit der CN-Linie blendet.

Anpassung der CN(10,5)-Bande

Für die wenigen ungeblendeten Übergänge des Q-Zweigs der (10,5)-Bande stellt sich der Vergleich allerdings etwas anders dar: Mit der Bandoszillatorenstärke $f(10,5) = 4.18 \cdot f(0,0)$ und den berechneten Hönl-London-Faktoren $h(J', J'')$ stimmt nur das Profil von CN(10,5) Q₁(28) unmittelbar mit der Beobachtung überein (Abb. 3.7). Die Übereinstimmung mit sieben weiteren Q-Zweigübergängen ist uneinheitlich. Einige Linien stimmen mit der Beobachtung besser überein, wenn die $\log gf$ -Werte um ≈ 0.25 dex erhöht werden. Die Profilvergleiche sind auch mit den skalierten f -Werten nicht optimal, weil entweder das lokale Kontinuum unsicher ist oder weil die Linienpositionen nicht exakt übereinstimmen. Es ist aber erkennbar, daß die f -Werte von CN(10,5) Q₂(27) und CN(10,5) Q₂(29) – beide zählen zu demselben Q-Zweig, wie der Übergang CN(10,5) Q₂(26) und haben ähnlich hohe Rotationsquantenzahlen – besser mit der Beobachtung übereinstimmen, wenn die $\log gf$ -Werte um ≈ 0.25 dex erhöht werden. Dies können wir als ein Indiz für einen signifikanten CN-Blend bei 6363.8 Å werten, denn der $\log gf$ -Wert von CN(10,5) Q₂(26) erhöht sich ebenfalls um ≈ 0.25 dex. Die Blendrechnung (bei 6363.8 Å) (Abb. 3.5) mit $\log gf = -1.2$ für die CN-Linie liefert eine Einzellinienhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6363) \approx 8.80$.

Es gibt also einige aussagekräftige Q₂-Übergänge, die dem Quotienten der Bandoszillatorenstärken von Gl. 3.3, nämlich $f(10,5)/f(0,0) = 4.18$, nicht entsprechen. Die Ursache dafür ist ungeklärt. In der Literatur werden erhebliche Unsicherheiten für die klassisch berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten von CN A-X-Linien eingeräumt, sofern die Schwingungsquantenzah-

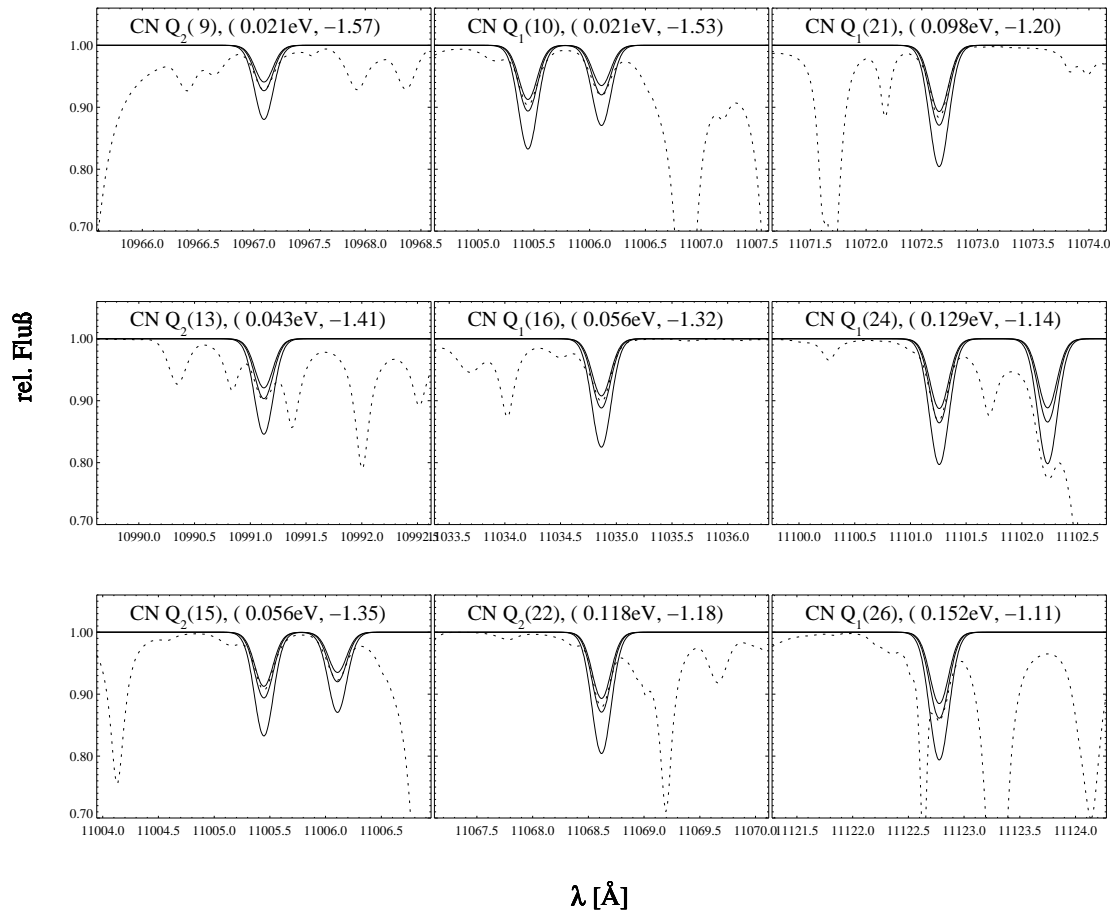


Abbildung 3.6 Flußlinienprofile des Q-Zweigs von CN $A^2\Pi-X^2\Sigma(0,0)$ (durchgezogen) werden mit dem solaren Flußatlas KPNO84 (gepunktet) verglichen. Gezeigt werden ausgewählte Spektralbereiche, in denen sich relativ ungestörte Übergänge des Q-Zweigs befinden. Anhand der dargestellten (0,0)-Bande wird versucht, den Beitrag des CN-Blends zu dem Absorptionsprofil bei 6363.8 \AA abzuschätzen. Der Band- f -Wert $f(0,0)$ wurde einmal um 0.1 dex verringert und einmal um 0.25 dex vergrößert. Die Bandoszillatorenstärke $f(0,0) = 3.0 \cdot 10^{-3}$ stammt aus der Arbeit von Grevesse und Sauval (1973). Die Hönl-London-Faktoren und E_l wurden nach Bennett (1970) berechnet (siehe Tab. 3.4). Die Dissoziationsenergie $D_0 = 7.65 \text{ eV}$ stammt aus den *ab initio*-Rechnungen von Bauschlicher *et al.* (1988). Faltungparameter: $v \sin i = 1.8 \text{ km s}^{-1}$ und $\zeta_{RT} = 3.3 \text{ km s}^{-1}$. Die mit HM74 berechneten Linienprofile geben die beobachteten Flußprofile mit den vorausgesetzten Parametern gut wieder. $f(0,0)$ könnte sogar $\approx 10\%$ kleiner sein. Ein um 0.25 dex größerer Band- f -Wert ist allerdings erkennbar zu groß. Von den jeweils zentralen CN-Linien werden neben der Designation des Übergangs auch E_l und der unskalierte $\log gf$ -Wert angegeben.

len – wie im vorliegenden Fall – groß sind. Nicht auszuschließen ist, daß die empirische Relation Gl. A.13, S. 306 von Sneden und Lambert (1982) zu unkritisch angewendet wurde und für die Schwingungsbande (10,5) in der gegebenen Form nicht mehr anwendbar ist. Dwivedi *et al.* (1978) stellen beispielsweise fest, daß die (kurzwelligigen) roten CN A-X Banden bis zu dreimal stärkere Bandoszillatorenstärken haben, als die Vergleiche mit den infraroten solaren Schwingungsbanden (mit geringem Δv) erwarten lassen. Die Autoren konnten diese Diskrepanzen jedoch nicht mit einer Vernachlässigung der Rotations-Schwingungs-Wechselwirkung erklären. Sie untersuchten die Abhängigkeit der Franck-Condon-Faktoren von der Drehimpulsquantenzahl N auf der Basis eines rotierenden anharmonischen Oszillatormodells (Morse-Potential). Ihrer Studie zufolge variiert das FCF-Verhältnis von $N = 1 \dots 40$ lediglich um 2.5%, und stimmt mit $q(10,5)/q(0,0) = 0.170$ (für $J = 24.5$) erstaunlich gut mit den Angaben von Prasad und Bernath (1992) überein.

Letztere gründen ihre Untersuchung auf genauere RKR-Potentialverläufe. Der von Dwivedi *et al.* vorausgesetzte einfachere Potentialverlaufs kann also auch bei höheren Rotationsquantenzahlen nicht maßgeblich sein.

Es ist zu beachten, daß sich das obere Schwingungsniveau, $\text{CN A } ^2\Pi (v'=10)$, energetisch über dem Schnittpunkt der beiden RKR-Potentialverläufe von $\text{CN A } ^2\Pi$ und $\text{CN X } ^2\Sigma$ (vgl. Prasad und Bernath 1992) befindet, während das untere Schwingungsniveau, $\text{CN X } ^2\Sigma (v''=5)$, energetisch tiefer angesiedelt ist. Das obere Niveau $\text{CN A } ^2\Pi (v'=10)$ liegt zudem auf gleicher Höhe wie $\text{CN B } ^2\Sigma (v'=0)$. Selektive Quenchingprozesse (vgl. Hinkle und Lambert 1975, Abschnitt 3.5) könnten eine Erklärung dafür sein, daß die relativen Rotationslinienstärken innerhalb der selben Schwingungsbande (10,5) nicht den Hönl-London-Faktoren entsprechenden.

Die Möglichkeit von Störungen der Übergänge der (10,5)-Bande läßt die direkte Bestimmung von $f(10, 5)$ aus $f(0, 0)$ nach Gl. 3.3 fragwürdig erscheinen (siehe Herzberg 1950, S.286, Abb.136). Wir können also davon ausgehen, daß der Blendbeitrag der $\text{CN (10,5) Q}_2(26)$ -Linie bei der Analyse von [O I] 6363 bislang unterschätzt worden ist. Allerdings wird der höhere Blendbeitrag nur eine Einzellinienhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6363) \gtrsim 8.80$ zulassen, denn unser Vergleich der Q_2 -Übergänge in Abb. 3.7 macht eine Erhöhung von $f(10, 5) = 4.18 \cdot f(0, 0)$ um mehr als 0.3 dex unwahrscheinlich.

Halten wir also fest, daß die [O I] 6363-Linie zur Bestimmung der solaren Sauerstoffhäufigkeit nicht empfohlen werden kann. Wegen der unsicheren Oszillatorenstärke von $\text{CN (10,5) Q}_2(26)$ stellen die in Tab. 3.3 angegebenen [O I] 6363-Häufigkeiten lediglich Untergrenzen dar. Gegen einen stärkeren CN-Blendbeitrag, der zu einer Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6363) < 8.80$ führte, spricht der Vergleich von synthetischen CN (10,5) Q_2 -Übergängen mit beobachteten Rotations-Schwingungsübergängen in verschiedenen solaren Intensitäts- und Flußspektren (Abb. 3.7). Aus der Anpassung der CN (0,0) -Bande kann *nur dann* ein unbedeutender CN-Blendbeitrag bei 6363.8 Å gefolgert werden, wenn die Born-Oppenheimer-Approximation zur Berechnung der Bandoszillatorenstärke $f(10, 5)$ gemäß Gl. 3.3 vorausgesetzt werden kann. Dies ist bei der komplizierten elektronischen Struktur des CN-Moleküls nicht ohne weiteres möglich. Zuverlässigere f -Werte für höhere Rotationsquantenzahlen der (10,5)-Bande sind erforderlich. Die Anpassung an drei solaren CN (10,5) Q_2 -Linien, deren Rotationsquantenzahlen mit $\text{CN (10,5) Q}_2(26)$ bei 6363.8 Å vergleichbar sind, deutet auf einen signifikanten CN-Blend ($W_{\mu=1}(\text{CN}) > 0.2 \text{ mÅ}$), während die nicht unmittelbar vergleichbaren (10,5) Q_1 -Linien auf einen kleineren Beitrag der CN-Linie deuten. Die Aussagekraft von Abb. 3.7 darf wegen der schwachen, teilweise geblendeten CN(10,5) -Linien allerdings nicht überbewertet werden. Eine solare Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.80$ stünde aber nicht im Widerspruch zu der Einzellinienhäufigkeit, die aus der [O I] 6363-Linie abgeleitet wird, wenn ein signifikanter Ni I-Blend der [O I] 6300-Linie unterstellt wird.

3.3.4 Untersuchungen anderer Autoren

Lambert (1978)

Den bei 6363.8 Å zu erwartenden Beitrag der $\text{CN (10,5) Q}_2(26)$ Linie bestimmt Lambert durch einen Fit an die solare $\text{CN A } ^2\Pi\text{-X } ^2\Sigma (0,0)$ -Bande anhand von Äquivalentbreiten von Grevesse und Sauval (1973). Lambert verwendet dazu die HM74-Photosphäre und ermittelt einen Äquivalentbreitenbeitrag von $W_{\mu=1}(\text{CN}) = 0.18 \text{ mÅ}$. Lambert bestimmt anhand der korrigierten Äquivalentbreite von $W_{6363} = 1.43 \text{ mÅ}$ eine Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6363) = 8.92$. Wir erhalten aus dem LIEGE73-Atlas $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}] 6363) = 8.94$, wenn die CN-Linie nur mit $\log gf = -1.49$ berücksichtigt wird.

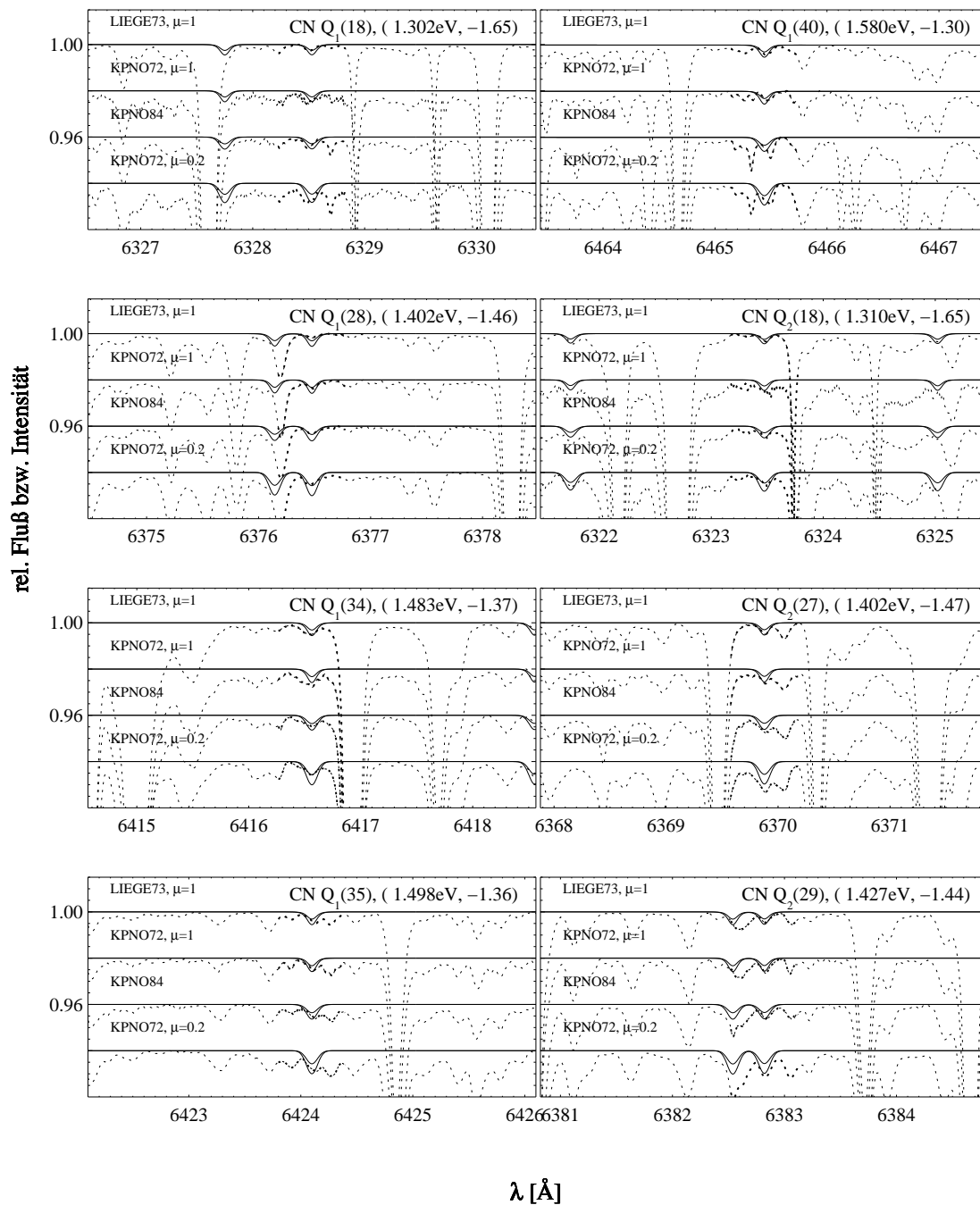


Abbildung 3.7 Ausgewählte CN (10,5) Q-Zweigübergänge in verschiedenen solaren Atlanten (*gepunktet*) werden mit theoretischen Linien (—) verglichen. Der jeweils mittlere Übergang wird gemeinsam mit E_1 und dem *unkalierten* $\log gf$ -Wert angegeben (vgl. Gl. 3.3). Die theoretischen Linienprofile wurden einmal mit dem angegebenen $\log gf$ -Wert und einmal mit einem um 0.25 dex erhöhten $\log gf$ -Wert berechnet (vgl. Abb. 3.6). Die Faltungsparameter sind dieselben wie in Abb. 3.4. Die Linienpositionen von Davis und Phillips (1963) wurden unverändert übernommen. Während die f -Werte für die schwächeren theoretischen Profile durch den Fit an das (0,0)-Band im KPNO84-Atlas gerechtfertigt werden (vgl. mit Abb. 3.6) und bei den meisten der dargestellten Q₁-Übergänge zu besserer Übereinstimmung führen, können die $\log gf$ -Werte der gezeigten Q₂-Linien ohne weiteres um ca. 0.25 dex skaliert werden. Für die Übergänge Q₂(27) und Q₂(29), die der CN (10,5) Q₂(26)-Linie unmittelbar benachbart sind, ist dies deutlicher zu erkennen als bei Q₂(18).

Den Beitrag der Ni I-Linie zu der Äquivalentbreite bei 6300.3 Å *folgert* Lambert indirekt aus seiner Analyse [O I] 6363-Linie in Verbindung mit dem zuverlässigen Verhältnis $f_{lu}([O I] 6363) / f_{lu}([O I] 6300) = 0.32 \pm 0.03$ (S. 45) zu $W_{\mu=1}(Ni I) < 0.1 \text{ mÅ}$ (s.u.). Lambert untersucht das 6300.3 Å-Profil im LIEGE73-Atlas, vergleicht die Linien des Ni I-Multipletts 246 und argumentiert folgendermaßen:

1. Die beobachtete Zentralwellenlänge befindet sich innerhalb von 5 mÅ von der vorhergesagten Position von [O I] 6300 und im Abstand von 30 mÅ von der Ni I-Linie.
2. Die solare 6300.3 Å-Linie ist hochsymmetrisch, woraus aus der Profilanalyse für den Fall eines Abstands beider Linienzentren von 32 mÅ folgt: $W_{\mu=1}(Ni I) < 0.5 \text{ mÅ}$, als obere Grenze.
3. Die Untersuchung der Ni I-Linien bei 6772.0 Å und 6666.7 Å aus der Linienliste von Kurucz und Peytremann (1975) impliziert einen Ni I-Blendbeitrag von etwa 0.4 mÅ. Andererseits impliziert die Linie Ni I 6331.3 mit $W_{\mu=1}(Ni I) \approx 3.5 \text{ mÅ}$ einen unrealistisch großen Beitrag.
4. Die korrigierte Äquivalentbreite von [O I] 6363 impliziert $W_{\mu=1}([O I] 6300) = 4.6 \text{ mÅ}$, woraus ein Ni I-Blendbeitrag von $W_{Ni I} < 0.1 \text{ mÅ}$ gefolgert werden kann. Lambert weist gleichzeitig auf mögliche Konsequenzen für die [O I] 6300-Einzellinienhäufigkeit hin, falls [O I] 6363 von einer bislang nicht identifizierten Linie geblendet wird.

Lamberts 1. Argument steht nach unseren Erkenntnissen nicht im Widerspruch zu einem stärkeren Ni I-Blend. Wie bereits auf S. 50 dargelegt wurde, muß sich die Ni I-Linie nach unserer differentiellen Positionsbestimmung bei $6300.337 \dots 6300.342 \pm 0.008 \text{ Å}$ befinden und die [O I] 6300-Linie bei $6300.308 \dots 6300.313 \pm 0.01 \text{ Å}$. Wir bestimmen für [O I] 6300 eine Position von 6300.303 Å und für die Ni I-Linie 6300.333 Å . Lamberts 2. Argument ist nicht plausibel, denn ein hochsymmetrisches Profil ist wegen der Granulation nicht zwingend zu erwarten. Allerdings ist der resultierende Blend in Abb. 3.1 nahezu symmetrisch. Die verbleibende leichte Depression auf dem roten Flügel, kann im Hinblick auf die benachbarten schwachen Absorptionslinien (z.B. bei 6301.0 Å) als Beitrag einer nicht berücksichtigten Linie gewertet werden. Das 3. Argument, welches die Möglichkeit eines signifikanten Ni I-Blends grundsätzlich offenläßt, wird durch die Untersuchung verschiedener Ni I-Multiplettlinien in der vorliegenden Arbeit präzisiert. Allerdings ist nach Abb. 3.3 ein signifikanter Blendbeitrag der Ni I-Linie wahrscheinlich. Argument Nr. 4 ist sicherlich das wichtigste, denn es stellt den unmittelbaren Zusammenhang zwischen den Einzellinienhäufigkeiten von [O I] 6300 und [O I] 6363 her. Folgt man diesem Argument, so ist die [O I] 6300-Häufigkeit nicht unabhängig von $\log \varepsilon_{\odot}([O I] 6363)$ zu bestimmen, denn tatsächlich wird der Beitrag des Ni I-Blends anhand eines bekannten f -Wertverhältnisses abgeschätzt.

Drei von Lamberts Argumenten konnten in der vorliegenden Arbeit wiederlegt oder als nicht stichhaltig nachgewiesen werden. Lambert ist sich der Möglichkeit eines stärkeren Ni I-Blendbeitrags durchaus bewußt, denn seine Untersuchung der [O I]-Linien schließt mit der Forderung nach experimentellen f -Werten auch für hoch angeregte Ni I-Übergänge. Sein stärkstes Argument für einen unsignifikanten Ni I-Blend und damit für eine O-Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}([O I]) = 8.92$ resultiert aus dem Vergleich mit [O I] 6363. Wir konstatieren, daß Lambert nur die [O I] 6363-Linie als Primäridikator auffassen kann.

Kiselman und Nordlund (1995)

Kiselman und Nordlund bestimmen eine um $\approx 0.1 \text{ dex}$ kleinere [O I] 6300-Häufigkeit, wenn ein

dreidimensionales hydrodynamisches Photosphärenmodell zugrundegelegt wird.²³ Ihre Studie ermöglicht zwar keine präzise Auskunft über die [O I] 6300-Häufigkeit, weil $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}]6300)$ in beiden dargestellten Momentaufnahmen variiert (Kiselman und Nordlund 1995, Abb.10). Nach ihrer Untersuchung muß aber davon ausgegangen werden, daß [O I] 6300 und [O I] 6363 auch von Inhomogenitätseffekten betroffen sind, so daß die Analyse der $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}]6300)$ -Linie auch ohne Berücksichtigung eines Ni I-Blends eine kleinere Sauerstoffhäufigkeit als $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}]6300) = 8.80$ ergeben könnte.

²³Wir bemerken, daß die von Kiselman und Nordlund (1995) zu $W_{\text{flux}} = 5.5 \text{ m}\text{\AA}$ angegebene [O I] 6300-Häufigkeit von 8.92 (mit HM74 gerechnet) um 0.05 dex kleiner ist, als ein entsprechendes Ergebnis, daß wir mit LINEFORM berechnen, obwohl Äquivalentbreite und atomare Daten identisch sind. Andererseits liefert LINEFORM ein mit Nissen und Edvardsson (1992) identisches Ergebnis von $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}]6300) = 8.90$, wenn $W_{\text{flux}} = 5.3 \text{ m}\text{\AA}$, $\log gf = 9.75$ und – wie bei Nissen und Edvardsson – die Temperaturstruktur EAGLNT93 vorausgesetzt wird.

3.4 Analyse der infraroten OH-Banden

3.4.1 OH-Rotationsbanden bei $12\mu\text{m}$

Die reinen Rotationsbanden sind interessante Häufigkeitsindikatoren. Die absoluten Bandoszillatorenstärken können im Vergleich zu Rotations-Schwingungs- und elektronischen Übergängen genauer berechnet werden. Goldman *et al.* (1983) konstatieren, daß komplizierte Rotations-Schwingungs-Wechselwirkungsterme keine Rolle für die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten spielen. Die Dissoziationsenergie $D_0 = 4.392 \pm 0.002$ eV (Huber und Herzberg 1979) ist hinreichend genau bekannt, und die Oszillatorenstärken reiner Rotationsübergänge können aus dem Produkt der vergleichsweise genau zu berechnenden elektronischen Dipolmomentenfunktion $|\mathcal{D}_{vJ'J''}|$, auch als \triangleright EDMF bezeichnet, und dem Hönl-London-Faktor $h(J', J'')$ berechnet werden.

$$g_J f(J+1, J) = \frac{4.7015 \cdot 10^{-7}}{\lambda[\mu\text{m}]} |\mathcal{D}_{vJ'J''}|^2 h(J', J'') \quad (3.5)$$

$$h(J+1, J) = \begin{cases} \frac{(2J-1)(2J+3)^2}{4(J+1)(2J+1)} & R_1(J) \\ \frac{(2J+1)^2(2J+5)}{4(J+1)(2J+3)} & R_2(J) \end{cases} \quad (3.6)$$

$J = J''$ ist die untere Gesamtdrehimpulsquantenzahl und $\mathcal{D}_{vJ'J''}$ wird in Debye angegeben. Die Formeln Gl. 3.6 für Dublett-Dublett-Übergänge werden von Goldman *et al.* (1983) angegeben²⁴ und sind identisch mit Bennett (1970) (Tab. II, mit $A_v = \gamma_v$) für den Kopplungsfall (b) (s. Abb. A.3).

OH $X^2\Pi$ -Linien bei $12\mu\text{m}$ sind aussagekräftige Häufigkeitsindikatoren²⁵, vorausgesetzt, das zugrundegelegte Modell stellt eine repräsentative Beschreibung der solaren Photosphäre in den spezifischen Linienentstehungstiefen dar. Der Fehler der Sauerstoffhäufigkeit hängt systematisch von der zugrundegelegten Temperaturschichtung ab. Dagegen sind die relativ kleinen Unsicherheiten von Anregungsenergien und Übergangswahrscheinlichkeiten i.a. vernachlässigbar gering (vgl. Abb. 3.9).

Der H⁻ frei-frei-Prozeß ist eine dominante Opazitätsquelle im fernen IR. Die anhand von Linien dieses Spektralbereichs ermittelten Sauerstoffhäufigkeiten hängen empfindlich von der vorausgesetzten Häufigkeit von Mg, Si und Fe ab, weil diese Metalle ab $\log \tau_0 \lesssim -1$ mehr Elektronen liefern als durch Ionisation von Wasserstoff freigesetzt werden. Wasserstoff liefert erst in einem für das ferne IR-Kontinuum optisch dichten Bereich der Photosphäre mehr Elektronen als die Metalle.²⁶ Bis vor kurzem wurde der Wert für die solare Fe-Häufigkeit kontrovers diskutiert. Mittlerweile hat sich der meteoritische Wert $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.51$ gegenüber dem bei Anders und Grevesse (1989) angegebenen höheren photosphärischen Wert $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.67$ durchgesetzt (Biémont *et al.* 1991b). Aus unseren Reanalysen läßt sich ableiten, daß die höhere Eisenhäufigkeit eine der Ursachen für die aus den infraroten OH-Rotationsbanden und Rotations-Schwingungsbanden zu groß bestimmte solare O-Häufigkeit darstellen dürfte. Dies räumen auch Grevesse *et al.* (1994) ein. Ein weiterer Grund für diskrepante Häufigkeiten dürfte in der Bestimmung bzw. Festlegung von C_6 -Werten zu suchen sein. Die Rotationsübergänge der Bande zu $v = 0$ befinden sich auf dem

²⁴Wie Sauval *et al.* (1984) bemerken, muß der von Goldman *et al.* (1983) für A_{ul} angegebene Term noch durch $g_u = (2J+3)$ dividiert werden; die tabellierten $\log gf$ -Werte sind jedoch korrekt.

²⁵Selbstverständlich müssen die beobachteten solaren OH-Linien hinreichend von Blends getrennt werden können. Dies läßt sich überprüfen, indem die Spektren der Sonne bei unterschiedlichen Luftmassen beobachtet werden. Wir können tellurische Blends auch anhand auffälliger Einzellinienhäufigkeiten identifizieren, die sich aus der Analyse der Intensitätsspektren bei $\mu = 1$ und $\mu = 0.5$ ergeben (s. Abb. 3.11).

²⁶Die verwendete Eisenhäufigkeit wird bei den veröffentlichten IR-Untersuchungen selten angegeben.

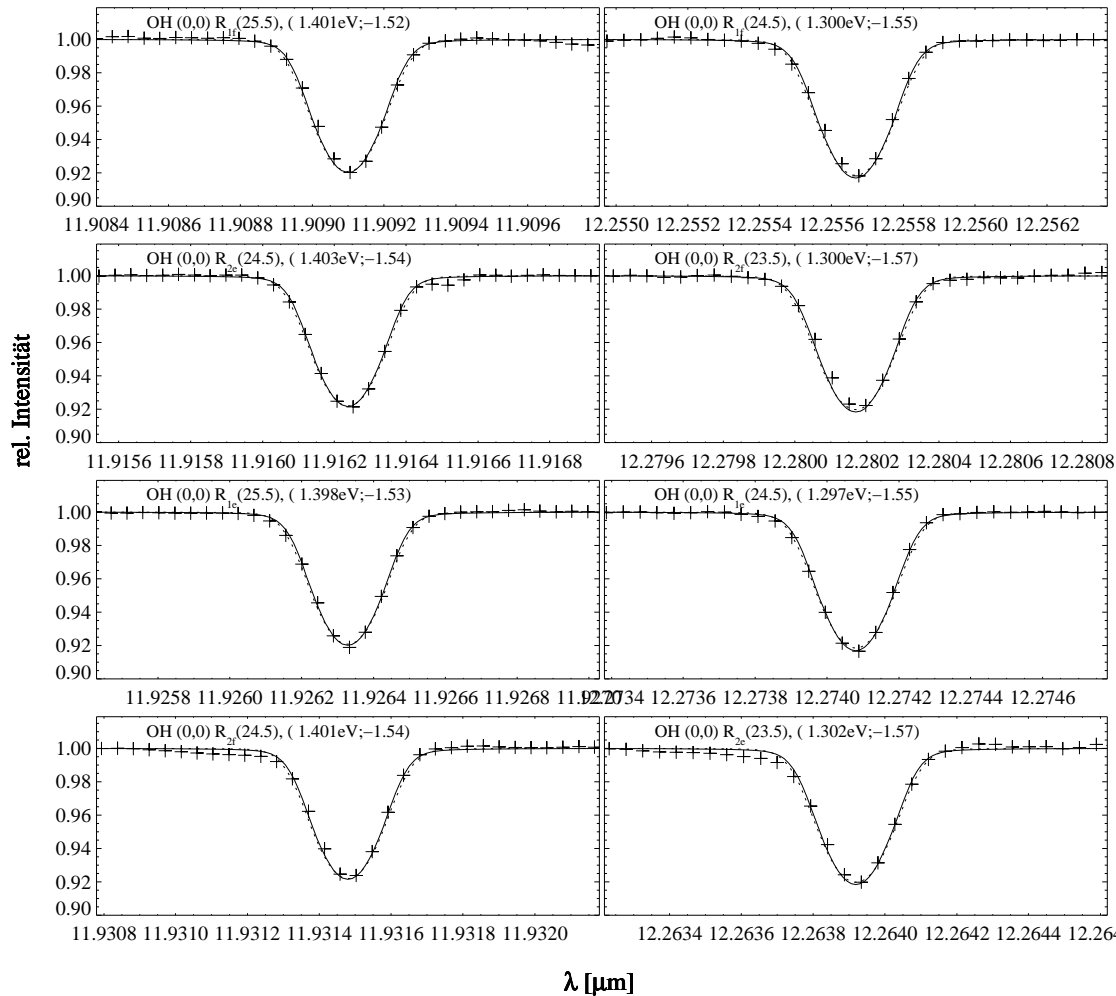


Abbildung 3.8 Infrarote OH-Rotationslinien im Intensitätsspektrum KPNO82IR ($\mu = 1$). Die beobachteten Profile (+) werden mit synthetischen Profilen verglichen: *Durchgezogen*: MACKKL86, $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.80$, $\log C_6 = -33$, $\Xi_{\text{mac}} = 0 \text{ km s}^{-1}$, $\xi_{\text{mic}} = 0.9 \text{ km s}^{-1}$. *Gepunktet*: HM74, $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.87$, $\log C_6 = -34$, $\Xi_{\text{mac}} = 1 \text{ km s}^{-1}$, $\xi_{\text{mic}} = 0.9 \text{ km s}^{-1}$. Die theoretischen Profile zu den unterschiedlichen solaren Sauerstoffhäufigkeiten sind kaum zu unterscheiden. Diese Abbildung demonstriert, daß sich die Einzellinienhäufigkeiten je nach Wahl des Photosphärenmodells und Berücksichtigung der Stoßdämpfung um 0.07 dex unterscheiden können.

Dämpfungsteil der \triangleright Wachstumskurve (Sauval *et al.* 1984). Die OH $X^2\Pi$ ($v''=0$)-Häufigkeiten hängen deshalb von den vorausgesetzten C_6 -Werten ab (vgl. Tab. 3.5 auf S. 72). Für die Anwendung der im Zusammenhang mit atomaren Übergängen häufig zitierten Unsöldformel (Gl. B.10) zur Berechnung von C_6 gibt es für reine Rotationsübergänge keine theoretische Rechtfertigung. Wir haben die C_6 -Werte deshalb in dieser Arbeit anhand von Profiliten an Linien des \triangleright KPNO82-Spektrums (Brault, J. 1982, 1995 priv. Mitteilung) bestimmt.

Die Rotationsbande OH $X^2\Pi$ ($v''=0$) des solaren Intensitätsspektrums wurde zuerst von Goldman *et al.* (1983) untersucht. Die Analyse basiert auf Spektren, die unterschiedlich stark mit tellurischen Linien kontaminiert sind. Einige Spektren wurden mit einem \triangleright FTS in 33 km Höhe vom Ballon aus beobachtet ($\mu = 1$), andere Intensitätsspektren wurden am Südpol beobachtet (Darstellung der Region von 10.4...13.2 μm bei Blatherwick *et al.* 1982). Das S/N der Südpolspektren ist größer, aber die Kontamination mit tellurischen Linien ist erheblich. Die mit $R \approx 45000$ aufgelösten Ballonspektren enthalten weniger Blends mit tellurischen Linien, so daß die OH-Rotationslinien

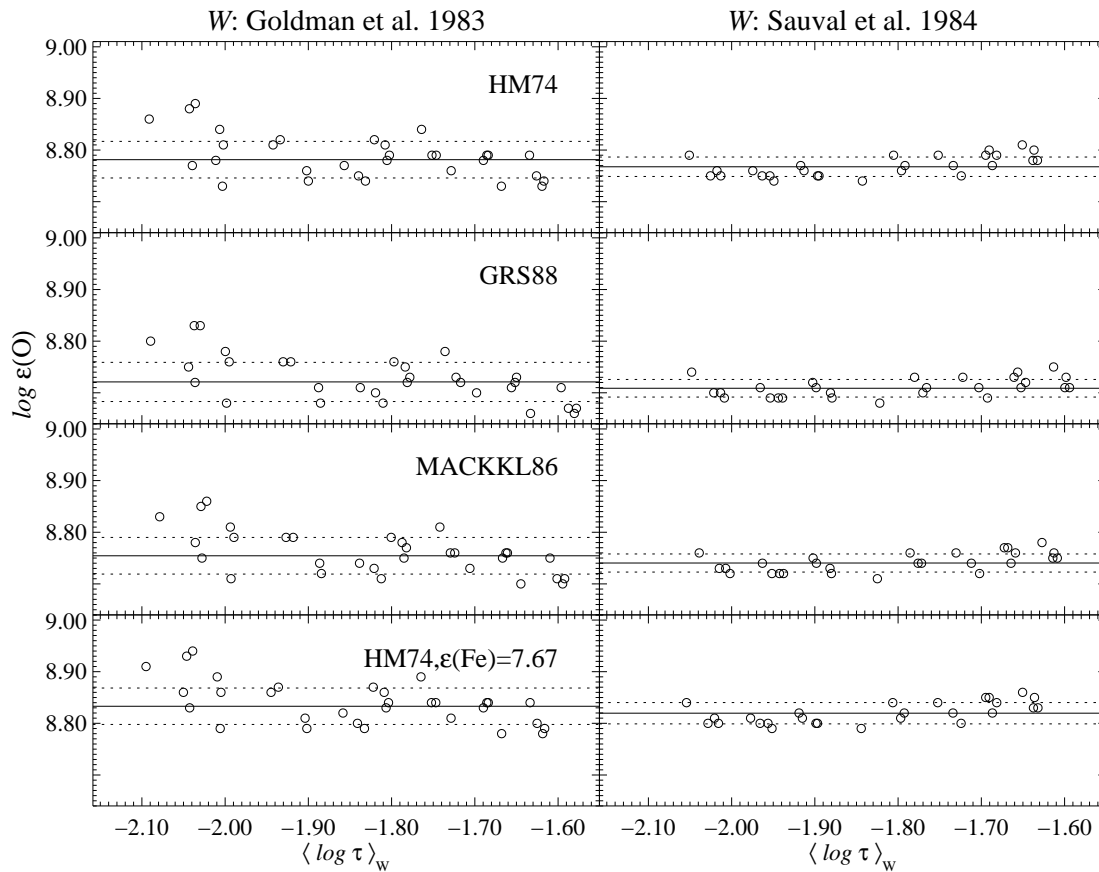


Abbildung 3.9 Reanalyse der Rotationsbande $\text{OH X}^2\Pi (v''=0)$ bei $12 \mu\text{m}$ anhand von Äquivalentbreiten aus der Literatur (Goldman *et al.* 1983; Sauval *et al.* 1984) unter Verwendung theoretischer und empirischer Temperaturschichtungen. Die Einzellinienhäufigkeiten sind gegen die in Gl. 6.6, S. 343 definierte mittlere Entstehungstiefe aufgetragen. Die Ergebnisse der Analysen von Sauval *et al.* und Goldman *et al.* differieren um 0.07 dex. Mit der vorliegenden Reanalyse wird die niedrigere O-Häufigkeit von Goldman *et al.* ($\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.84$) bestätigt, sofern davon ausgegangen werden kann, daß bei deren Analyse eine höhere Eisenhäufigkeit ($\varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) \approx 7.67$) verwendet worden ist (siehe Teilbild unten links). Der um 0.01 dex kleinere Wert der Reanalyse könnte z.B. auf eine größere Stoßdämpfungs konstante von $\log C_6 = -33$ zurückzuführen sein (s. Abb. 3.11). Setzt man die Temperaturschichtung von HM74 mit $\varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.51$ voraus, so ergibt sich eine etwa 10% kleinere solare Sauerstoffhäufigkeit. Der Abstand zwischen unseren Ergebnissen und der Sauerstoffhäufigkeit von Sauval *et al.*, $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.91$, ist auch dann noch zu groß, wenn wir HM74 mit $\varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.67$ verwenden (siehe Teilbild unten rechts). Es muß deshalb noch eine andere Erklärung für die hohe Sauerstoffhäufigkeit von Sauval *et al.* geben als die Verwendung unterschiedlicher Eisenhäufigkeiten (wie von Grevesse *et al.* (1994) behauptet wird). Das vorliegende Ergebnis kann als Überprüfung von LINEFORM gewertet werden. Die Einzellinienhäufigkeiten beschreiben für beide Arbeiten recht unterschiedliche Trends über der mittleren Entstehungstiefe. Es ist festzustellen, daß Goldman *et al.* in ihre Analyse Linien aufgenommen haben, die laut Sauval *et al.* signifikant geblendet sind. Die geringere Streuung der Einzellinienhäufigkeiten, die aus den Äquivalentbreiten von Sauval *et al.* (1984) berechnet wurden, kann teilweise auf den Ausschluß von geblendeten Linien zurückgeführt werden.

besser separiert werden konnten.

Als Ergebnis ihrer Analyse von 31 Übergängen mit hohen Rotationsquantenzahlen $N'' = 24 \dots 31$ erhalten Goldman *et al.* eine Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.84$. Die HM74-Photosphäre wird von den Autoren vorgezogen. Die Verwendung der Modellatmosphäre von Vernazza *et al.* (1976), die auch den chromosphärischen Temperaturanstieg berücksichtigt, führt zu einem Trend der Einzellinienhäufigkeit mit der Anregungsenergie ($\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.45 \dots 8.60$). Es ist bemerkenswert, daß die Autoren ihr Ergebnis von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.84$ in Übereinstimmung zu

$\log \varepsilon_{\odot}(\text{O I}) = 8.92$ von Lambert (1978) sehen.²⁷ Goldman *et al.* verwenden für das Dipolmoment aller Rotationsübergänge (zu $v'' = 0$) einen effektiven Wert von 1.691 Debye, den sie für den Bereich um $J'' \gtrsim \frac{9}{2}$ aus der elektronischen Dipolmomentenfunktion von Stevens *et al.* (1974) ableiten. Die Autoren geben an, daß die Rotations-Schwingungs-Wechselwirkung für die reinen Rotationsübergänge vernachlässigbar klein sind. Nach Sauval *et al.* (1984) variiert die EDMF über dem Bereich der in Frage kommenden Übergänge (Rotationsquantenzahlen) mit weniger als 1%, so daß die Verwendung der konstanten EDMF von Goldman *et al.* (1983) gerechtfertigt ist.

Die Reanalyse der Übergänge der $\text{OH X}^2\Pi$ ($v''=0$)-Bande stützt sich unter anderem auf Äquivalentbreiten von Goldman *et al.* (1983). Die Autoren geben nicht an, wie sie die erforderlichen Dämpfungskonstanten berechnet haben. Gemäß unseres Vergleichs von theoretischen und beobachteten Linienprofilen (Abb. 3.8) setzen wir einen $\log C_6$ -Wert von -33 voraus, der 1.4 dex größer ist als der $\log C_6$ -Wert, den die Unsöldformel liefert. Das Ergebnis unserer Reanalyse wird in Abb. 3.9 dargestellt. Offensichtlich kann keine der verwendeten Modellphotosphären aufgrund von Häufigkeitsgradienten diskriminiert werden.²⁸

Mit der \triangleright HM74-Photosphäre ergibt unsere Reanalyse eine um 0.07 dex geringere solare Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.77 \pm 0.04$. Diese Diskrepanz könnte darauf beruhen, daß die Elektronendichteschichtung der von Goldman *et al.* verwendeten Version des HM74-Modells wegen einer größeren Häufigkeit der Elektronendonatoren Fe, Mg und Si von unserer HM74-Version abweicht. Wegen der dann in unserem Fall niedrigeren H^- frei-frei Opazität errechnen wir mit LINEFORM stärkere theoretische Linien.²⁹ Der *Entstehungsort der Linienäquivalentbreiten* liegt zwischen $\log \tau_0 = -2.1 \dots -1.6$. Die volle Halbwertsbreite der \triangleright Beitragsfunktion beträgt allerdings auf der $\log \tau_0$ -Skala ≈ 1.2 dex. Entsprechend unpräzise ist der mittlere Entstehungsort von Linienäquivalentbreiten festzulegen. $\langle \tau_0 \rangle_W$ soll nur grob den Tiefenbereich angeben, in dem die individuellen Rotationslinien in Abhängigkeit vom Dissoziationsgleichgewicht, von der Anregungsenergie und von $gf\varepsilon$ auf Änderungen der Temperaturstruktur reagieren.

Sauval *et al.* (1984) erweitern die Analysen der reinen Rotationsbanden $\text{OH X}^2\Pi$ im fernen Infrarot und berücksichtigen zusätzlich Linien höherer Schwingungszustände. Ihre Analyse stützt sich auf erdgebundene Beobachtungen mit einem \triangleright FTS-Spektrographen (Kitt Peak Observatorium). Die Spektren wurden bei unterschiedlichen Luftmassen beobachtet, um tellurische Blends identifizieren zu können. Über die Qualität der Spektren werden keine näheren Angaben gemacht. Da es sich aber um Spektren handelt, die mit demselben Spektrographen beobachtet worden sind, wie der KPNO84-Atlas und das KPNO82IR-Spektrum, dürfte die spektrale Auflösung mehr als $R = 100000$ betragen.³⁰ Eine solch hohe spektrale Auflösung ist nicht nur für die Separation von OH- und Blendlinien erforderlich, sondern auch für den Vergleich mit synthetischen Linienprofilen. Sauval *et al.* unternehmen einige Anstrengungen, um solare und tellurische Blends weitgehend ausschließen zu können.³¹ Deshalb ist die Streuung der entsprechenden Einzellinienhäufigkeiten

²⁷Einer der Gründe für die Untersuchungen von NLTE- bzw. Inhomogenitätseffekten, z.B. durch Kiselman (1993) bzw. Kiselman und Nordlund (1995), ist bereits eine Diskrepanz von ≈ 0.15 dex zwischen $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O I})$ und $\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ – kaum größer als die Differenz zwischen der von Goldman *et al.* (1983) bestimmten Häufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m})$ und der von Lambert (1978) aus den verbotenen Übergängen bestimmten Häufigkeit

²⁸Die von Sauval *et al.* (1984) analysierten höheren Schwingungsniveaus $v''=1$ und $v''=2$ wurden bei unserer Analyse nicht berücksichtigt. Allerdings rechnen wir nicht damit, daß die Einzellinienhäufigkeiten aus Rotationslinien dieser Banden, das vorliegende Ergebnis ändern würden. Da die entsprechenden Äquivalentbreiten kleiner sind, als die Äquivalentbreiten der $\text{OH X}^2\Pi$ ($v''=0$)-Linien ist allenfalls eine größere Streuung zu erwarten.

²⁹Unser Vergleich mit den Ergebnissen der Analyse einzelner OH-Rotationslinien durch Kiselman und Nordlund (1995) spricht jedenfalls für diese These (siehe S. 3.4.1).

³⁰Das Spektrum wird auszugsweise in der Arbeit von Sauval *et al.* (1984) dargestellt. Die Annahme von $R > 100000$ wird bestätigt.

³¹Einige der auf diese Weise ausgeschlossenen Linien, z.B. $\text{R}_{2f}(26.5)$, $\text{R}_{2e}(26.5)$ oder $\text{R}_{2e}(27.5)$, werden von Goldman *et al.* (1983) in die Analyse aufgenommen.

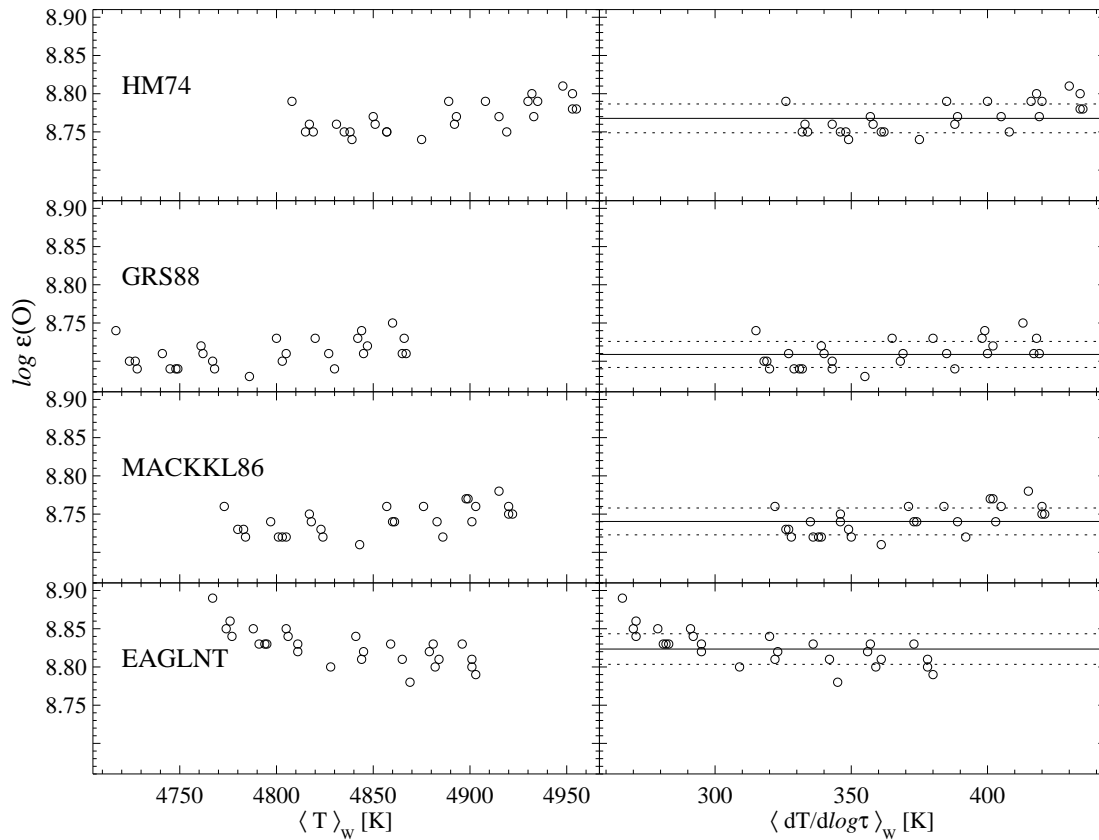


Abbildung 3.10 Sauerstoffhäufigkeiten aus der OH-Rotationsbande (0,0) (Äquivalentbreiten von Sauval *et al.* 1984) unter Verwendung verschiedener Photosphärenmodelle. Die Einzellinienhäufigkeiten werden jeweils über der mittleren Temperatur und dem mittleren Temperaturgradienten aufgetragen, die für den Bereich der Entstehung der Äquivalentbreite maßgeblich sind. Markant ist die verschobene Skala des mittleren Temperaturgradienten bei Zugrundelegung der EAGLNT93-Photosphäre einerseits, und die Verschiebung der Temperaturskala bei HM74 andererseits. Mit dem EAGLNT93-Modell ergibt sich ein starker Trend der Einzellinienhäufigkeiten. Viele der Linien entstehen im Bereich der mittleren Photosphäre ($\log \tau_0 \approx -1.8$), wo sich der Temperaturgradient der EAGLNT93-Schichtung von der GRS88-Schichtung, aber auch von der HM74-Schichtung unterscheidet. Aus der Tatsache, daß wir mit dem EAGLNT93-Modell keine konsistenten Einzellinienhäufigkeiten erhalten, schließen wir, daß der Temperaturgradient bei der EAGLNT93-Photosphäre nicht repräsentativ ist. Der von der EAGLNT93-Photosphäre vollzogene Übergang zwischen der GRS88-Temperaturschichtung in der inneren Photosphäre und der HM74-Schichtung in der oberen Photosphäre ist – so folgern wir – ebenfalls für die Sonne nicht repräsentativ (s. Abb. 2.1 auf S. 13).

etwas kleiner (siehe Abb. 3.9). Laut Sauval *et al.* zeichnet sich die HM74-Photosphäre dadurch aus, daß sie für alle Anregungsenergien konsistente Einzellinienhäufigkeiten liefert. Darin sind sich die Autoren mit Goldman *et al.* (1983) einig. Als Alternative zum HM74-Modell verwenden die Autoren jedoch lediglich das Atmosphärenmodell von Vernazza *et al.* (1976). Unsere Reanalyse der OH $X^2\Pi$ ($v''=0$)-Übergänge anhand der Äquivalentbreiten von Sauval *et al.* (Abb. 3.10) zeigt aber, daß sich auch mit der GRS88- und der MACKKL86-Temperaturschichtung konsistente Einzellinienhäufigkeiten einstellen – nur die jeweils ermittelte Sauerstoffhäufigkeit hängt von dem zugrundegelegten Modell ab.

Als mittlere Sauerstoffhäufigkeit ermitteln Sauval *et al.* (1984) $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12\mu\text{m}) = 8.91 \pm 0.01$. Sie Autoren sind der Auffassung, mit diesem Ergebnis die Häufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OI}) = 8.92$ von Lambert (1978) *bestätigt* zu haben und führen diese *perfekte* Übereinstimmung als Argument für die HM74-Photosphäre an. Dieses Argument ist die Schwachstelle in der Arbeit von Sauval *et al.* (1984): Tatsächlich geben die Autoren nämlich die Unabhängigkeit ihrer Häufigkeitsanalyse auf, wenn sie die für den ermittelten Wert der solaren Sauerstoffhäufigkeit entscheidende Wahl

des Photosphärenmodells mit einem bereits vorbestimmten Ergebnis, nämlich $\log \varepsilon_{\odot}([O I]) = 8.92$, rechtfertigen. Wir ja mit unserer Reanalyse zeigen, kann das zweite Argument von Sauval *et al.* (1984), nämlich der Häufigkeitsgradient im Zusammenhang mit der Temperaturschichtung von Vernazza *et al.* (1976), keine Rechtfertigung dafür liefern, die HM74-Temperaturschichtung optimal sei. In Abb. 3.9 erfüllen auch andere Temperaturschichtungen als HM74 die Forderung nach einer konsistenten Sauerstoffhäufigkeit, darunter das halb-empirische MACKKL86-Modell. Je nach Wahl des Photosphärenmodells können wir aus den reinen OH-Rotationsübergängen eine solare Sauerstoffhäufigkeit zwischen 8.70...8.90 ableiten. Ohne ein zusätzliches Diskriminierungsmerkmal ist es nicht möglich, sich auf eine bestimmte solare Sauerstoffhäufigkeit innerhalb des angegebenen Bandbereichs festzulegen. Durch den Verweis auf die Häufigkeit von Lambert (1978) wird lediglich dessen Resultat *übernommen*, aber nicht *überprüft*.

Hätte also Lambert (1978) die Stärke der Ni I-Linie über [O I] 6300 und den CN-Blend über [O I] 6363 anders bewertet, und zwar so, daß sich eine solare Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}([O I]) = 8.84$ ergeben hätte, dann hätten Goldman *et al.* (1983) in gleicher Weise wie Sauval *et al.* (1984) argumentieren können.³² Die solare Sauerstoffhäufigkeit wäre in einem solchen Fall mit $\log \varepsilon_{\odot}([O I]) = 8.84$ akzeptiert worden, weil die Autoren ihre Methode – in diesem Fall das zugrundegelegte Photosphärenmodell und ihre Analyse der reinen OH-Rotationsübergänge – mit dem Argument rechtfertigen, diese liefere *konsistente* Ergebnisse. Wir haben im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, daß die solare Sauerstoffhäufigkeit aus den [O I]-Linien keinesfalls genau genug bestimmt werden kann.

Die erhebliche systematische Abweichung von 0.07 dex zu dem Ergebnis von Goldman *et al.* (1983) wird von Sauval *et al.* (1984) zwar registriert, bleibt jedoch unkommentiert. Mit 0.01 dex geben Sauval *et al.* vermutlich nur den inneren Fehler an. Als absoluter Fehler ist diese Fehlerangabe indiskutabel. Allein eine Änderung der Eisenhäufigkeit bewirkt eine systematische Änderung der resultierenden Sauerstoffhäufigkeit. Die systematische Änderung der Sauerstoffhäufigkeit mit dem jeweiligen Photosphärenmodell (Abb. 3.10) stellt ein weiteres Beispiel dafür dar, wie illusorisch eine präzise Bestimmung der solaren Sauerstoffhäufigkeit aus den infraroten OH-Rotationsbanden ist, solange nicht geklärt ist, welches solare Photosphärenmodell in *allen* Tiefen repräsentativ ist.

Die Äquivalentbreiten von Sauval *et al.* sind bis zu 10% kleiner als die Äquivalentbreiten von Goldman *et al.* (1983). Entsprechend ergibt unsere Reanalyse der Äquivalentbreiten von Sauval *et al.* (Abb. 3.9 und Abb. 3.10) eine mittlere Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.82 \pm 0.02$ (HM74 mit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.67$) bzw. 8.77 ± 0.02 (HM74 mit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.51$). Die Häufigkeiten von Fe, Mg und Si werden von Sauval *et al.* (1984) nicht angegeben. Einem Hinweis von Grevesse *et al.* (1994) kann allerdings entnommen werden, daß sowohl bei Sauval *et al.* (1984) als auch bei Grevesse *et al.* (1984) die höhere Fe-Häufigkeit verwendet wurde. Grevesse *et al.* (1994) korrigiert die Ergebnisse der vorangegangenen Infrarot-Analysen um jeweils 0.05 dex nach unten. Diesen Korrekturwert erhalten wir bei unserer Reanalyse der reinen Rotationsübergänge (Abb. 3.9) und der Rotations-Schwingungs-Übergänge (Abb. 3.12) ebenfalls. Allerdings ist die Diskrepanz zu der solaren Sauerstoffhäufigkeit von Goldman *et al.* (1983) damit nicht erklärt, denn in Abb. 3.9 wird gezeigt, daß wir die von Goldman *et al.* angegebene Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.84$ nur dann reproduzieren können, wenn wir unterstellen, daß die Autoren ebenfalls von einer höheren Häufigkeit für Fe, Mg und Si ausgehen.³³

³² Abgesehen davon, daß wir mit unserer Reanalyse der Äquivalentbreiten von Sauval *et al.* (1984) bzw. Goldman *et al.* (1983) grundsätzliche Übereinstimmung zwischen Sauval *et al.* und Goldman *et al.* finden, so daß sich die Frage erhebt, wie Sauval *et al.* überhaupt zu der Sauerstoffhäufigkeit von 8.91 kommen konnten.

³³ Holweger und Müller (1974) verwendeten tatsächlich eine höhere Fe-, Mg-, und Si-Häufigkeit (siehe S. 7.3).

Beruhet die Diskrepanz zwischen der mittleren Sauerstoffhäufigkeit von Sauval et al. (1984) und den niedrigeren Sauerstoffhäufigkeiten von Goldman et al. (1983), sowie die Diskrepanz zwischen Sauval et al. und dem Resultat unserer Reanalyse, auf einem systematischen Fehler in der Arbeit von Sauval et al. oder liegt sowohl in der vorliegenden Reanalyse als auch in der Analyse von Goldman et al. (1983) ein Fehler vor?

Die Einzellinienhäufigkeiten unserer Reanalyse mit HM74 und $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.67$ (siehe Abb. 3.9) stimmen mit den Einzellinienhäufigkeiten von Goldman *et al.* (1983) überein. Eine Verminderung der C_6 -Werte auf $\log C_6 = -34$ würde lediglich ≈ 0.03 dex höhere O-Häufigkeiten bewirken (s. Tab.3.5). Die Ursache für die Diskrepanz zwischen Goldman *et al.* und Sauval *et al.* (1984) könnte zum Teil in unterschiedlichen C_6 -Werten begründet sein. Zusätzlich wurde möglicherweise in beiden Arbeiten eine zu hohe Fe-Häufigkeit vorausgesetzt.

Ein weiteres Argument dafür, daß unsere Reanalyse keinesfalls aus dem Rahmen fällt, liefert ein Vergleich mit Ergebnissen von Kiselman und Nordlund (1995). Kiselman und Nordlund bemerken, daß sie für vier Rotationslinien aus dem Ensemble von Sauval *et al.* (1984) ebenfalls mindestens 0.1 dex kleinere Einzellinienhäufigkeiten erhalten als Sauval *et al.* (1984). Diese Differenz zu Sauval *et al.* ist nicht mit der unterschiedlichen Fe-Häufigkeit zu erklären. Kiselman und Nordlund berechnen mit einem unabhängigen Spektrumsyntheseprogramm bei vorgegebener Häufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.92$ Äquivalentbreiten, wobei das HM74-Modell zugrundeliegt. Diese theoretischen Äquivalentbreiten aus der Tab. 2 ihrer Arbeit haben wir zum Test von LINEFORM ausgewertet, mit dem Ergebnis, daß die resultierenden Häufigkeiten höchstens 0.01 dex von den vorausgesetzten 8.92 dex abweichen.³⁴ Die LTE-Spektrumsynthese von Kiselman und Nordlund (1995) ist hinsichtlich der untersuchten OH-Rotationslinien mit unserem Spektrumsyntheseprogramm LINEFORM kompatibel.

Halten wir also fest, daß die Sauerstoffhäufigkeit von Sauval *et al.* (1984) auch nach der Korrektur um 0.05 dex noch ≈ 0.1 dex höher ist als das Resultat unserer Reanalyse (mit HM74, $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.51$). Daß wir im Vergleich zu Goldman *et al.* (1983) eine niedrigere Sauerstoffhäufigkeit bestimmen können wir zum Teil mit der höheren Fe-, Mg- und Si-Häufigkeit des originalen HM74-Modells begründen und möglicherweise auch mit unterschiedlichen Stoßdämpfungskonstanten erklären. Die Grund, warum Sauval *et al.* (1984) dennoch eine zu hohe Sauerstoffhäufigkeit bestimmt haben, bleibt unverständlich, weil mit den von uns verwendeten, etwas größeren C_6 -Werten allenfalls eine um 0.04 dex kleinere Sauerstoffhäufigkeit resultieren würde. Unterschiede in der Dissoziationsenergie oder der Zustandssummen für OH scheiden als mögliche Ursachen ebenfalls aus. Dem Anspruch von Sauval *et al.* (1984), anhand ihrer Analyse von reinen OH-Rotationslinien in der Lage zu sein, verschiedene elektronische Dipolmomentfunktionen diskriminieren zu können, die sich auf einer Skala von 0.02 dex unterscheiden, vermögen wir nicht zu folgen. Beide Reanalysen ergeben mit MACKKL86 $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.75 \pm 0.04$ bzw. mit HM74 $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.78 \pm 0.03$. Wenn die Dämpfungsparameter um eine Größenordnung (auf $\log C_6 = -34$) reduziert werden, vergrößern sich die reanalysierten Häufigkeiten um etwa 0.03 dex. Die Photosphären HM74, MACKKL86 und GRS88 lassen sich aufgrund der diskutierten Reanalysen nicht diskriminieren, weil die Trends der Einzellinienhäufigkeiten nicht signifikant sind. EAGLNT93 bildet eine Ausnahme, weil die Einzellinienhäufigkeiten, verglichen mit den anderen Photosphären, einen sogar gegenläufigen Trend aufweisen (siehe Abb. 3.10).³⁵ Der Temperaturverlauf von EAGLNT93 wird dadurch im mittleren Bereich der Photosphäre ($\log \tau_0 \approx -1.8$) in Frage gestellt.

³⁴Der Vergleich wurde mit $\log C_6 = -33$ durchgeführt. Kiselman und Nordlund (1995) machen über den verwendeten C_6 -Parameter keine Angaben. Sie erwähnen lediglich, daß die *Unsöldformel* verwendet wurde.

³⁵Laut Gustafsson (1998, priv. Mitteilung) entspricht die von Edvardsson *et al.* (1993a) angegebene optische Tiefenskala nicht – wie angegeben – der τ_{5000} -Skala. Dies wäre eine Erklärung für den in Abb. 3.10 dargestellten Häufigkeitstrend.

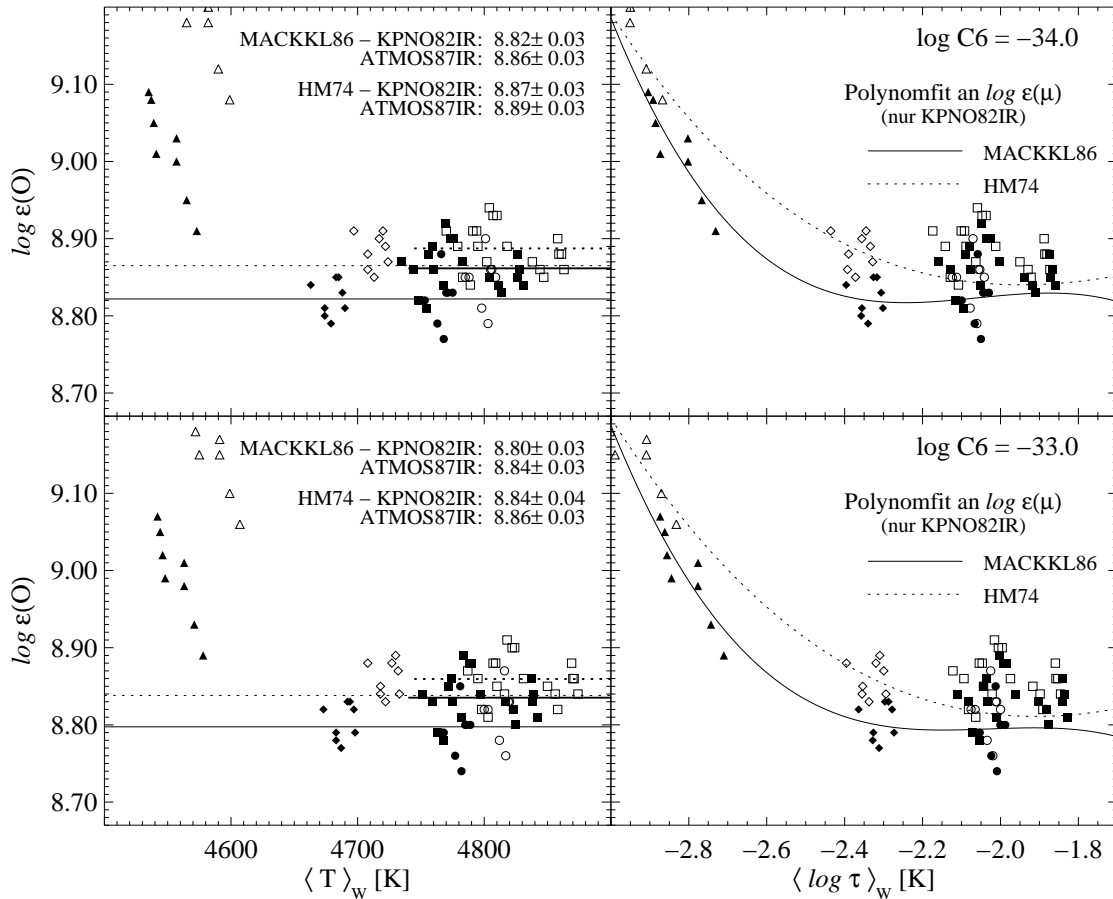


Abbildung 3.11 Sauerstoff-Einzellinienhäufigkeiten aus reinen OH-Rotationsübergängen der infraroten OH $X^2\Pi$ ($v''=0$) Bande bei $12\mu\text{m}$. Offene Symbole kennzeichnen Häufigkeiten, die auf HM74 basieren, gefüllte Symbole kennzeichnen Einzellinienhäufigkeiten, denen MACKKL86 zugrunde liegt. Ausgewertet wurden Linien aus dem Zentralintensitätsatlas \triangleright ATMOS87IR (\square) und Linien aus den \triangleright KPNO82IR-Spektren, die bei $\mu = 1.0$ (\circ), $\mu = 0.5$ (\diamond) und $\mu = 0.2$ (\triangle) beobachtet worden sind (Brault und Noyes 1983). Die Verteilung der Einzellinienhäufigkeiten hängt von der Temperaturstruktur in der oberen Photosphäre (vgl. Abb. 2.1) ab. Die Abhängigkeit der abgeleiteten solaren Sauerstoffhäufigkeit vom Spektralatlas und von der angenommenen Dämpfungsverbreiterung wird ebenfalls deutlich. Die bei $\mu = 0.2$ deutlich stärker abweichenden HM74-Häufigkeiten (offene Symbole) lassen vermuten, daß die absolute Temperatur von HM74 ab $\log \tau_0 \lesssim -2.3$ zu groß ist – NLTE-Effekte können bei den geringen Energiedifferenzen ausgeschlossen werden. Auf der linken Seite ist die solare O-Häufigkeit gegen die über \triangleright Beitragsfunktion und Liniensprofil gemittelte Temperatur $\langle T \rangle_w$ aufgetragen. Hier wird der Zusammenhang zwischen mittlerer Temperatur und Einzellinienhäufigkeit deutlich. Für OH-Linien im oberen Teil der Abbildung wurde $\log C_6 = -34.0$ angesetzt, während im unteren Teil der für Profiliten (mit MACKKL86) günstigere Wert von $\log C_6 = -33$ verwendet worden ist. Im linken Teil der Abbildung werden mittlere Sauerstoffhäufigkeiten hinsichtlich HM74 und MACKKL86 angegeben. Gepunktete Linien beziehen sich auf Mittelwerte hinsichtlich HM74, durchgezogene auf MACKKL86. Die Mittelwerte wurden für KPNO82IR (langgezogene Linien) und ATMOS87IR (kurze Linien) getrennt berechnet. Für KPNO82IR wurden nur Beobachtungen bei $\mu = 0.5$ und $\mu = 1.0$ berücksichtigt. Der angegebene Fehler beschreibt die Streuung der Einzellinienhäufigkeiten und berücksichtigt keine systematischen Äquivalentbreitenmeßfehler. Die theoretischen OH-Profile können an die KPNO82IR-Spektren genauer angepaßt werden als an das ATMOS87IR-Spektrum, das mit $R = 80000$ nur die halbe spektrale Auflösung aufweist. Wir finden für tellurische Blends in den KPNO82IR-Spektren auch nach Vergleich der Linienprofile bei $\mu = 1$ und $\mu = 0.5$ keine Evidenzen und bevorzugen die entsprechenden Äquivalentbreiten. Auf der rechten Seite werden die winkelabhängigen Einzellinienhäufigkeiten (nur KPNO82IR) für HM74 und MACKKL86 durch Polynome 3. Grades ausgeglichen. Hier wird deutlich, daß MACKKL86 für $\mu = 1$ und $\mu = 0.5$ konsistente Häufigkeiten liefert, während mit HM74 ein Häufigkeitstrend hervorgerufen wird. Mit MACKKL86 bestimmen wir eine Sauerstoffhäufigkeit von $\log \epsilon_{\odot}(\text{OH } 12\mu\text{m}) \approx 8.80 \pm 0.03$, wenn wir eine Stoßdämpfung unterstellen, die $\log C_6 = -33$ entspricht.

Eigene Untersuchungen

Wir haben anhand der \triangleright KPNO82IR-Spektren und des extraterrestrisch beobachteten solaren Infrarotspektrums \triangleright ATMOS87IR eigene Untersuchungen durchgeführt. Neben dem Vergleich der aus den verschiedenen Atlanten gemessenen Linienäquivalentbreiten verfolgen die Untersuchungen das Ziel, das Verhalten der Einzellinienhäufigkeiten auf die Änderungen der Dämpfungsparameter zu bestimmen. Außerdem wird versucht, eines der verwendeten Photosphärenmodelle zu diskriminieren, indem die Verteilungen der Einzellinienhäufigkeiten über der mittleren Entstehungstiefe $\langle \tau_0 \rangle_W$ betrachtet werden. Die gemessenen Äquivalentbreiten und Einzellinienhäufigkeiten haben wir in Tab. 3.5 zusammengestellt und vergleichen mit den Äquivalentbreiten von Goldman *et al.* (1983) und Sauval *et al.* (1984). In Abb. 3.11 haben wir die Einzellinienhäufigkeiten gegen die mittlere Entstehungstiefe der Äquivalentbreite und gegen die mittlere Temperatur $\langle T \rangle_W$ aufgetragen.

Vergleichen wir zunächst synthetische und beobachtete Profile von vier Dublettübergängen aus dem KPNO82IR-Atlas ($\mu = 1$). Abb. 3.8 macht den Einfluß der Stoßdämpfung auf die resultierende Sauerstoffhäufigkeit deutlich. Deutlich wird allerdings, daß sich van der Waals-Verbreiterung und Makroturbulenz je nach Wahl des Photosphärenmodells kompensieren können. Über die van der Waals-Dämpfung bei reinen Rotationsübergängen ist praktisch nichts bekannt. Die Rotationsübergänge der $v = 0$ Bande befinden sich auf dem Dämpfungsteil der \triangleright Wachstumskurve (vgl. Sauval *et al.* 1984). Die OH $X^2\Pi$ ($v''=0$)-Häufigkeiten hängen deshalb auch von den vorausgesetzten C_6 -Werten ab. Die Anwendung der im Zusammenhang mit atomaren Übergängen häufig zitierten *Unsöldformel* (Gl. B.10) zur Berechnung von C_6 -Werten reiner Rotationsübergänge können wir nicht rechtfertigen, weil bei reinen Rotationsübergängen keine elektronischen Übergänge stattfinden. Wir können aber eine Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den polaren OH-Radikalen und den polarisierten Wasserstoffatomen annehmen und betrachten die mit der *Unsöldformel* berechneten C_6 -Werte als Näherungen, die durch Profilvergleiche angepaßt werden müssen. Ähnlich wie bei Übergängen innerhalb eines Multipletts, variieren die nach der *Unsöldformel* berechneten C_6 -Werte (Gl. B.4) kaum mit der Rotationsquantenzahl. Nach der *Unsöldformel* erhalten wir $\log C_6 = -34.4$, wenn beide am Übergang beteiligten Energieniveaus und die Ionisationsenergie von OH vorgegeben werden. Die Profilvergleiche in Abb. 3.8 erfordern dann eine höhere Stoßdämpfungskonstante ($\log C_6 = -33$), wenn man annimmt, daß Mikro- und Makroturbulenz minimal sind.³⁶ Die Änderung von ξ_{mic} wirkt sich nicht nennenswert auf die Bestimmung der Einzellinienhäufigkeiten aus. Deshalb können Mikroturbulenz- und Makroturbulenzparameter einander weitgehend kompensieren. Bei Berechnung der in Abb. 3.8 dargestellten Profile wurde deshalb nur der Makroturbulenzparameter variiert, während ξ_{mic} auf jeweils 0.9 km s^{-1} festgesetzt worden ist. Die eigentlich empirisch festzulegende Dämpfungsverbreiterung bleibt unsicher und impliziert eine systematische Unsicherheit von 0.03 dex für die abgeleitete solare Sauerstoffhäufigkeit. Tab. 3.5 ist zu entnehmen, daß die Einzellinienhäufigkeiten sogar systematisch um 0.1 dex abnehmen, wenn der C_6 -Wert um zwei Größenordnungen vergrößert wird ($\log C_6 = -32$). Allerdings können die beobachteten Linienflügel dann nicht mehr reproduziert werden.

Sauval (priv. Mitteilung, 1995) zufolge wurde die van der Waals-Verbreiterung mit der Formel Gl. B.10 berücksichtigt. Der Autor räumt ein, daß die Profile der Rotationslinien markant stoßverbreitert sein können. Sauval *et al.* (1984) haben deshalb die C_6 -Werte durch Anpassung an beobachtete Profile justiert. Sie verwenden lediglich Skalierungsfaktoren zwischen 1.5 und 2 und setzen stattdessen eine höhere Makroturbulenz voraus als wir. Die Festlegung der C_6 -Parameter anhand von Profilit fits hängt auch von der Form des vorausgesetzten Makroturbulenzprofils ab (Abb. 3.8).

³⁶Die Annahme ist gerechtfertigt, da die Linien in der mittleren bis oberen Photosphäre, etwa bei $\langle \log \tau_0 \rangle_W \lesssim -1.8$ entstehen. Die Amplitude des radialen Geschwindigkeitsfeldes nimmt nach außen ab (vgl. Gray 1978).

Tabelle 3.5 Äquivalentbreiten und Einzellinienhäufigkeiten von reinen Rotationsübergängen der OHX²Π ($v''=0$)-Bande aus den Atlanten \triangleright KPNO82IR ($\mu = 1, 0.5, 0.2$) und \triangleright ATMOS87IR ($\mu = 0.96$). Spalte 7...11 enthält Einzellinienhäufigkeiten zu den empirischen Photosphären und zu unterschiedlichen C_6 -Werten. In Spalte 13 und 14 werden Äquivalentbreiten von Sauval *et al.* (1984) bzw. Goldman *et al.* (1983) wiedergegeben. Die Äquivalentbreiten der beiden Arbeiten differieren um $\approx 10\%$. Der Einfluß der von Sauval *et al.* (1984) gewählten photosphärischen Eisenhäufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.67$ auf die Einzellinienhäufigkeiten wurde in Spalte 12 korrigiert. Spalte 11 (HM74 mit $\log C_6 = -34$) und die *korrigierten* Einzellinienhäufigkeiten von Sauval *et al.* zeigen im wesentlichen Übereinstimmung – allerdings nur für den Fall, daß unsere Äquivalentbreiten größer sind. Deshalb steht die Übereinstimmung mit Sauval *et al.* nicht im Widerspruch zu dem Ergebnis unserer in Abb. 3.9 dargestellten Reanalyse, daß Sauval *et al.*, trotz Berücksichtigung der niedrigeren Eisenhäufigkeit, systematisch höhere Einzellinienhäufigkeiten auf denselben Äquivalentbreiten erhält als wir.

$\tilde{\nu}$ [cm ⁻¹]	Level	E_l [eV]	$\log gf$	μ	W [mK]	MACKKL86		HM74			Sauval'84 [†]		GMLD
						A	B	A	B	C	$\log \epsilon$	W	W
814.321	R _{2f} (23.5)	1.300	-1.572	1.00	1.260	8.70	8.76	8.73	8.78	8.81	8.85	1.208	1.29
				0.96	1.297	8.72	8.78	8.75	8.81	8.84			
				0.50	1.293	8.75	8.79	8.80	8.85	8.88			
				0.20	1.645	9.01	9.07	9.17	9.23	9.26			
814.725	R _{1e} (24.5)	1.287	-1.555	1.00	1.361	8.73	8.79	8.76	8.82	8.85	8.87	1.302	1.40
				0.96	1.440	8.77	8.84	8.80	8.87	8.91			
				0.50	1.387	8.77	8.82	8.83	8.88	8.91			
				0.20	1.580	8.94	8.99	9.09	9.15	9.18			
815.400	R _{2e} (23.5)	1.302	-1.572	1.00	1.230	8.68	8.74	8.71	8.76	8.79	8.87	1.225	1.19
				0.96	1.376	8.77	8.83	8.80	8.86	8.89			
				0.50	1.263	8.73	8.77	8.78	8.83	8.85			
				0.20	1.622	9.00	9.05	9.15	9.21	9.24			
815.949	R _{1f} (24.5)	1.300	-1.554	1.00	1.342	8.72	8.79	8.75	8.82	8.85	8.87	1.246	1.28
				0.96	1.350	8.73	8.79	8.76	8.82	8.85			
				0.50	1.305	8.73	8.78	8.79	8.84	8.86			
				0.20	1.611	8.97	9.02	9.12	9.18	9.21			
838.119	R _{2f} (24.5)	1.401	-1.542	1.00	1.292	8.74	8.80	8.77	8.82	8.85	8.85	1.176	1.31
				0.96	1.314	8.76	8.81	8.78	8.84	8.87			
				0.50	1.289	8.78	8.82	8.82	8.87	8.89			
				0.20	1.377	8.86	8.89	9.01	9.06	9.08			
838.481	R _{1e} (25.5)	1.398	-1.526	1.00	1.327	8.74	8.80	8.77	8.83	8.86	8.87	1.230	1.30
				0.96	1.371	8.77	8.83	8.80	8.85	8.89			
				0.50	1.336	8.78	8.83	8.83	8.88	8.90			
				0.20	1.533	8.94	8.98	9.10	9.15	9.18			
839.191	R _{2e} (24.5)	1.403	-1.542	1.00	1.363	8.78	8.85	8.81	8.87	8.90	8.84	1.169	1.39
				0.96	1.384	8.80	8.86	8.82	8.88	8.91			
				0.50	1.317	8.79	8.83	8.84	8.89	8.91			
				0.20	1.535	8.96	9.01	9.12	9.17	9.20			
839.694	R _{1f} (25.5)	1.401	-1.525	1.00	1.326	8.74	8.80	8.77	8.83	8.86	8.85	1.207	1.41
				0.96	1.405	8.79	8.85	8.82	8.88	8.91			
				0.50	1.283	8.75	8.79	8.80	8.84	8.87			
				0.20	1.460	8.89	8.93	9.05	9.10	9.12			
860.972	R _{2f} (25.5)	1.505	-1.514	0.96	1.365	8.82	8.88	8.84	8.90	8.93	8.84	1.313	1.15
861.300	R _{1e} (26.5)	1.502	-1.498	0.96	1.419	8.83	8.89	8.86	8.91	8.94	8.86	1.181	1.26
862.035	R _{2e} (25.5)	1.507	-1.513	0.96	1.312	8.79	8.84	8.81	8.86	8.89	8.85	1.140	1.24
862.494	R _{1f} (26.5)	1.505	-1.497	0.96	1.396	8.81	8.88	8.84	8.90	8.93	8.87	1.196	1.15
883.158	R _{1e} (27.5)	1.609	-1.471	0.96	1.263	8.78	8.83	8.81	8.85	8.87	8.83	1.090	1.13
883.907	R _{2e} (26.5)	1.613	-1.486	0.96	1.194	8.75	8.80	8.78	8.82	8.85			1.06
903.769	R _{2f} (27.5)	1.721	-1.461	0.96	1.181	8.79	8.84	8.83	8.86	8.88	8.86	1.037	1.07
904.038	R _{1e} (28.5)	1.718	-1.446	0.96	1.197	8.78	8.83	8.82	8.86	8.88	8.85	1.051	1.08
905.183	R _{1f} (28.5)	1.722	-1.446	0.96	1.165	8.77	8.81	8.80	8.84	8.86	8.87	1.084	1.13

A,B,C $\log C_6 = -32, -33, -34$

[†] Die Einzellinienhäufigkeiten von Sauval *et al.* (1984) um 0.05 dex vermindert, W in mKaysen

GMLD Äquivalentbreiten von Goldman *et al.* (1983) (in mKaysen)

Darauf weist Sauval (1995, priv. Mitteilung) ebenfalls hin. Er nimmt eine gaußförmige Makroturbulenz von $\Xi_{\text{mac}} = 1.5 \dots 2 \text{ km s}^{-1}$ an, obwohl die Linien in der oberen Photosphäre entstehen.³⁷

In Abb. 3.11 tragen wir die Einzellinienhäufigkeiten auf, die aus den KPNO82IR-Intensitätsspektren und dem ATMOS87IR-Spektrum abgeleitet wurden (s. Tab. 3.5). Die Ausgleichskurven durch die Einzellinienhäufigkeiten der drei KPNO82IR-Spektren deuten einen Häufigkeitstrend an, der mit dem HM74-Modell deutlicher ist als mit MACKKL86. Wir entnehmen der Darstellung, daß die mit MACKKL86 bestimmten Einzellinienhäufigkeiten von $\mu = 1 \dots 0.5$ konsistent sind, während sich mit HM74 bereits ein Häufigkeitstrend einstellt. Das abweichende modellspezifische Verhalten der Einzellinienhäufigkeiten erklärt sich aus den Unterschieden in der Temperaturschichtung beider Modelle für den Tiefenbereich $\log \tau_0 \lesssim -2.3$, wobei die Temperaturunterschiede, bei $\log \tau_0 = -2.3$ beginnend, nach außen hin, bis zu dem Temperaturminimum der MACKKL86-Atmosphäre, zunehmen (siehe Abb. 2.1 auf S. 13).³⁸ Mit MACKKL86 erhalten wir eine ≈ 0.04 dex kleinere mittlere solare Sauerstoffhäufigkeit. Die aus den beiden Intensitätsatlanten ($\mu = 1$) abgeleiteten Einzellinienhäufigkeiten unterscheiden sich ebenfalls systematisch um 0.04 dex. Die höheren Einzellinienhäufigkeiten bestimmen wir aus den Äquivalentbreiten des ATMOS87IR-Spektrums. Allerdings sind die Äquivalentbreiten wegen der geringeren spektralen Auflösung unsicherer als die Äquivalentbreiten der KPNO82IR-Spektren. Unsere Ergebnisse können dahingehend interpretiert werden, daß die HM74-Temperaturschichtung ab $\log \tau_0 \lesssim -1.8$ zu heiß ist. Mit MACKKL86 zeigen die Einzellinienhäufigkeiten hingegen kleinere systematische Abweichungen. Im Zusammenhang mit dieser Interpretation können wir eines der beiden betrachteten empirischen Photosphärenmodelle diskriminieren und erhalten damit eine Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.81 \pm 0.05$.

Die Analyse von acht Rotationsübergängen in den solaren Intensitätsspektren \triangleright KPNO82IR ($\mu=1, 0.5$ und 0.2) ergibt, daß

1. die solare Sauerstoffhäufigkeit *systematisch* kleiner ist als der von Grevesse *et al.* (1996) angegebene Mittelwert von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.87$.
2. die C_6 -Werte, über die keine präzisen theoretischen Aussagen zu machen sind, empirisch nicht eindeutig festgelegt werden können, weil die *a priori* nicht bekannte Makro- und Mikroturbulenzverbreiterung in der oberen Photosphäre ebenfalls empirisch ermittelt werden muß.
3. die abgeleitete solare Sauerstoffhäufigkeit 0.03 ... 0.07 dex kleinere Werte annehmen kann, wenn der $\log C_6$ -Wert, der nach Unsöld (Gl. B.10) berechnet wird um 0.4 ... 2.4 dex erhöht wird.
4. mit \triangleright MACKKL86 eine bessere Übereinstimmung zwischen den Einzellinienhäufigkeiten bei $\mu=1$ und $\mu=0.5$ erzielt werden kann als mit HM74. Wir erhalten mit MACKKL86 eine um 0.05 dex kleinere solare Sauerstoffhäufigkeit. Die bessere Übereinstimmung der Einzellinienhäufigkeiten bei $\mu=1$ und $\mu=0.5$ kann als Indiz dafür gewertet werden, daß die HM74-Temperaturschichtung in der oberen Photosphäre zu hoch ist.
5. aus dem Randintensitätsspektrum ($\mu=0.2$) selbst mit MACKKL86 Einzellinienhäufigkeiten bestimmt werden, die systematisch 0.15 ... 0.25 dex zu hoch sind.

³⁷Wir können die Makroturbulenz in Abb. 3.8 ($\Xi_{\text{mac}} = 1 \text{ km s}^{-1}$ für HM74) nur dann geringfügig erhöhen, wenn die Mikroturbulenz ($\xi_{\text{mic}} = 0.9 \text{ km s}^{-1}$ für HM74) vermindern. Aber selbst, wenn ξ_{mic} verschwinden sollte, könnten wir Ξ_{mac} nicht über 1.4 km s^{-1} hinaus vergrößern.

³⁸Aus Abb. 3.10 geht hervor, daß sich die mittleren Temperaturgradienten an den Orten der Linien- bzw. Äquivalentbreitenentstehung nur unwesentlich unterscheiden, während $\langle T \rangle_W$ bei HM74 ungefähr 50 K höher ist als bei MACKKL86.

6. die von uns gemessenen Äquivalentbreiten $\approx 10\%$ größer sind als die Äquivalentbreiten, die von Goldman *et al.* (1983) bzw. Sauval *et al.* (1984) angegeben werden.
7. die Untersuchung der Rotationslinien einer solaren Sauerstoffhäufigkeit von ≈ 8.81 dex nicht widerspricht – $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m})$ und $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OI})$ sind konsistent, wenn die verbotenen Linien erheblich von der Ni I- bzw. CN-Linie geblendet werden. Abhängig von den C_6 -Werten sind auch mittlere Werte im Bereich von 8.76 bis 8.84 dex möglich.

Unsere Äquivalentbreiten aus dem \triangleright ATMOS87IR-Spektrum sind 5 ... 10% größer als die Äquivalentbreiten aus dem KPNO82IR-Atlas. Entsprechend ergibt sich aus ATMOS87IR eine 0.04 dex höhere solare Sauerstoffhäufigkeit als aus dem KPNO82IR-Spektrum. Da die spektrale Auflösung von KPNO82IR doppelt so groß ist wie die von ATMOS87IR, halten wir die Äquivalentbreiten bzw. Einzellinienhäufigkeiten aus dem KPNO82IR-Atlas für zuverlässiger.

3.4.2 Rotations-Schwingungsbanden bei $3 \mu\text{m}$

Grevesse *et al.* (1984) dehnen die Bestimmung der solaren Sauerstoffhäufigkeit auf Rotations-Schwingungs-Übergänge bei $3 \mu\text{m}$ aus und bestätigen – aus ihrer Sicht – die O-Häufigkeit von Sauval *et al.* (1984). Unsere Reanalyse (s. Abb. 3.12) der von Grevesse *et al.* angegebenen Äquivalentbreiten und Übergangswahrscheinlichkeiten ergibt ein fast identisches Ergebnis³⁹ ($\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m}) = 8.93 \pm 0.05$), sofern die HM74-Temperaturschichtung mit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.67$ verwendet wird. Mit HM74 ($\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.51$) erhalten wir hingegen eine um 0.05 dex geringere Häufigkeit, in Übereinstimmung mit Grevesse *et al.* (1994). Das Resultat von Grevesse *et al.* (1984), $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m}) = 8.93$ dex, wurde in die Tabelle von Anders und Grevesse (1989) als *photosphärische Sauerstoffhäufigkeit* aufgenommen.

Wie Abb. 3.12 zu entnehmen ist, hängen die Einzellinienhäufigkeiten der $\text{OH } X^2\Pi (\Delta v = 1)$ -Bande empfindlich von der zugrundegelegten Temperaturstruktur ab. Keine der verwendeten Temperaturschichtungen zeichnet sich in besonderer Weise aus, beispielsweise durch tiefenabhängige Häufigkeitstrends. Mit dem MACKKL86-Modell berechnen wir eine Sauerstoffhäufigkeit, die 0.12 dex kleiner ist als mit dem HM74-Modell. Diese erhebliche Häufigkeitsänderung folgt aus den modellspezifischen Temperaturunterschieden am mittleren Ort der Linienentstehung. Die Linien entstehen in einer mittleren Tiefe von $\langle \log \tau_0 \rangle = -1.12 \dots -1.00$, wo die Temperatur von HM74 ungefähr 50 K höher ist als die von MACKKL86 (vgl. Abb. 2.1 auf S. 13).

Die Oszillatorenstärken der Rotations-Schwingungsübergänge verhalten sich gemäß Gl. 3.5 proportional zum Quadrat der elektronischen Dipolmomentfunktion $|\mathcal{D}_{v'v'',J',J''}|$. Im Unterschied zu Gl. 3.5 hängt $|\mathcal{D}_{v'v'',J',J''}|$ von beiden Schwingungsquantenzahlen ab. Grevesse *et al.* (1984) tabellieren Dipolmomentfunktionen aus verschiedenen Quellen und diskutieren ausführlich deren Genauigkeit. Mit ≈ 0.5 dex ist die Streuung der entsprechenden Bandoszillatorenstärken $f_{v'v''}$ relativ groß. Die experimentellen f -Werte, die von Grevesse *et al.* als unsicher eingestuft werden, sind deutlich höher als die theoretischen f -Werte. Die theoretischen Oszillatorenstärken streuen weniger. Grevesse *et al.* argumentieren zugunsten der \triangleright EDMF von Werner *et al.* (1983), die Sauval *et al.* (1984) ebenfalls verwenden. Für die entsprechenden Oszillatorenstärken geben Grevesse *et al.* (1984) eine interne Streuung von 0.015 dex an. Daraus geht die *systematische* Unsicherheit der Bandoszillatorenstärken nicht hervor. Allerdings ist keine der aufgelisteten theoretischen Oszillatorenstärken mehr als 0.17 dex größer als die jeweils entsprechende Bandoszillatorenstärke von Werner *et al.* (1983). Balachandran und Carney (1996b) weisen darauf hin, daß sich die

³⁹Lediglich der von Grevesse *et al.* (1984) angegebene Fehler von ± 0.02 ist optimistischer als bei uns.

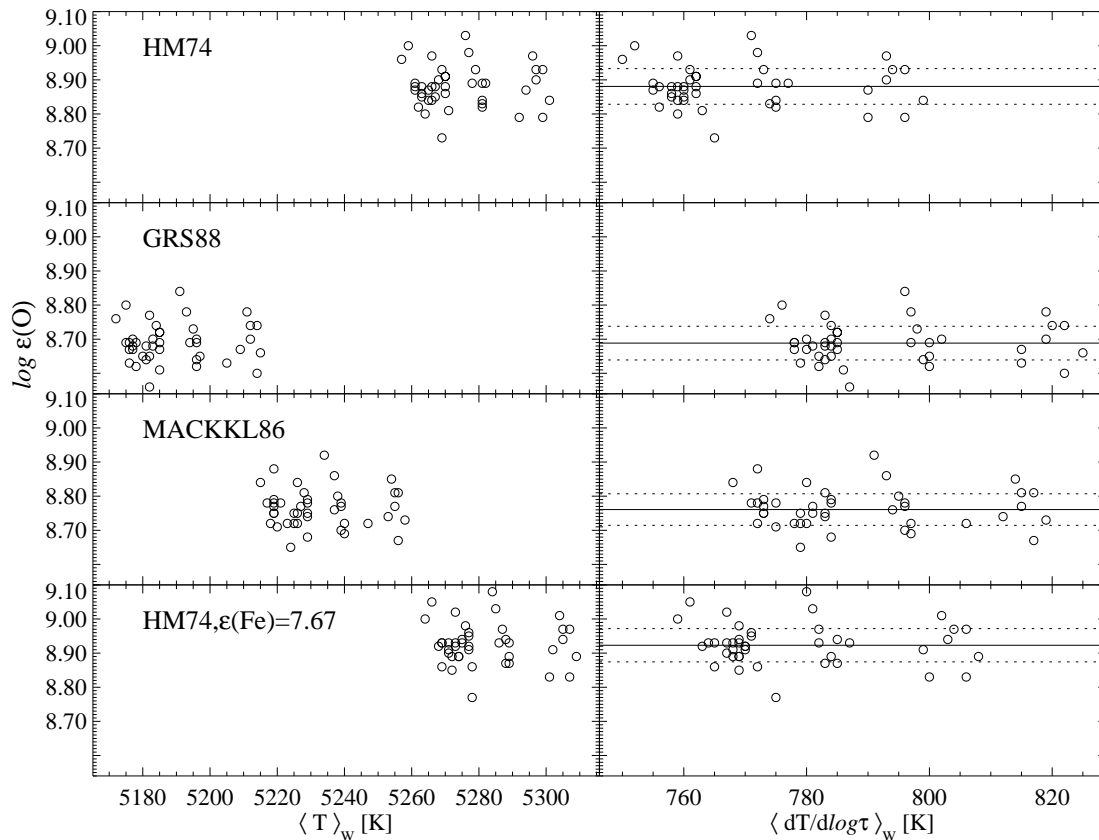


Abbildung 3.12 Reanalyse von OH-Rotations-Schwingungsbanden zwischen $3 \dots 4 \mu\text{m}$ mit Äquivalentbreiten von Grevesse *et al.* (1984). Neben den publizierten Äquivalentbreiten wurden auch die von Grevesse *et al.* angegebenen Anregungsenergien und Übergangswahrscheinlichkeiten verwendet. Sauerstoffhäufigkeiten sind für vier verschiedene theoretische und empirische Modellphotosphären berechnet worden. Auf der linken Seite werden die Häufigkeiten gegen die über die Beitragfunktion gemittelte Temperatur aufgetragen. Für die rechte Abszissenskala wurde der über Beitragsfunktion und Linienprofil gemittelte Temperaturgradient gewählt. Die Linien entstehen in einem Bereich von $\langle \log \tau_0 \rangle = -1.12 \dots -1.00$, also genau dort, wo die Temperaturschichtungen von HM74 und MACKKL86 $\approx 50 \text{ K}$ voneinander abweichen (vgl. Abb. 2.1a). Während mit dem HM74-Modell, dem die aktuellen Metallhäufigkeiten zugrundeliegen, eine mittlere O-Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m}) = 8.88 \pm 0.05$ bestimmt wird, ergibt sich $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m}) = 8.92 \pm 0.05$, wenn HM74 im Zusammenhang mit $\varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.67$ verwendet wird. Diese O-Häufigkeit befindet sich in ausgezeichneter Übereinstimmung mit Grevesse *et al.* (1984), die einen Wert von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m}) = 8.93 \pm 0.02$ angeben. Der von den Autoren angegebene Fehler von 0.02 dex ist allerdings deutlich optimistischer. Die zugrundeliegenden Fe-, Mg- und Si-Häufigkeiten werden zwar von Grevesse *et al.* (1984) nicht explizit angegeben, allerdings berichtigen Grevesse *et al.* (1994) ihre zuvor veröffentlichten O-Häufigkeiten um 0.05 dex nach unten. Damit bestätigt sich, daß das von unser Spektrumsyntheseprogramm grundsätzlich die gleichen Ergebnisse liefert wie das Programm von Grevesse *et al.*. Auf Seite 76 diskutieren wir, warum selbst die von Grevesse *et al.* (1994) revidierte O-Häufigkeit noch überbestimmt sein dürfte.

aus den Rotations-Schwingungsbanden bestimmte Sauerstoffhäufigkeit mit der EDMF von Nelson *et al.* (1989) um ≈ 0.06 dex verringert (S. 955 bei Balachandran und Carney).

Grevesse *et al.* bemerken, daß eine unterschiedliche Kombinationen von EDMF und Photosphärenmodell durchaus unterschiedliche solare Sauerstoffhäufigkeiten ergeben. Unter der Nebenbedingung, daß die aus den OH $X^2\Pi$ ($\Delta v = 1$)-Linien bestimmte Häufigkeit mit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OI})$ von Lambert (1978) übereinstimmen muß, prüfen die Autoren verschiedene Kombinationen von EDMF und Photosphärenmodell. Dabei verwenden sie als einzige Alternative zu HM74 das solare Atmosphärenmodell von Vernazza *et al.* (1976). Grevesse *et al.* kommen schließlich zu dem Ergebnis, daß lediglich die EDMF von Werner *et al.* (1983) in Kombination mit dem HM74-Modell

zur Übereinstimmung von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m})$ und $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}])$ führt.⁴⁰ Grevesse *et al.* sind der Auffassung, mit ihrer Analyse das Ergebnis von Sauval *et al.* (1984) bestätigt zu haben.

Die (implizite) Forderung, daß $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m})$ und $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}]) = 8.92$ übereinstimmen müssen, konnten Sauval *et al.* (1984) nur auf Kosten der *Unabhängigkeit* ihrer Häufigkeitsbestimmung aufstellen. Grevesse *et al.* (1984) stellen die gleiche Forderung nach Übereinstimmung von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m})$ und $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}])$, weil $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m})$ ebenfalls mit erheblichen systematischen Unsicherheiten behaftet ist.⁴¹ Damit verzichten Grevesse *et al.* (1984) in letzter Konsequenz auf den Anspruch eine zu Lambert (1978) unabhängige Häufigkeitsbestimmung durchzuführen.

Die Auffassung, Grevesse *et al.* hätten mit der Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m}) = 8.93 \pm 0.02$ das Ergebnis von Sauval *et al.* (1984) ($\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.91 \pm 0.01$) *bestätigt*, können wir nicht teilen.⁴²

Tatsächlich können Grevesse *et al.* das Ergebnis von Sauval *et al.* (1984) – zumindest im Rahmen der von den Autoren beanspruchten Präzision – nicht bestätigen. Die Übereinstimmung beider Ergebnisse wird von uns vielmehr als Konsequenz der auf $\log \varepsilon_{\odot}([\text{O I}]) = 8.92$ zielenden Wahl von Photosphärenmodell und EDMF interpretiert. Die Wahl der EDMF von Werner *et al.* (1983) spielt allerdings eine untergeordnete Rolle. Bedeutender ist die Tatsache, daß Grevesse *et al.* (1984) und Sauval *et al.* (1984) der mit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.84$ geringeren Häufigkeit von Goldman *et al.* (1983) nicht Rechnung tragen. Aufgrund unserer Reanalyse der Äquivalentbreiten von Goldman *et al.* (1983), Sauval *et al.* (1984) und Grevesse *et al.* (1984) vermuten wir, daß die OH X²Π-Einzellinienhäufigkeiten von Sauval *et al.* (1984) einem systematischen Fehler unterliegen, der 0.05 dex (wegen der überschätzten Eisenhäufigkeit) deutlich überschreitet.

Die Linien der Rotations-Schwingungsbande OH X²Π ($\Delta v = 1$) entstehen in einer tieferen Photosphärenschicht als die OH X²Π-Bande, so daß eine Konsistenzüberprüfung, wie sie von Grevesse *et al.* (1984) angestrebt wird, grundsätzlich möglich und sinnvoll ist, um entweder die zugrundegelegte Temperaturschichtung oder die jeweils verwendeten *f*-Wertsätze zu prüfen. Allerdings zeigt ein direkter Vergleich der OH X²Π-Äquivalentbreiten von Goldman *et al.* (1983) und Sauval *et al.* (1984) (s. Tab. 3.5) bzw. unsere Reanalyse (Abb. 3.9), daß die absolute OH X²Π-Häufigkeit nicht so präzise bestimmt werden kann, wie Grevesse *et al.* (1984) behaupten. Angesichts der um 0.07 dex niedrigeren Sauerstoffhäufigkeit von Goldman *et al.* (1983) ist der von Sauval *et al.* angegebene Fehler von 0.01 dex zu optimistisch.

Entscheidend für unsere Argumentation gegen die von Sauval *et al.* (1984) angegebene solare Sauerstoffhäufigkeit ist die Tatsache, daß unsere Reanalyse eine mittlere Sauerstoffhäufigkeit liefert, die mit der niedrigeren Häufigkeit von Goldman *et al.* (1983) kompatibel ist, während sie sich von dem Ergebnis von Sauval *et al.* signifikant unterscheidet. Es ist anzunehmen, daß der Anspruch von Grevesse *et al.* (1984), mit der HM74-Photosphäre einen mit Sauval *et al.* (1984) übereinstimmenden Häufigkeitswert bestimmt zu haben, auf der unrealistischen Einschätzung der systematischen Fehler der beiden OH-Bandanalysen beruht.

Unsere Reanalyse liefert ein bemerkenswertes Detail. Die aus den Äquivalentbreiten von Sau-

⁴⁰Beispielsweise argumentieren Grevesse *et al.* (1984) ausdrücklich gegen die Temperaturschichtung von Vernazza *et al.* (1976), weil mit dieser eine zu geringe Sauerstoffhäufigkeit von 8.8 dex berechnet wird. Die Atmosphäre von Vernazza *et al.* (1976) scheidet, wie die Autoren vermerken, auch deshalb aus, weil die Einzellinienhäufigkeiten einen Trend mit wachsender Anregungsenergie zeigen (Sauval *et al.* 1984).

⁴¹Wir müssen mit systematischen Unsicherheiten der Oszillatorenstärken in einer Größenordnung von ≈ 0.1 dex rechnen (siehe Diskussion bei Grevesse *et al.* 1984). Zusätzlich bestehen erhebliche Unsicherheiten aufgrund der zugrundegelegten Photosphärenmodelle.

⁴²Die in Abb. 3.12 dargestellten Einzellinienhäufigkeiten zeigen ja gerade, daß sich mit der halb-empirischen MACKKL86-Atmosphäre eine von Grevesse *et al.* (1984) signifikant abweichende Häufigkeit ergibt, während das Ergebnis von Grevesse *et al.* mit HM74 (und der höheren Eisenhäufigkeit) von uns reproduziert werden kann.

val *et al.* (1984) reanalysierten Einzellinienhäufigkeiten stimmen ausgerechnet in Kombination mit dem HM74-Modell *nicht* mit den reanalysierten Einzellinienhäufigkeiten der Äquivalentbreiten von Grevesse *et al.* (1984) überein (vgl. die obere bzw. untere Bildreihe von Abb. 3.9 und Abb. 3.12). Stattdessen berechnen wir in Verbindung mit MACKKL86 nahezu übereinstimmende mittlere Sauerstoffhäufigkeiten: $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) \approx \log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m}) = 8.76$. Die Tatsache, daß wir mit HM74 (mit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.67$) die von Goldman *et al.* (1983) ermittelte mittlere Häufigkeit aus der OH X²Π-Bande *und* die von Grevesse *et al.* (1984) ermittelte Häufigkeit aus der OH X²Π ($\Delta v = 1$)-Bande bestätigen können, rechtfertigt die Annahme, daß die von Sauval *et al.* (1984) veröffentlichte Häufigkeit einem unbekanntem systematischen Fehler unterliegt, während Goldman *et al.* (1983) aufgrund einer (möglicherweise) überschätzten Eisenhäufigkeit nur einen geringfügig zu hohen Wert von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m}) = 8.84$ bestimmt haben.

Mit LINEFORM berechnen wir also aus den Äquivalentbreiten von Grevesse *et al.* (1984) und mit der EDMF von Werner *et al.* (1983) eine solare Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m}) = 8.76 \pm 0.05$, wenn wir MACKKL86 voraussetzen und $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m}) = 8.88 \pm 0.05$ unter Verwendung von HM74 ($\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.51$). Die von uns bestimmten Sauerstoffhäufigkeiten stehen nicht im Widerspruch zu einer Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) \approx 8.80$ dex. Andererseits kann $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m})$ nicht aufgrund unserer Untersuchung festgelegt werden, weil unsere Möglichkeiten, die Temperaturschichtung von HM74 und MACKKL86 im Bereich um $\log \tau_0 \approx -1$ zu bewerten, begrenzt sind. Der in Abb. 2.2 auf S. 19 dargestellte Vergleich zwischen der theoretischen und beobachteten Mitte-Rand-Variation der kontinuierlichen Intensitätsverteilungen zeigt, daß HM74 und MACKKL86 bei $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ (entsprechend $\log \tau_0 \approx 0$) für alle Winkelpunkte μ vergleichbar gut mit der Beobachtung übereinstimmen. Für $\lambda < 5000 \text{ \AA}$ (entsprechend $\log \tau_0 < 0$) liegt MACKKL86 etwas näher an der beobachteten Verteilung, aber beide Modelle stimmen nicht optimal mit der Beobachtung überein; gemeinsam weichen die empirischen Modelle sogar jenseits der Balmerkante zunehmend ab.

Zusammenfassend können wir feststellen, daß die Rotations-Schwingungslinien von OH aufgrund der besonderen Empfindlichkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m})$ auf kleine Unsicherheiten der empirischen Temperaturschichtungen ($\Delta T^{(\log \tau_0 = -1)} \approx 50 \text{ K}$) und wegen der systematischen Unsicherheiten der (theoretischen) EDMF nicht als Häufigkeitsindikatoren empfohlen werden können, wenn die Sauerstoffhäufigkeit genauer als ≈ 0.1 dex bestimmt werden soll. Wir stellen allerdings fest, daß die mittleren Häufigkeiten $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m})$ und $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m})$ aus der Reanalyse publizierter Äquivalentbreiten mit MACKKL86 und der EDMF von Werner *et al.* (1983) gut übereinstimmen. Die entsprechende Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) \approx 8.75$ dex wäre dann deutlich kleiner als der bereits revidierte Wert von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.87 \pm 0.07$ (Grevesse *et al.* 1996).

3.5 Die solaren OH A-X-Banden

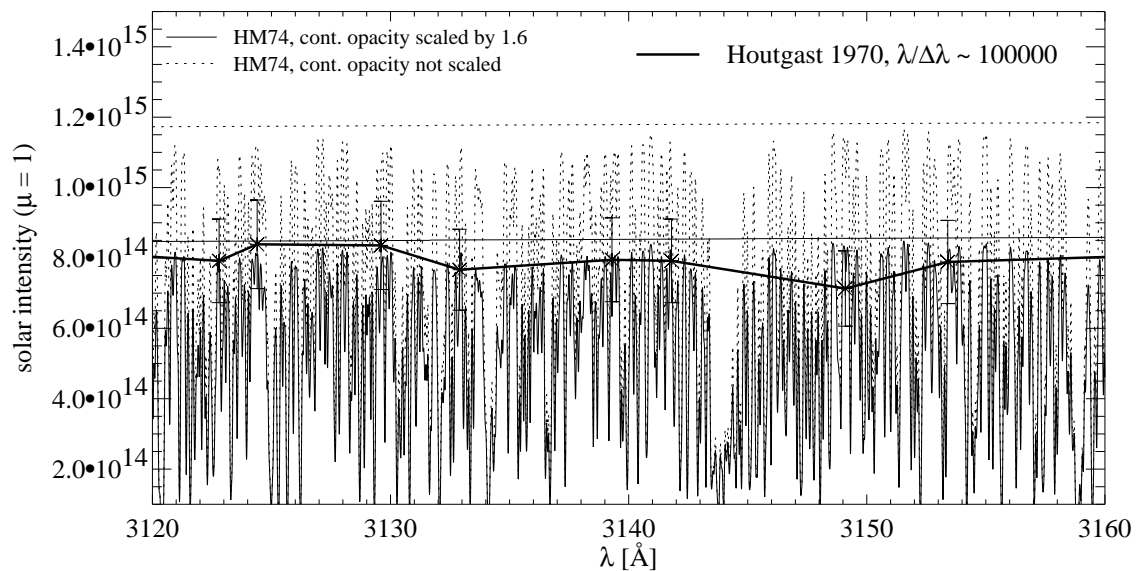
Die Bestimmung der absoluten solaren Sauerstoffhäufigkeit aus den OH A-X-Banden ist eigentlich ein Nebenprodukt der für die differentiellen Häufigkeitsanalysen notwendigen Adjustierung von Linienparametern. Zunächst werden unter Verwendung des GRS88-Modells f -Werte an das solare Flußspektrum angepaßt. Dann werden mit den adjustierten f -Werten für einzelne OH-Linien Äquivalentbreiten berechnet aus denen schließlich unter Verwendung semi-empirischer Temperaturschichtungen Sauerstoffhäufigkeiten abgeleitet werden. Wegen bislang ungeklärter Probleme bei der Modellierung des *absoluten* solaren Fluß- und Intensitätsspektrums müssen wir allerdings damit rechnen, daß aus der OH A-X-Bande nur eine bedingt zuverlässige absolute Sauerstoffhäufigkeit bestimmt werden kann.

Die Notwendigkeit der Adjustierung von Linienparametern ergibt sich einerseits aus der Tatsache, daß die GRS88-Temperaturschichtung im Vergleich zu den semi-empirischen Modellen Defizite aufweist (Abb. 2.2 auf S. 19). Andererseits kann der absolute UV-Fluß weder mit semi-empirischen noch mit theoretischen Temperaturschichtungen wiedergegeben werden (siehe Abb. 3.13). Seit über 30 Jahren wird eine zusätzliche, bislang unbekannte Opazität im UV-Spektrum der Sonne vermutet. Die Absorptionsstärke der unbekanntenen Opazität kann aus der Mitte-Rand-Variation des solaren Intensitätsspektrums im UV erschlossen werden. Der entsprechende physikalische Prozeß ist unbekannt. Holweger (1970) vermutet, daß zahlreiche schwache Metalllinien ein Pseudokontinuum hervorrufen. Grevesse und Sauval (1973) verfolgen diesen Ansatz ebenfalls und führen ihre Analyse der Hydridbanden im UV unter Verwendung einer zusätzlichen Opazität durch. Chmielewski und Müller (1975) bestimmen die unbekannte UV-Opazität empirisch, indem sie den *line blocking*-Effekt einem kontinuierlichen Absorber zuschreiben, der ein ähnliches Temperatur- und Druckverhalten aufweist, wie die Absorptionskante eines neutralen Elements (z.B. Fe I, Mg I, Si I). Die damit berechnete absolute UV-Intensitätsverteilung wird an die von Houtgast (1970) beobachtete solare Intensitätsverteilung angeschlossen.

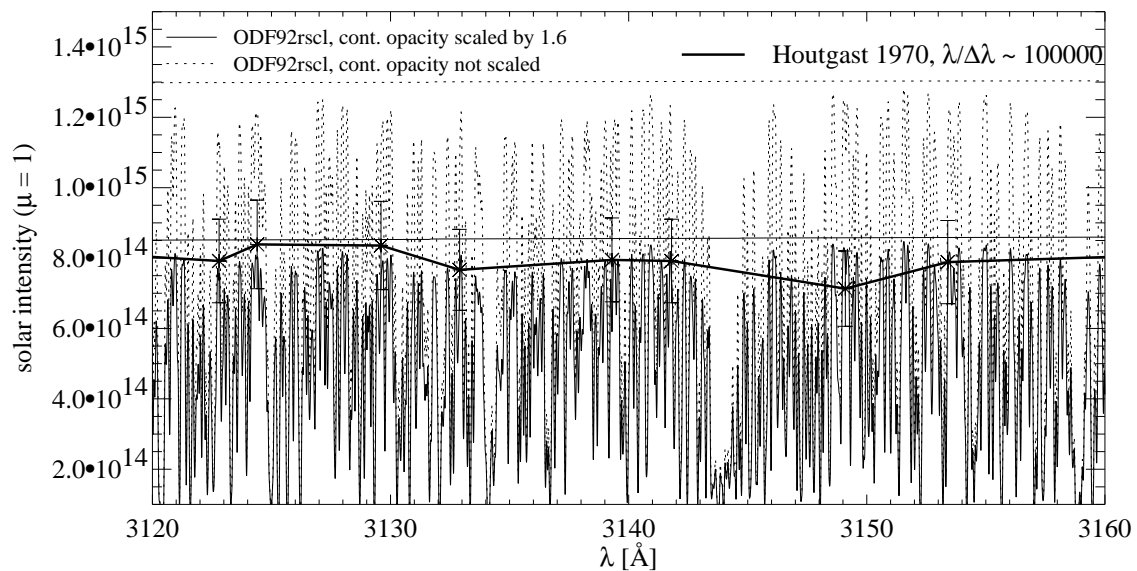
Abb. 3.13 stellt das Problem der *fehlenden* UV-Opazität (*missing opacity*) dar. Unabhängig von der verwendeten Temperaturschichtung (HM74 bzw. GRS88) können wir die bereits seit langem bekannte Tatsache bestätigen, daß die theoretischen und semi-empirischen Modelle nicht in der Lage sind, das absolute UV-Spektrum der Sonne zu reproduzieren. Für die Bestimmung *absoluter* Elementhäufigkeiten aus UV-Linien sind deshalb systematische Fehler zu erwarten, worauf z.B. Balachandran und Bell (1998) in jüngster Zeit erneut hinweisen. Allerdings kann man im Hinblick auf die Konsequenzen für die *differentielle* Analyse stellarer Elementhäufigkeiten nur Spekulationen anstellen, solange der bzw. die Absorber nicht identifiziert sind. Es gibt gegenwärtig keinen Anhaltspunkt, die *fehlende* Opazität auf die gebunden-freien Übergänge von Fe I zurückzuführen. Deshalb sehen wir keinen Anlaß, auf den Versuch einer *differentiellen* Analyse von stellarer OH A-X-Banden zu verzichten. Gegebenenfalls können wir aus den Ergebnissen einer *konsequenten differentiellen* OH A-X-Bandanalyse, bei der die stellarer Einzellinienhäufigkeiten auf die jeweiligen solaren Einzellinienhäufigkeiten bezogen werden, Rückschlüsse auf die Metallizitätsabhängigkeit der *fehlenden* Opazität ziehen, nämlich dann, wenn die relativen Einzellinienhäufigkeiten eine inkonsistente spektrale Verteilung aufweisen. Derartige Untersuchungen stellen hohe Anforderungen an die Qualität der Sternspektren und an die Genauigkeit der zugrundegelegten Stellarparameter.

Im folgenden beschreiben wir die Methode der Anpassung von astrophysikalischen \triangleright Linienparametern im Bereich $\lambda \lambda$ 3120 ... 3180 Å.⁴³ Anschließend wird die photosphärische Sauerstoffhäufig-

⁴³Die Beschränkung auf diesen Spektralbereich ist ein Kompromiß zwischen der zum langwelligen Bereich hin abnehmenden OH-Linienstärke und des geringen S/N , das im kurzwelligeren Bereich ($\lambda < 3100$ Å) bei Stellarbeob-



(a)



(b)

Abbildung 3.13 Beobachtete absolute UV-Intensitäten der Sonne (Houtgast 1970) im Vergleich mit synthetische Intensitätsspektren ($\mu = 1$), die (a) mit der HM74-Photosphäre bzw. (b) mit dem GRS88-Modell (unter Verwendung skaliertes ODFs, siehe S. 18) berechnet wurden. Die synthetischen Spektren wurden mit $v \sin i = 1.8 \text{ km s}^{-1}$ und $v_{\text{Instr}} = 1.8 \text{ km s}^{-1}$ gefaltet. Über den Spektren wird jeweils das Kontinuum dargestellt. Houtgast gibt die Zentralintensitäten lediglich in Hochpunkten an; das mit einem Monochromator beobachtete Spektrum wurde mit $R \approx 100000$ aufgelöst. Die jeweils unteren Spektren (*durchgezogene Linie*) wurden nach einem Vorschlag von Balachandran und Bell (1998) mit einer 1.6-fach höheren kontinuierlichen Opazität κ_{λ}^c berechnet.

keit diskutiert, die aus OH A-X-Linienäquivalentbreiten abgeleitet worden ist.

Die Analyse der OH A²Σ⁺-X²Π-Bande im Bereich $\lambda\lambda$ 3060 ... 3200 Å erfolgt bei kühlen, metallreichen Sternen unter schwierigen Bedingungen. Die Standardabweichung für den Mittelwert der absoluten Einzellinienhäufigkeiten ist kaum kleiner als 0.1 dex. Entsprechend unsicher sind die adjustierten astrophysikalischen Linienparameter. Fünf Gründe müssen für die Unsicherheiten der astrophysikalische f -Werte in Betracht gezogen werden:

1. Das Kontinuum ist schwer zu lokalisieren. Der absolute kontinuierliche UV-Fluß von Arvesen *et al.* (1969), Broadfoot (1972), sowie Neckel und Labs (1984), an dem sich Kurucz *et al.* (1984) bei der Normierung ihrer \triangleright FTS-Spektren (KPNO84-Flußatlas) orientierten, ist nicht annähernd so genau bestimmt wie im längerwelligen Spektralbereich. Wegen des Linienreichtums ist *a priori* nicht klar, ob die wenigen Hochpunkte, die das hochaufgelöste UV-Spektrum bietet, auch tatsächlich an das Kontinuum anschließen. Es wäre auch möglich, daß eine sehr große Zahl schwacher Linien ein Quasikontinuum hervorruft (Holweger 1970). Von der Unsicherheit bei der Kontinuumsfestlegung sind die Flügel starker Linien betroffen, deren astrophysikalische C_6 -Werte gegebenenfalls kompensatorisch adjustiert werden und somit ebenfalls einem systematischen Fehler unterliegen. Andererseits werden durch das unsichere Kontinuum die aus ungesättigten Linien abgeleiteten Einzellinienhäufigkeiten beeinträchtigt, und zwar um so stärker, je geringer die Linien eingesenkt sind.
2. Viele Hydridlinien befinden sich mit 50 ... 80 mÅ an der Sättigungsgrenze und reagieren weniger empfindlich auf Änderungen der linienspezifischen $gf\varepsilon_{\odot}$ -Faktoren. Stattdessen hängt ihre Äquivalentbreite empfindlicher von der Mikroturbulenz ab (Abb. 3.19). Die Änderung der Linienbreiten läßt sich bei den starken Blends nur sehr unsicher bewerten.
3. Der solare UV-Bereich ist durch eine hohe Liniendichte gekennzeichnet (Abb. 3.15). Viele Linien sind nicht identifiziert bzw. fehlen in einschlägigen Linienlisten (Moore 1959; Kurucz und Peytremann 1975; Kurucz 1988). Andererseits befinden sich viele theoretisch vorhergesagte Linien (von Kurucz 1988) an falschen Wellenlängen und sind deutlich zu stark.
4. Das Mikro-Makroturbulenzmodell (Abschnitt B.4 auf S. 312), bei dem auch die Makroturbulenzverbreiterung von der Einsenkung bzw. Entstehungstiefe der jeweiligen Spektrallinie abhängen kann, ist im UV praktisch nicht anwendbar. Die angepaßten f -Werte von nahezu gesättigten Linien hängen insbesondere von der zugrundegelegten Makroturbulenzverteilung ab. Das Profil der Radial-Tangentialverteilung beeinflußt die theoretischen Linienzentren signifikant. Diese sind ausschlaggebend für die Anpassung der Linien in einem linienreichen, stark geblendeten Spektralbereich. Äquivalentbreiten, die bei Anwendung des Makroturbulenzprofils erhalten blieben, können kaum – allenfalls in Ausnahmefällen – zur Häufigkeitsbestimmung verwendet werden. Das zugrundegelegte Mikroturbulenzmodell ist, wie in Abb. 3.19 zu sehen, ebenfalls bei der Fehlerabschätzung nicht zu vernachlässigen.
5. Aufgrund der *fehlende* UV-Opazität und der mangelnden Kenntnis über deren spektrale Verteilung ist die theoretische Beschreibung der Linienentstehung mit einem systematischen Fehler behaftet. Da wir die zusätzliche unbekannte Opazität vernachlässigen, müssen wir damit rechnen, daß die astrophysikalischen f -Werte systematisch zu klein sind, und zwar gegebenenfalls in Abhängigkeit von ihrer Entstehungstiefe. Letzteres hängt von dem physikalischen Prozeß ab, der für die *missing opacity* verantwortlich ist.

achtungen zu erzielen ist (siehe S. 174).

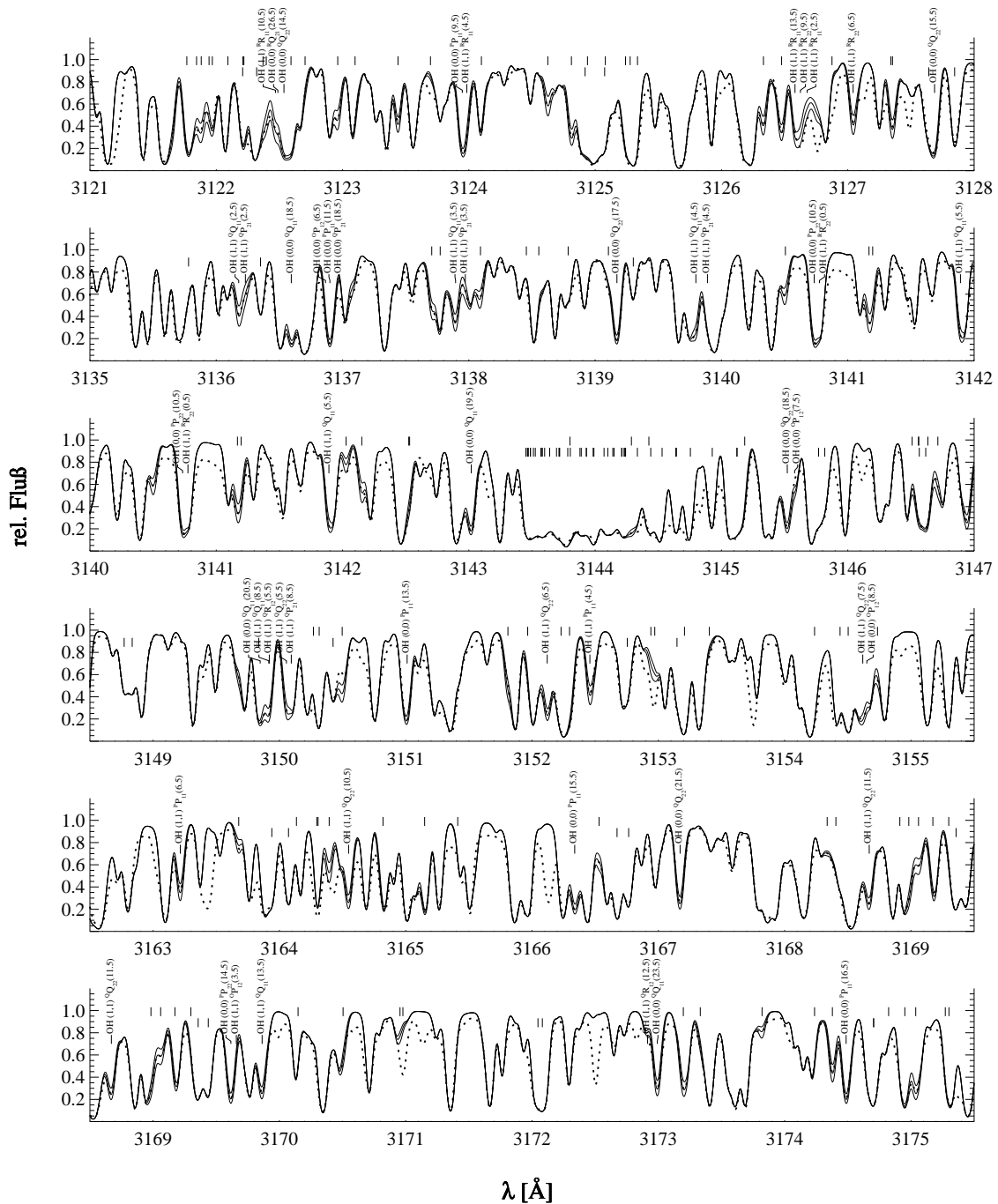


Abbildung 3.14 Prominente OH A-X- und CHC-X-Linien im solaren Flußspektrum. Die dargestellten spektralen Bereiche wurden durch Adjustierung von \triangleright Linienparametern mit dem GRS88-Modell an den solaren Flußatlas KPNO84 (gepunktet) angepaßt. Durchgezogen sind Modelle zu $[O/Fe] = -0.15, 0$ und $+0.15$ dex dargestellt. Für die Rechnungen wurde $\xi_{\text{mic}} = 1 \text{ km s}^{-1}$, $\zeta_{\text{RT}} = 3.3 \text{ km s}^{-1}$, und $v \sin i = 1.8 \text{ km s}^{-1}$ angenommen. Die untere Markierungsreihe gibt CH(0,0)-, die obere OH(0,0)- und OH(1,1)-Linien an. Stark gewichtete OH-Linien bzw. Liniengruppen, die wir mit besonderem Gewicht bei unserer differentiellen Analyse berücksichtigen, werden explizit benannt.

Wir stehen vor dem Problem, eine Spektralanalyse in einem Wellenlängenbereich vornehmen zu wollen, in dem starke Linien (\triangleq kleine Restintensitäten I_λ) wegen des unsicher bestimmten Kontinuums I_c zunächst besser für die Analyse geeignet scheinen: Gemäß

$$r_\lambda = \frac{I_\lambda}{I_c \pm \Delta I_c} \approx \frac{I_\lambda}{I_c} \left(1 \mp \frac{\Delta I_c}{I_c}\right) \quad (3.7)$$

verhält sich der Fehler Δr_λ eines Intensitäts- bzw. Flußresiduums proportional zum Residuum I_λ/I_c , d.h. ein relativer Fehler des Kontinuums von $\Delta I_c/I_c = 10\%$ führt bei einer Linie der Einsenkung $r_\lambda = 40\%$ zu einem Fehler (in der Einsenkung) von $\Delta r_\lambda = 4\%$.

Stark eingesenkte Linien sind also unempfindlichere Häufigkeitsindikatoren, da die Restintensität die Sättigungsgrenze erreicht (etwa bei 10% Restintensität im UV). Dies impliziert bei der hohen Liniendichte zusätzliche systematische Fehler bei den adjustierten f -Werten (vgl. Abb. 3.14). Die grundsätzlich anhand von Linienprofilen zu bestimmenden Mikro- und Makroturbulenzparameter hängen von der Definition des Kontinuums und der für die Spektrumsynthese vorausgesetzten kontinuierlichen Opazität ebenso ab wie die adjustierten C_6 -Werte starker Linien.

Die Linienparameter wurden mit dem GRS88-Modell unter Voraussetzung an das solare Flußspektrum KPNO84 angepaßt, daß die Mikroturbulenz *tiefenunabhängig* 1 km s^{-1} beträgt. Für die Rotationsverbreiterung wurde $v \sin i = 1.8 \text{ km s}^{-1}$ vorausgesetzt (Howard 1984), und es wurde ein Makroturbulenzprofil von $\Xi_{\text{Exp}} = 1.2 \text{ km s}^{-1}$ verwendet, das einem Radialtangentialprofil von $\zeta_{\text{RT}} \approx 3.3 \text{ km s}^{-1}$ entspricht (Gray 1978, Fig. 1). Das Exponentialprofil mit $\Xi_{\text{Exp}} = 1.2 \text{ km s}^{-1}$ für den nahen UV-Bereich wurde nicht willkürlich festgesetzt, sondern es orientiert sich an dem von Gray (1977) gefundenen Parameterbereich von $\zeta_{\text{RT}} = 3.1 \text{ km s}^{-1}$ für stärkere Linien bis 3.8 km s^{-1} für schwache Linien. Gray verwendet außerdem eine tiefenunabhängige Mikroturbulenz von $\zeta_{\text{mic}} = 0.5 \text{ km s}^{-1}$, die nach unserer Untersuchung der Fe I-Linien (Abschnitt 3.7 auf S. 122) etwas zu klein ist. Das Verhalten starker OH-Linien in Abb. 3.19 deutet andererseits an, daß die von uns zugrundegelegte Mikroturbulenz zumindest für stärkere OH-Linien zu groß sein kann. Die zu erwartenden Fehler werden folgendermaßen eingegrenzt und abgeschätzt:

1. Mit der OH A-X-Bande stehen zahlreiche Linien diverser Einsenkungstiefen zur Verfügung. Die redundante Information ermöglicht systematische Trends in der Verteilung von Einzellinienhäufigkeiten und Differenzen zwischen theoretischen und angepaßten f -Werten zu verfolgen (Abb. 3.18).
2. Die am KPNO84-Flußatlas angepaßten Linienparameter können durch Vergleich mit dem KPNO72-Intensitätsatlas ($\mu=1$) überprüft werden. Vergleiche mit beobachteten Spektren von metallarmen Sternen geben Aufschluß über mögliche Fehlanpassungen bzw. falsche Linienidentifikationen.
3. Die Verteilungen der OH-Einzellinienhäufigkeiten, die aus den UV-Spektren metallarmer Sterne abgeleitet worden sind, können Aufschluß über anpassungsbedingte systematische f -Wertfehler einzelner Linien oder ganzer OH-Schwingungsbanden (siehe Abb. 6.15) liefern. Diese Fehler beruhen auch auf der subjektiven Einschätzung der Übereinstimmung von theoretischen und beobachteten Spektren. Linien, die in der Sonne noch gesättigt sind, können sich in metallärmeren Sternen bereits auf dem Linearteil der \triangleright Wachstumskurve befinden. Dies ermöglicht eine gewisse Kontrolle darüber, ob die Verteilung von Einzellinienhäufigkeiten auf anpassungsbedingt fehlerhafte Oszillatorenstärken zurückzuführen ist, oder ob andere systematische Effekte (z.B. Kontinuumsbestimmung der Sternspektren) verantwortlich gemacht werden müssen.

Hydridlinien im nahen UV ($\lambda > 3000 \text{ \AA}$) sind bereits oft zur Bestimmung von CNO-Häufigkeiten in F- und G-Sternen, einschließlich der Sonne, herangezogen worden. Neben der Bestimmung solarer und stellarer Sauerstoffhäufigkeiten aus der OH A-X-Bande (z.B. Grevesse und Sauval 1973; Bessell *et al.* 1991) sind auch Kohlenstoffhäufigkeiten (z.B. Bessell und Norris 1987; Ryan und Norris 1991a) und Stickstoffhäufigkeiten (z.B. Bessell und Norris 1982; Tomkin *et al.* 1984) aus ultravioletten Hydridbanden (CH C-X- und NH A-X) ermittelt worden. Seit zehn Jahren gewinnt dieser Spektralbereich zur Bestimmung von Berylliumhäufigkeiten in metallarmen Sternphotosphären zunehmend an Interesse (z.B. Molaro *et al.* 1997; Boesgaard und King 1993; García López *et al.* 1995; Thorburn und Hobbs 1996; Balachandran und Bell 1998), so daß verstärkte Anstrengungen unternommen worden sind, um beobachtungstechnische und theoretische Fortschritte zu erzielen. Die Analyse von UV-Spektren stellt hohe Anforderungen an die Festlegung des Kontinuums und die Vollständigkeit der Linienlisten. In diesem Zusammenhang stellt sich die Frage nach der Qualität (Linienpositionen, f - und C_6 -Werte) und der Vollständigkeit der zugrundegelegten Liniendaten sowie der Sicherheit, mit der die Kontinua von Sonnenspektrum und Sternspektren bestimmt werden können. Nicht zuletzt stellt sich auch die Frage, welche Konsequenzen sich aus der Präsenz der bereits angesprochenen unbekanntenen UV-Opazität sowohl für die Bestimmung der absoluten solaren Sauerstoffhäufigkeit als auch für die Ergebnisse von differentiellen Häufigkeitsanalysen ergeben. Diese Problematik wird in den bislang veröffentlichten Analysen der Hydridbanden kühler Sterne (z.B. Bessell *et al.* 1991; Nissen *et al.* 1994) nicht zufriedenstellend behandelt.

Ältere Untersuchungen der solaren OH A-X-Bande stützen sich zwangsläufig auf die Messung und Auswertung von Äquivalentbreiten prominenter OH A-X-Linien, weil die verfügbaren Linienlisten (z.B. Moore 1959; Moore und Broida 1959a,b; Kurucz und Peytremann 1975) für eine vollständige Spektrumsynthese unzureichend waren. Grevesse und Sauval (1973) untersuchen z.B. 14 OH A-X (0,0)- und 4 (1,1)-Übergänge des solaren Intensitätsspektrums⁴⁴ im Spektralbereich $\lambda\lambda 3070 \dots 3210 \text{ \AA}$. Die Autoren ermitteln aus den gemessenen Äquivalentbreiten – im Zusammenhang mit vorausgesetzten Molekularkonstanten, Oszillatorenstärken und der verwendeten Modellatmosphäre (\triangleright HSRA) – eine photosphärische Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH A-X}) = 8.85$. Dabei verwenden Grevesse und Sauval auch überholte kontinuierliche Opazitäten, die wegen einer vermuteten großen Zahl schwacher Linien (vgl. Holweger 1970) außerdem mit einem Skalierungsfaktor versehen wurden. Auf diese Analyse werden wir auf Seite 97 noch einmal zurückkommen.

Angesichts der Fortschritte, die in den letzten beiden Jahrzehnten auf dem Gebiet der kontinuierlichen Opazitäten (Dragon und Mutschlechner 1980; Kurucz und van Dishoeck 1987; John 1988), der Vervollständigung von Linienlisten und der Sonnenbeobachtungen (KPNO84) möglich waren⁴⁵, sind Bezüge auf die $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH A-X})$ -Häufigkeiten älterer Arbeiten von zweifelhafter Aussagekraft. Gleichwohl stellen wir fest, daß einige der Einzellinienhäufigkeiten von Grevesse und Sauval (1973) erstaunlich gut mit Ergebnissen der vorliegenden Arbeit übereinstimmen. Wie wir im Rahmen der vorliegenden Arbeit zeigen können, ermöglichen uns die neueren umfangreicheren Liniendaten realistischere normierte Spektren zu modellieren, sofern f -Werte und Linienpositionen angepaßt worden sind. Dennoch zeigt der Vergleich mit absoluten UV-Spektren immer noch deutliche Defizite (Abb. 3.13).

⁴⁴Beobachtungen wurden auf dem Jungfrauojoch durchgeführt.

⁴⁵Die genannten Verbesserungen werden bei der Spektrumsynthese mit LINEFORM berücksichtigt.

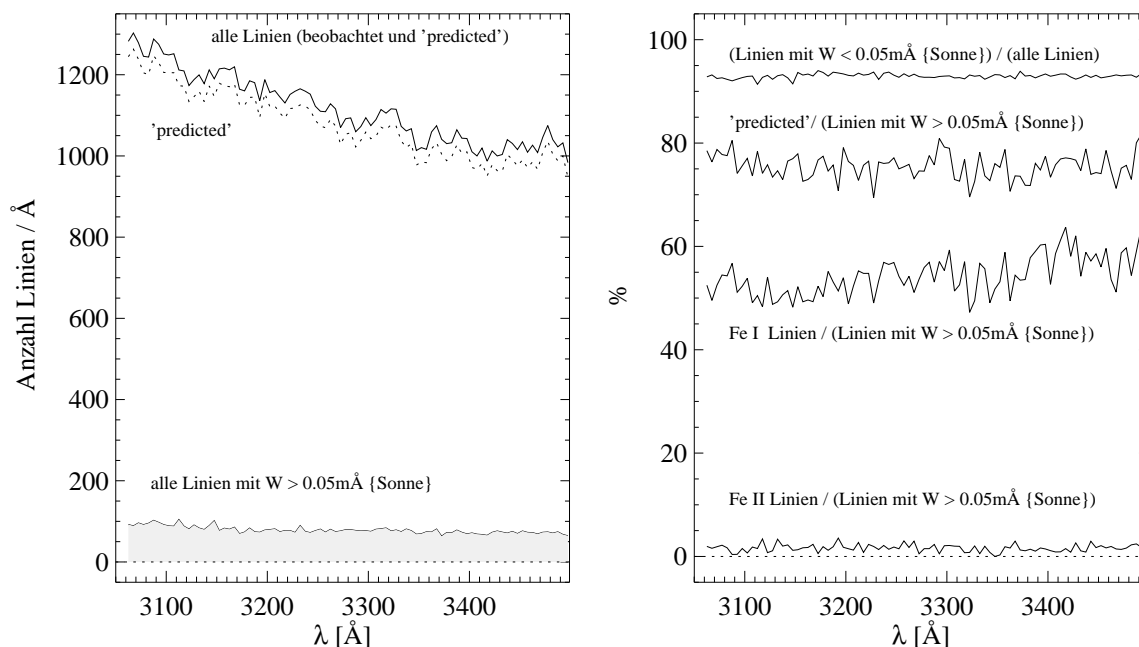


Abbildung 3.15 UV-Linienstatistik zur atomaren Linienliste von Kurucz (1988) (Eisengruppenelemente), Kurucz und Peytremann (1975) (sonstige Metalle) und Moore (1959). Links ist die totale Liniendichte (Anzahl Linien/Å) im Bereich $\lambda \lambda$ 3060 ... 3500 Å dargestellt. Mengenmäßig dominieren die *vorhergesagten*, aber schwachen Linien. Die Linienäquivalentbreiten wurden mit solaren Parametern unter Verwendung der unangepaßten Oszillatorenstärken berechnet. In der vorliegenden Arbeit wurden nur die im linken Bild unten dargestellten Linien mit $W_{\odot} > 0.05 \text{ mÅ}$ berücksichtigt (s. *gefüllten Bereich*). Aus dem rechten Bild geht hervor, daß etwa 80% dieser *stärkeren* Linien ($W_{\odot} > 0.05 \text{ mÅ}$) *vorhergesagte* Übergänge sind. Außerdem ist zu ersehen, daß die Fe I-Linien, trotz der für Fe I ungünstigen photosphärischen Ionisationsstruktur ($n(\text{Fe I})/n(\text{Fe II}) \approx 1\%$), den überwiegenden Anteil an den "stärkeren" Linien stellen. Die zahlreichen schwachen Linien ($W_{\odot} < 0.05 \text{ mÅ}$) bewirken in dem hier betrachteten Spektralbereich weniger als 1% zusätzliche Kontinuumsdepression. Entweder wird das nach Holweger (1970) durch viele schwache Linien hervorgerufene Quasikontinuum mit der Linienliste von Kurucz (1988) immer noch unterschätzt (d.h. die Linienliste ist immer noch nicht umfangreich genug), oder Kurucz zeigt, ohne es beabsichtigt zu haben, daß die *unbekannte* UV-Opazität (Kurucz 1992a) eben *nicht* durch ein Quasikontinuum übermäßig vieler Linienopazitäten hervorgerufen werden kann.

3.5.1 Das ultraviolette solare Referenzspektrum

Das UV-Pseudokontinuum des Flußatlas KPNO84 wurde von uns so übernommen, wie es von Kurucz *et al.* (1984) festgelegt worden ist. Kurucz *et al.* haben die Flußverteilung der FTS-Ausschnitte (*scans*), deren Einhüllende den jeweiligen Filterkurven folgen, durch die kontinuierliche Flußverteilung einer Standardlampe dividiert. Anschließend haben Kurucz *et al.* das Pseudokontinuum subjektiv mit einer schwach variierenden Funktion anhand von Spektrumshochpunkten innerhalb der Ausschnitte bestimmt. Kurucz *et al.* betonen, daß ihr definiertes Pseudokontinuum nicht mit dem eigentlichen Kontinuum identisch sein muß. Vergleicht man jedoch Abb. 3.14 (unser Anpassung an das Flußspektrum) mit Abb. 3.17, welche das unabhängig beobachtete und kalibrierte Intensitätsspektrum KPNO72 gemeinsam mit dem theoretischen Intensitätsspektrum zeigt, so kann man zu der Überzeugung gelangen, daß das Pseudokontinuum von Kurucz *et al.* (1984) hinlänglich festgelegt wurde. Kurucz *et al.* können allerdings mit ihrer Methode die tellurischen Ozonbanden nur in 1. Ordnung aus dem solaren Atlas beseitigen, so daß das mit dem Pseudokontinuum normierte Spektrum lokale Fehler von bis zu 5% aufweisen kann (vgl. Abb. 5.14). Mögliche Konsequenzen, die sich aus nicht beseitigten Ozonbanden für die Anpassung von f -Werten ergeben, sind in Abb. 3.16 zu sehen. Die dargestellten Differenzen können allerdings ebenfalls auf der Vernachlässigung einer noch unbekanntem UV-Opazität beruhen.

In diesem Zusammenhang ist bemerkenswert, daß die in Abb. 3.18 dargestellten $\Delta \log gf$ -Werte der OH (0,0)-Linien über den Spektralbereich ähnlich verteilt zu sein scheinen wie die in Abb. 3.16 aufgetragenen $\Delta \log gf$ -Werte angepaßter Metalllinien: Mit einem lokalen Maximum im Bereich $\lambda\lambda 3135 \dots 3140 \text{ \AA}$ und einem Minimum im Bereich $\lambda\lambda 3145 \dots 3155 \text{ \AA}$. Letztlich können wir aber keine aussagekräftige Korrelation zwischen der Verteilung der f -Wertkorrekturen $\Delta \log gf$ und den in Abb. 3.16 ebenfalls dargestellten Ozonabsorptionen diagnostizieren. Die *wellenförmige* Verteilung der $\Delta \log gf$ -Werte deutet vielmehr auf andere systematische Defizite, beispielsweise eine von uns nicht berücksichtigte, noch unbekannte UV-Opazität.

Auf nachträgliche Korrekturen des Pseudokontinuums haben wir verzichtet, weil sich – bis auf die in Abb. 3.16 dargestellten $\Delta \log gf$ -Verteilungen – keine Anhaltspunkte dafür ergaben. Mit wellenlängenabhängigen Defiziten im Prozentbereich muß aber wegen der tellurischen O₃-Banden gerechnet werden. Außerdem befindet sich der betrachtete Spektralbereich $\lambda\lambda 3120 \dots 3180 \text{ \AA}$ unmittelbar am Maximum der unkalibrierten Flußverteilung von *scan* Nr. 1 (Kurucz *et al.* 1984, Abb. 1). Es ist zu vermuten, daß die Festlegung des Pseudokontinuums im Maximum der jeweiligen Filterkurve unsicherer ist als auf den Flanken.

Die mit absoluten Oszillatorenstärken synthetisierten Linienprofile sind im UV oft stärker eingesenkt als im Spektrum der Sonne beobachtet. Dies kann bei FTS-Beobachtungen allerdings nicht auf Streulicht zurückgeführt werden. Wenn wir von einer Verringerung vieler Oszillatorenstärken absehen, müssen wir entweder eine deutliche Korrektur des Kontinuums in Betracht ziehen oder eine zusätzliche Opazität veranschlagen. Eine nachträgliche Multiplikation des residualen KPNO84-Atlanten mit ≈ 0.55 würde die beobachteten Zentraleinsenkungen vieler OH- und Metalllinien zwar ohne nennenswerte Anpassung mit dem theoretischen Spektrum in Einklang bringen. Allerdings müßte dann gefolgert werden, daß die Linienliste von Kurucz (1988) entweder wesentlich unvollständiger ist als erwartet (Abb. 3.15), oder daß die C_6 -Werte fast aller Linien mindestens um zwei Größenordnungen zu klein sind. Wir schließen daraus, daß die mangelnde Übereinstimmung von theoretischen und beobachteten Linieneinsenkungen nicht auf die Festlegung des Kontinuums zurückgeführt werden kann.

Chmielewski und Müller (1975), und seit jüngstem auch Balachandran und Bell (1998), weisen darauf hin, daß die residuale Einsenkung der theoretischen Linienprofile im UV abnimmt, wenn eine erhöhte kontinuierliche Opazität vorausgesetzt wird. Mit einem Skalierungsfaktor von ≈ 1.6 gelingt es Balachandran und Bell, zwischen der beobachteten absoluten Zentralintensitätsverteilung und dem theoretischen UV-Spektrum der Sonne Übereinstimmung zu erzielen. Die Tatsache aber, daß die Korrekturen der Metallinienoszillatorenstärken mit der Linieneinsenkung korrelieren (siehe rechte Hälfte von Abb. 3.16), läßt sich nicht ohne weiteres mit einer zu kleinen kontinuierlichen Opazität erklären. Eine Erklärung der in Abb. 3.18 dargestellten scheinbaren Korrelation zwischen Anregungsenergien und f -Wertkorrekturen erfordert Annahmen über die tiefen- und frequenzabhängige Verteilung der zusätzlichen Opazität, die über den Ansatz der Skalierung von κ_{λ}^c , wie er von Balachandran und Bell (1998) verfolgt wird, hinausgehen. Die f -Wertkorrekturen spiegeln zudem Mängel der theoretischen Photosphärenmodelle und der LTE-Spektrumsynthese wieder.

Wir halten fest: Das von Kurucz *et al.* (1984) festgelegte Pseudokontinuum ist für *differentielle* Analysen akzeptabel. Unsicherheiten bis etwa 5% im Kontinuum können allerdings nicht ausgeschlossen werden. Schwach eingesenkte Linien sind von der Unsicherheit des festgelegten Kontinuums mehr betroffen als stärkere Linien.

3.5.2 Bestimmung astrophysikalischer Linienparameter im nahen UV

Die Anpassung der Linienparameter führten wir interaktiv durch. Ausgehend von einer Linienliste sind Wellenlängen, Oszillatorenstärken und C_6 -Werte so angepaßt worden, daß das solare Flußspektrum KPNO84 mit dem GRS88-Modell ($\xi_{\text{mic}}=1 \text{ km s}^{-1}$) zufriedenstellend wiedergegeben werden konnte (siehe Abb. 3.14). Unsere Linienliste setzt sich zusammen aus einer von Wittmann (1990) zur Verfügung gestellten Linienliste (vgl. Reetz 1991), aus den semi-empirischen und theoretischen Linien der Eisengruppe von Kurucz (1988) sowie aus Moleküllinien der OH A-X(0,0)- und (1,1)-Bande von Goldman und Gillis (1981), Moore und Broida (1959b) und der CH A-X(0,0)-Bande von Moore und Broida (1959a).

Unsere Methode der Linienanpassung ist nicht unproblematisch, weil die erwähnten Probleme mit Kontinuumsfestlegung, gesättigten Linien und unidentifizierten Übergängen oder unerkannten Blends durch Anpassung der Linienparameter kaschiert werden können. Es ist anzunehmen, daß sich im Rahmen der Parameteranpassung systematische Fehler eingestellt haben, die sich in wellenlängenabhängigen Abweichungen der f -Wert-Korrekturfaktoren niederschlagen. Da wir die unbekannte UV-Opazität nicht berücksichtigen, erwarten wir in jedem Fall f -Wertkorrekturen.⁴⁶ Bei unserer Linienanpassung haben wir die in Tab. 2.1 auf S. 16 wiedergegebenen Elementhäufigkeiten zugrundegelegt. Die solare Sauerstoffhäufigkeit wurde mit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O})=8.92$ vorausgesetzt, was sich im Rahmen der differentiellen Häufigkeitsanalyse von Sternen aber nur für die adjustierten f -Werte auswirkt. Die ermittelten differentiellen Einzellinienhäufigkeiten bleiben von der vorläufigen Festlegung der solaren Sauerstoffhäufigkeit unberührt (vgl. S. 2.3).

Die UV-Linienliste

Die Adjustierung der Linienparameter ist physikalischen Kriterien unterworfen. Grundsätzlich werden die absoluten Linienparameter als Ausgangswerte für die Adjustierung betrachtet. Vorgenommene Korrekturen müssen sich im Rahmen erwarteter Fehler für f -Werte, Dämpfungskonstanten und Zentralwellenlängen einerseits und systematischer Abweichungen zwischen dem theoretischen Photosphärenmodell und der *realen* Photosphäre andererseits bewegen.

Atomare Übergänge für Li ... K und Cu ... Eu: Aus der *Linienliste von Wittmann (1990)* sind atomare Linien für Li bis K und Cu bis Eu mit den Ionisationsstufen I und II verwendet worden. Wellenlängen und Anregungsenergien stammen aus der Multipllettabelle von Moore (1959), Kurucz und Peytremann (1975) und anderen Quellen (vgl. Reetz 1991). Abweichungen von den Laborwellenlängen dieser Linien wurden nur in seltenen Fällen mit $\Delta\lambda > 50 \text{ mÅ}$ angenommen, da für die stärkeren Linien aus der Liste häufig ein beobachtetes Pendant in unmittelbarer Nachbarschaft der anzupassenden Linie gefunden werden konnte. Die Anregungsenergien aus der Multipllettabelle von Moore (1959) sind in vielen Fällen $\approx 0.04 \text{ eV}$ ($\triangleq \Delta \log \varepsilon \approx 0.04 \text{ dex}$ bei 5040 K) zu klein. Jene $\log gf$ -Werte, die aus unterschiedlichen, zum Teil überholten Quellen stammen, mußten üblicherweise um 0.1 ... 0.6 dex reduziert werden. Die Datensammlung von Wittmann enthält weder Strahlungsdämpfungskonstanten γ_{rad} noch C_6 -Werte. Strahlungsdämpfungskonstanten γ_{rad} wurden stattdessen gemäß Formel B.3 auf Seite 308 und C_6 -Werte nach Gl. B.10 berechnet.

⁴⁶Die von Israelian *et al.* (1998) angegebenen f -Wertkorrekturen sind erstaunlich klein, wenn man berücksichtigt, daß sie eine theoretische Temperaturschichtung verwenden (ATLAS9 ohne konvektives Überschießen), die hinsichtlich der von ihnen angenommenen solaren Sauerstoffhäufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.93$ eigentlich f -Wertkorrekturen erforderte. Außerdem sehen die Autoren – wie in unserem Fall – von der Berücksichtigung der fehlenden Opazität ab, weshalb ebenfalls f -Wertkorrekturen zu erwarten gewesen wären. Wir führen die geringen f -Wertkorrekturen u.a. darauf zurück, daß Israelian *et al.* für die Anpassung an den KPNO84-Atlas ein zu breites und zudem nicht adäquates Makroturbulenzprofil (3 km s^{-1} -Gauß-Profil, das 0.052 Å FWHM entspricht) verwenden.

Atomare Übergänge für Ca ... Ni (Eisengruppe): Im nahen UV dominieren – abgesehen von den Hydridbanden – Übergänge der Eisengruppenelemente (Abb. 3.15). Die Linienliste von Kurucz (1988) enthält Linien von Ca ... Ni, die einerseits im Labor *beobachtet* werden und deren Anregungsenergien empirisch bestimmt worden sind. Wellenlängen dieser Übergänge weichen erfahrungsgemäß von ihren solaren Entsprechungen um maximal 30 mÅ ab, sofern die Linien hinreichend isoliert sind.

Zahlreicher als *beobachtete* Eisengruppenlinien sind die von Kurucz (1988) *vorhergesagten* Übergänge (*predicted lines*). Bei diesen Übergängen ist für höchstens eines der am Übergang beteiligten Niveaus ein aus spektroskopischen Beobachtungen abgeleiteter Energieeigenwert bekannt. Die Zuverlässigkeit der theoretischen Energieeigenwerte, und folglich auch die Unsicherheit der theoretischen Zentralwellenlängen, ist schwer einzuschätzen, da die Vollständigkeit der Wellenfunktionen und die Zuverlässigkeit der Termdesignationen bei der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten mitbestimmende Faktoren sind.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Erfahrung gemacht, daß viele bislang nicht identifizierte Linien in dem untersuchten Spektralbereich $\lambda\lambda$ 3120 ... 3180 Å mit *vorhergesagten* Übergängen koinzidieren, sofern Korrekturen der Linienpositionen mit bis zu einigen 100 mÅ zugelassen werden. In zahlreichen Fällen mußten allerdings auch *vorhergesagte* Linien aus der Liste entfernt werden, weil sie keinen Gegenstücken im Sonnenspektrum zuzuordnen sind (vgl. Bell *et al.* 1994). Die Zuordnung der *vorhergesagten* Linien zu beobachteten Absorptionslinien unterliegt wegen der zu erwartenden Unsicherheit $\Delta\lambda$ und $\Delta \log gf$ subjektiven Momenten, die für Fehler verantwortlich sein können. Fehlerhafte Zuweisungen sind nicht auszuschließen. Die Zuverlässigkeit der vorgenommenen Zuordnungen und die Güte der adjustierten Linienparameter kann allerdings anhand von stellaren UV-Spektren überprüft werden. Die Vergleiche mit Sternspektren in Abb. 6.11, 6.14 oder D.2 weisen für einen großen Teil der stärkeren Metalllinien gute Übereinstimmung aus. Defizite bei einigen Linien, insbesondere wenn sie in den Sternen unterschiedlich stark sind, wie z.B. bei 3167.8 Å, ermöglichten bei detaillierter Betrachtung Rückschlüsse, die hier jedoch nicht weiterverfolgt werden.⁴⁷

Moleküllinien: Die Wellenlängen für die CH C²Σ⁺-X²Π (0,0)-Bande stammen von Moore und Broida (1959a). Anregungsenergien (s. Gl. 3.2, S. 56) und Hönl-Londonfaktoren für Singulett-Dublettübergänge bei intermediärer Kopplung wurden nach Bennett (1970) berechnet. Die dazu erforderlichen Moleküldaten stammen von Bernath *et al.* (1991) und Krupp (1974). Von Hinze *et al.* (1975) stammt die absolute Bandoszillatorenstärke $f_{0,0} = 0.0795$ (Lambert (1978) verwendet $f_{0,0} = 0.059$). Außerdem wurden Lebensdauern von Brzozowski *et al.* (1976) verwendet. Die nach Bennett (1970) berechneten Anregungsenergien befinden sich in guter Übereinstimmung mit den entsprechenden CH-Linien von (Kurucz 1992b). Dagegen sind die *f*-Werte von Kurucz' CHC-X(0,0)-Übergängen 2 ... 2.5-mal größer als die in der vorliegenden Arbeit berechneten.⁴⁸ Unsere an CHC-X-Linien angepaßten *f*-Werte sind (0.1 ... 0.4 dex) kleiner als die nach Bennett (1970) berechneten Werte. Es ist auffällig, daß die von Kurucz (1992b) angegebenen Linienpositionen ungenauer sind als die Angaben von Moore und Broida (1959a). CH-Linien der (1,1)-Bande haben wir nicht berücksichtigt. Systematische Fehler wegen des Zusammenfalls prägnanter OH-

⁴⁷Die Liniengruppe bei 3167.8 Å wird von Fe II (66) dominiert. Das Defizit bei HD 45282 (siehe Abb. 6.14) kann als Abweichung vom thermischen Ionisationsgleichgewicht gewertet werden: die Schwerebeschleunigung von HD 45282 ist unabhängig vom Ionisationsgleichgewicht aus den Dämpfungsflügeln starker Linien abgeleitet worden (Fuhmann *et al.* 1997), während für CD-33 3337, bei dem theoretische und beobachtete Linien befriedigend zusammenpassen (siehe Abb. D.2), eine aus dem Fe I/Fe II-Ionisationsgleichgewicht abgeleitete Schwerebeschleunigung vorausgesetzt wurde.

⁴⁸Diese Erkenntnis ist zwar hinsichtlich der differentiellen Häufigkeitsanalyse irrelevant, muß aber beim Vergleich mit solchen stellaren Häufigkeiten berücksichtigt werden, die auf der Basis absoluter Oszillatorenstärken von Kurucz (1992b) (z.B. Ryan und Norris 1991a) bestimmt wurden.

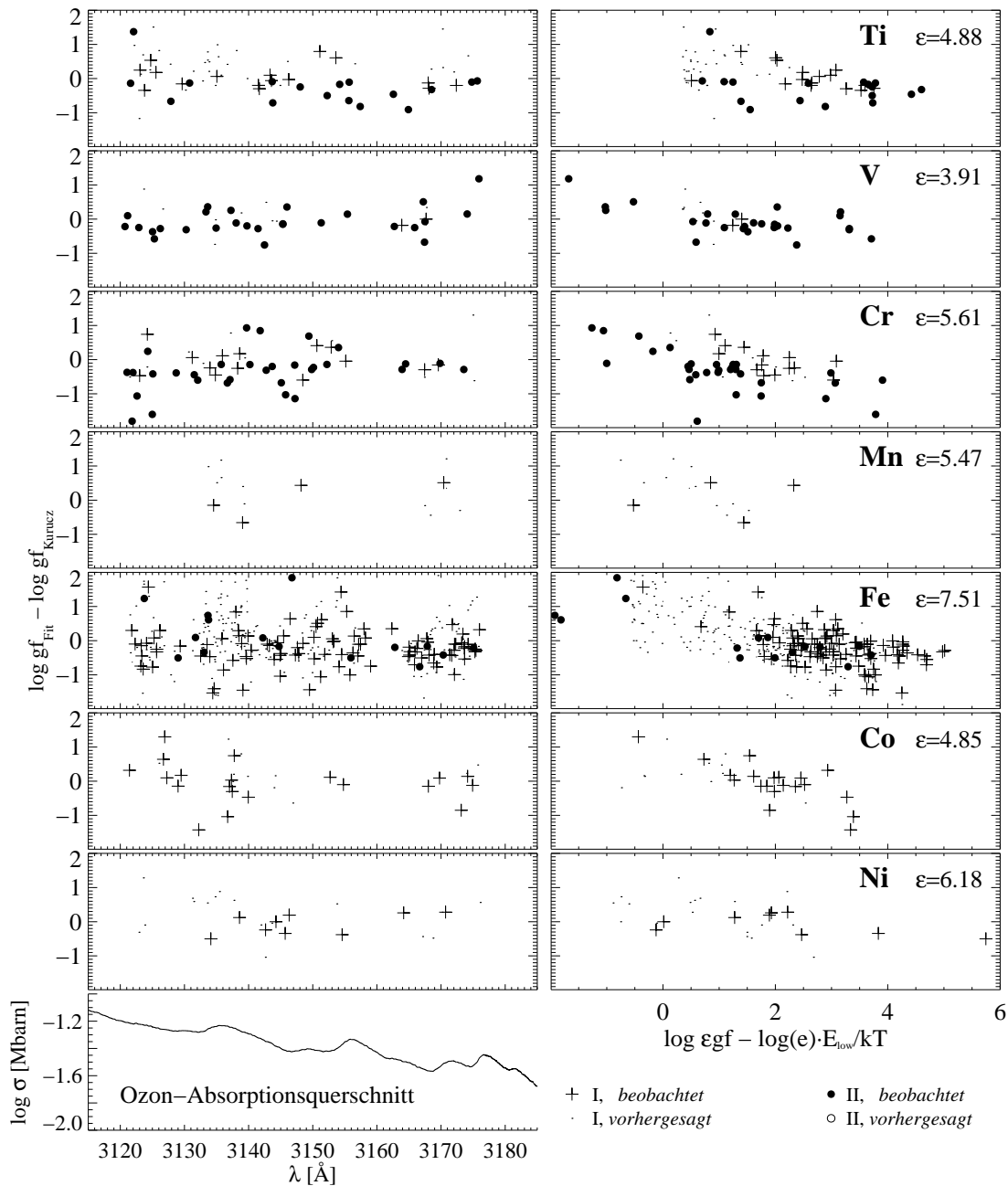


Abbildung 3.16 Vergleich von angepassten f -Werten für Eisengruppenelemente und Oszillatorenstärken von Kurucz (1988). Da die Anpassung der UV-Linien mit zahlreichen Fehlern unterschiedlicher Ursachen behaftet ist, haben die hier aufgetragenen $\Delta \log gf$ -Werte lediglich statistische Bedeutung. Die über der Wellenlängenskala aufgetragenen f -Wertdifferenzen zeigen bei fast allen dargestellten Elementen “wellenförmige” Variationen, die ggf. dadurch erklärt werden können, daß die tellurischen Hartley-Huggins-Banden $O_3 \ ^1B_2-X^2A_1$ nicht aus dem beobachteten Sonnenspektrum entfernt worden sind. Ein Vergleich mit dem von Yoshino *et al.* (1988) experimentell bestimmten *mittleren* Ozon-Absorptionsquerschnitt für 195 K (*links unten*) läßt keinen signifikanten Zusammenhang erkennen. Eine Kreuzkorrelationsanalyse ergab keinen signifikanten Zusammenhang. Die Verteilung von $\Delta \log gf$ kann ein Hinweis auf systematische wellenlängenabhängige Defizite des von Kurucz *et al.* (1984) festgelegten Pseudokontinuums sein. Auf der *rechten* Seite ist zu sehen, daß die f -Wertkorrekturen mit der Stärke der Linien zusammenhängen: f -Werte schwächerer Linien wurden tendenziell erhöht, f -Werte stärkerer Linien eher vermindert.

Linien mit nicht zu vernachlässigenden CH (1,1)-Linien können jedoch ausgeschlossen werden.

Wellenlängen, Anregungsenergien und Einsteinkoeffizienten für die OH A $^2\Sigma^+$ (0,0)-Übergänge ($J < 33$) stammen von Goldman und Gillis (1981). Die Übergangswahrscheinlichkeiten wurden gemäß Gl. 3.1 auf Seite 46 in f -Werte umgerechnet. Wellenlängen für die OH A-X (1,1)-Bande stammen von Moore und Broida (1959b), die zugehörigen Anregungsenergien E_l lieferte Coxon (1980). Linienoszillatorenstärken der (1,1)-Bande wurden durch Skalierung der $f(0,0)$ -Werte von Goldman und Gillis (1981) gewonnen. Dabei wurde das Verhältnis $A_{ul}(1, 1)/A_{ul}(0, 0) = 0.582$ der absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten der Schwingungsbanden von Copeland *et al.* (1987) verwendet.⁴⁹ Ähnlich wie bei den CH-Übergängen sind die OH-Oszillatorenstärken von Kurucz (1992b) systematisch 0.1 ... 0.3 dex größer als die Werte von Goldman und Gillis (1981). Die f -Werte von Goldman und Gillis müssen im Rahmen der Spektrumsanpassung aber zusätzlich um 0.1 ... 0.5 dex reduziert werden. D.h. mit Oszillatorenstärken von Kurucz (1992b) wären die theoretischen OH-Linien in unrealistischer Weise stärker, als sie bereits mit den f -Werten von Goldman und Gillis sind.

Radiative Lebensdauern für OH A $^2\Sigma^+$ von $\tau \approx 580 \dots 910$ ns stammen von Langhoff *et al.* (1982). Die Prädissoziationsraten von Brzozowski *et al.* (1978), in denen die radiativen Raten enthalten sind, haben für $N' < 26$ ($v' = 0$) bzw. $N' < 16$ ($v' = 1$) vergleichbare Werte. Für höhere N' bzw. J' ist gegebenenfalls mit signifikanter Prädissoziation zu rechnen. Die typischen Elektronen- und Wasserstoffstoßraten (z.B. $\log C_6 \approx -32.5$) sind allerdings bis in hohe Schichten der Photosphäre mindestens um einen Faktor 100 größer, so daß Prädissoziationseffekte zumindest hinsichtlich der berücksichtigten Rotationsübergänge (s. Abb. 3.18) vernachlässigbar sind. C_6 -Werte von CH C-X- und OH A-X-Linien wurden unter Verwendung der Grundzustandsionisationsenergien 12.9 eV (OH) und 10.64 eV (CH) (Huber und Herzberg 1979) gemäß Unsöld (Gl. B.10) berechnet. Die betrachteten solaren OH-Linienprofile reagieren allerdings kaum auf Variation des C_6 -Parameters, und bei den untersuchten kühlen Sternen (z.B. HD 128279 und HD 45282, Abb. 6.14) sind die C_6 -Werte wegen verminderter Sauerstoffhäufigkeit unkritisch.

Kurucz (1988) gibt für jede atomare Linie γ_{rad} -, C_4 - und C_6 -Werte an.⁵⁰ Von der Verwendung der C_4 -Werte (quadratischer Starkeffekt) haben wir abgesehen, nachdem wir überprüft haben, daß der quadratische Starkeffekt mit den C_4 -Werten von Kurucz (1988) in der Sonne keine signifikanten Auswirkungen auf die Linienprofile hat. Die C_6 -Werte von Kurucz können oft für starke Linien übernommen werden. Lediglich von neun starken Linien⁵¹ haben wir die $\log C_6$ -Werte um bis zu +0.9 dex erhöhen müssen.

Um den zeitlichen Aufwand bei der Berechnung theoretischer Spektren zu begrenzen, sind nur solche Linien berücksichtigt worden, die im Sonnenspektrum eine Äquivalentbreite von $W_\odot \gtrsim 0.05$ mÅ haben (s. Abb. 3.15).⁵² Verblieben sind im Bereich $\lambda\lambda 3120 \dots 3180 \text{ \AA} \dots 4890$ atomare Linien, von denen nur knapp 25% (1150 Linien) beobachtete Übergänge sind. In Abb. 3.16 werden die angepaßten f -Werte für die Übergänge von sieben Eisengruppenelementen mit den f -Werten von Kurucz (1988) verglichen.

Nicht alle Hydridlinien innerhalb des untersuchten Spektralbereichs wurden angepaßt: 195 von

⁴⁹ Dieses Verhältnis ist 0.13 dex kleiner als das Verhältnis $q(1, 1)/q(0, 0) = 0.787$ von Felenbok (1963), welches von Nissen *et al.* (1994) verwendet wurde. Die Verhältnisse von \triangleright FCFs und Bandübergangswahrscheinlichkeiten sind nur deshalb vergleichbar, weil die elektronischen Übergangsmomente $R_e^2(\bar{r}_{v',v''})$ (vgl. Gl. A.11, S. 306), wegen $\bar{r}_{0,0} \approx \bar{r}_{1,1}$, sehr ähnlich sind (Langhoff *et al.* 1982).

⁵⁰ Dabei legt Kurucz (1988) die Definition $\Delta\nu = C_n/r^n$ zugrunde (wie Unsöld 1968).

⁵¹ Cr II (5), Fe I (155), Fe I (160), Fe I (164), Fe II (6), Fe II (66), Ni I (25)

⁵² Linien mit $W_\odot < 0.05$ mÅ sind in der Sonne zu schwach und werden selbst in vergleichsweise kühleren *metallarmen* Sternen keine Rolle spielen.

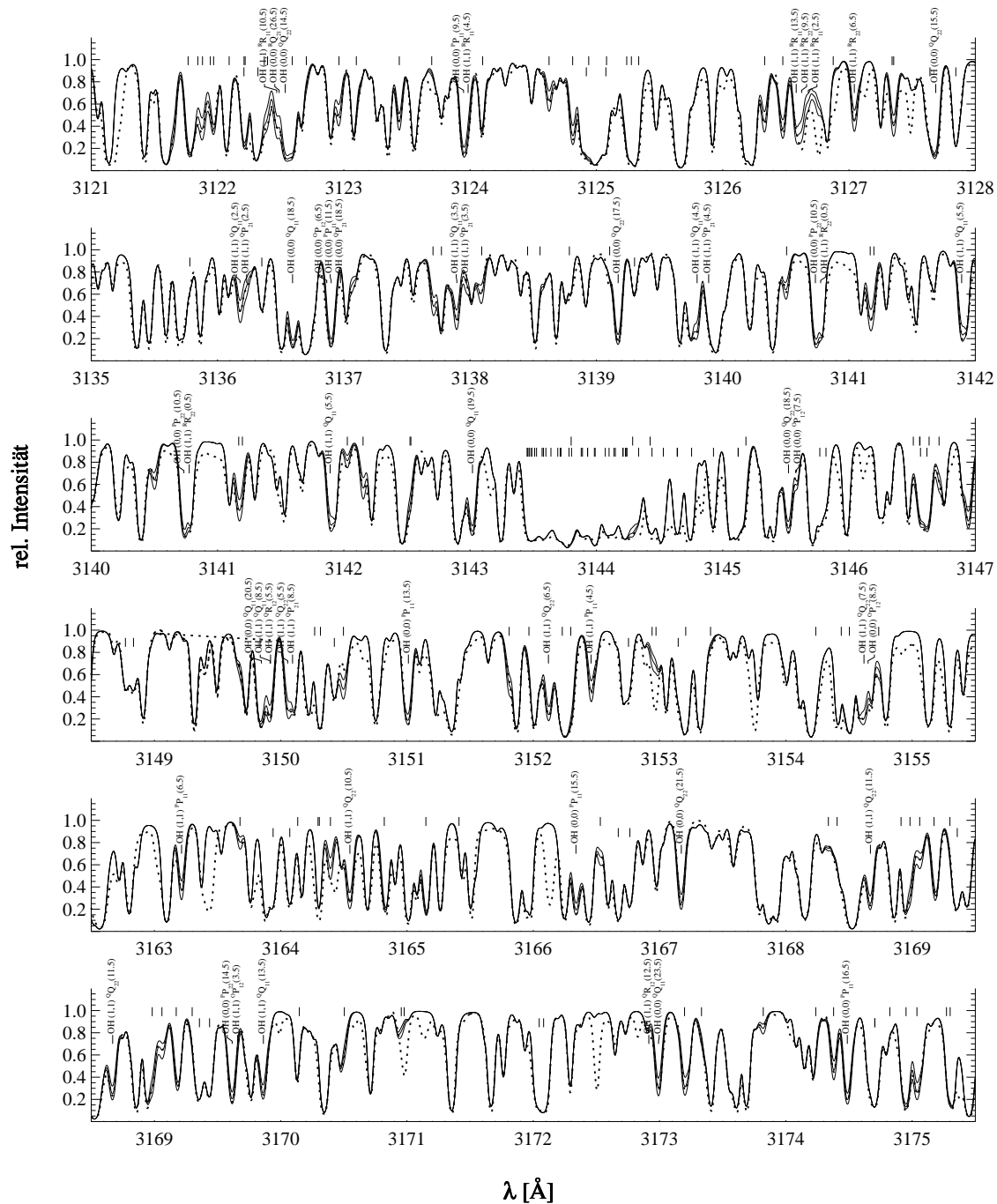


Abbildung 3.17 Theoretische UV-Spektren (*durchgezogen*) im Vergleich mit dem solaren Zentralintensitätsspektrum KPNO72 (*gepunktet*). Die dargestellten spektralen Bereiche wurden zunächst mit dem GRS88-Modell an den solaren Flußatlas KPNO84 angepaßt (Abb. 3.14). Gezeigt werden Modelle zu $[O/Fe] = -0.15, 0.00$ und $+0.15$ dex. Für die Rechnungen, denen das GRS88-Modell zugrundegelegt wurde, ist $\xi_{mic} = 0.8 \text{ km s}^{-1}$, $\Xi_{exp} = 1.3 \text{ km s}^{-1}$ angenommen worden. Die *untere* Markierungsreihe gibt CH(0,0)-, die *obere* OH(0,0)- und OH(1,1)-Linien an. Hoch bewertete OH-Übergänge bzw. Liniengruppen, welche mit besonderem Gewicht in die differentielle Analyse eingehen, werden explizit benannt.

insgesamt 246 OH-Linien und 60 von 91 CH-Linien wurden angepaßt. Nicht angepaßte Linien sind entweder zu schwach oder zu stark geblendet. Von den 4890 atomaren Linien wurden 1150 stärkere Linien selektiert (davon 540 *beobachtete* Linien), deren Wellenlängen und f -Werte prinzipiell angepaßt werden konnten. Tatsächlich haben wir nur die Hälfte der 580 selektierten atomaren Linien (davon 290 *beobachtete* Übergänge) anpassen können, weil viele der Linien selbst im hochaufgelösten KPNO84-Spektrum nicht separierbar sind. In den Fällen, wo eine f -Wertadjustierung möglich war, ergibt sich ein uneinheitliches Bild: $\log gf$ -Werte einiger *vorhergesagter* Linien mußten um bis zu 1.5 dex erhöht werden, andere sind um denselben Betrag vermindert worden. Nicht alle der starken *vorhergesagten* Linien konnten solaren Linien zugeordnet werden. Nicht zugeordnete Linien wurden ausgeschlossen. Im Hinblick auf die Übergänge der genannten Linienlisten stellen wir fest, daß

- die stärksten solaren UV-Linien auch im Labor beobachtet werden,
- die $\log gf$ -Werte *bekanntere* Übergänge im Vergleich zu Kurucz (1988) im Zusammenhang mit der GRS88-Photosphäre um 0.0 ... 0.5 dex reduziert werden müssen.
- nicht auszuschließen ist, daß *vorhergesagte* Übergänge im Rahmen der Linienanpassung falsch zugeordnet worden sind⁵³,
- die von Kurucz *vorhergesagten* Linien größtenteils schwach sind. Die Linienparameter dieser Linien konnte oft wegen mangelnder Separierbarkeit nicht adjustiert werden.

3.5.3 Zuverlässigkeit angepaßter OH-Linienoszillatorenstärken

Ein schwieriges Problem kann in der Tatsache gesehen werden, daß sich die meisten separierbaren OH-Linien nicht mehr auf dem Linearteil der \triangleright Wachstumskurve befinden: Linien mit $W \gtrsim 50 \text{ mÅ}$ reagieren auf die Änderung von $gf\varepsilon$ weniger mit Variation der Zentralsenkung, vielmehr ändert sich deren Profil in Abhängigkeit von der vorausgesetzten Mikroturbulenz. Veränderungen der Linienbreite können aber bei hoher Liniendichte und zahlreichen Blends kaum registriert werden. Dies hat zur Folge, daß die $gf\varepsilon$ -Werte einzelner Linien systematisch falsch angepaßt werden, je nach subjektiver Gewichtung beim Vergleich von theoretischen und beobachteten Linienflanken (oft schwer zu beurteilen) und Linienzentren. Abb. 3.14 zeigt, daß die Zentren der (1,1)-Übergänge deutlich empfindlicher auf die Variation von $gf\varepsilon$ reagieren als die nahezu gesättigten (0,0)-Übergänge. Außerdem ist zu erkennen, daß die stark eingesenkten Linien auf eine Erhöhung der Sauerstoffhäufigkeit schwächer reagieren als auf deren Verminderung – ein Indiz dafür, daß sich diese Linien im Grenzbereich zwischen Linearteil und Dopplerteil der \triangleright Wachstumskurve befinden. Die Variationsbandbreite von $\Delta \log gf\varepsilon = 0.15 \text{ dex}$ repräsentiert – zumindest auf der dargestellten Skala – den zu veranschlagenden Unsicherheitsbereich für angepaßte f -Werte von (0,0)-Übergängen.

Beispiel: Ein zu hoch gelegtes Kontinuum hat in der Linienzentren eine geringere Restintensität zur Folge. Ist die beobachtete Linie, welche nun zu tief eingesenkt ist, nahezu gesättigt, so wird ein wesentlich größerer Korrekturfaktor für den astrophysikalischen f -Wert benötigt (um die theoretische Zentralsenkung nachzuvollziehen) als bei einer ungesättigten Linie. Es kann aber auch sein sein, daß ein astrophysikalischer f -Wert im Vergleich zur Ausgangsoszillatorenstärke über Gebühr reduziert wird, weil die Änderung des f -Werts solange vorgenommen wird, bis die Zentralsenkung einer gesättigten Linie signifikant reagiert. Dann aber kann es schon zu spät sein,

⁵³Aus diesem Grund ist u.a. das auf Seite 93 beschriebene Bewertungsverfahren für OH-Linien eingeführt worden. Dadurch wird vermieden, daß die OH-Linien innerhalb unsicherer Linienblends über Gebühr gewichtet werden.

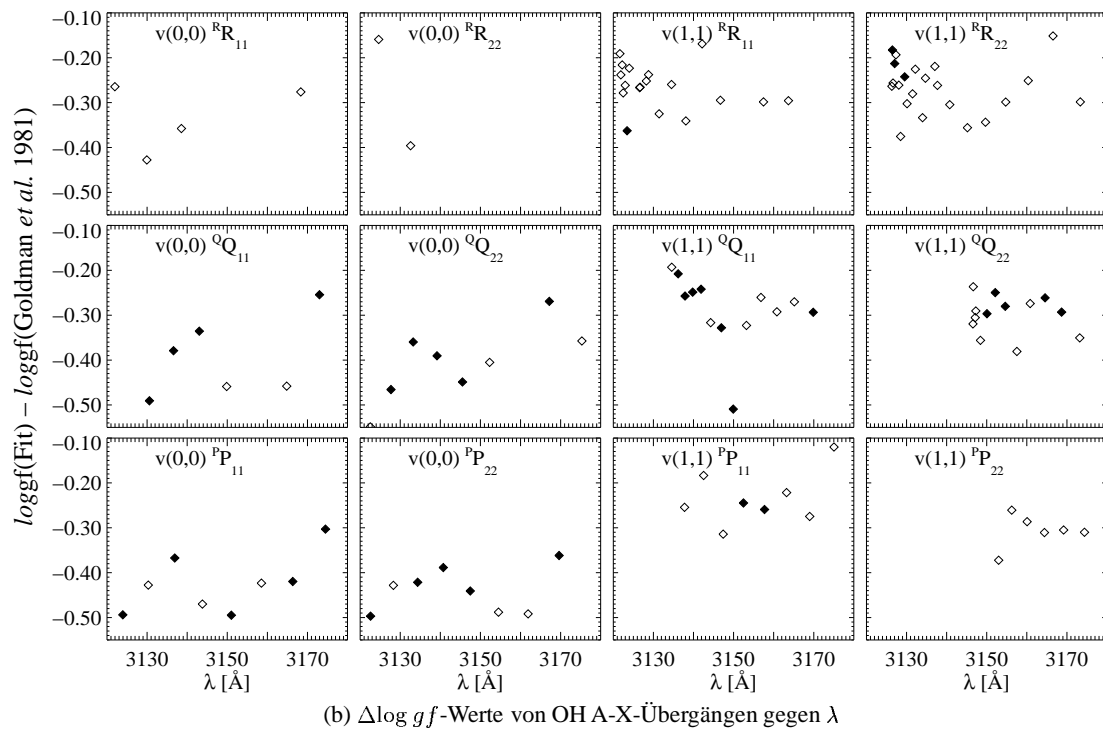
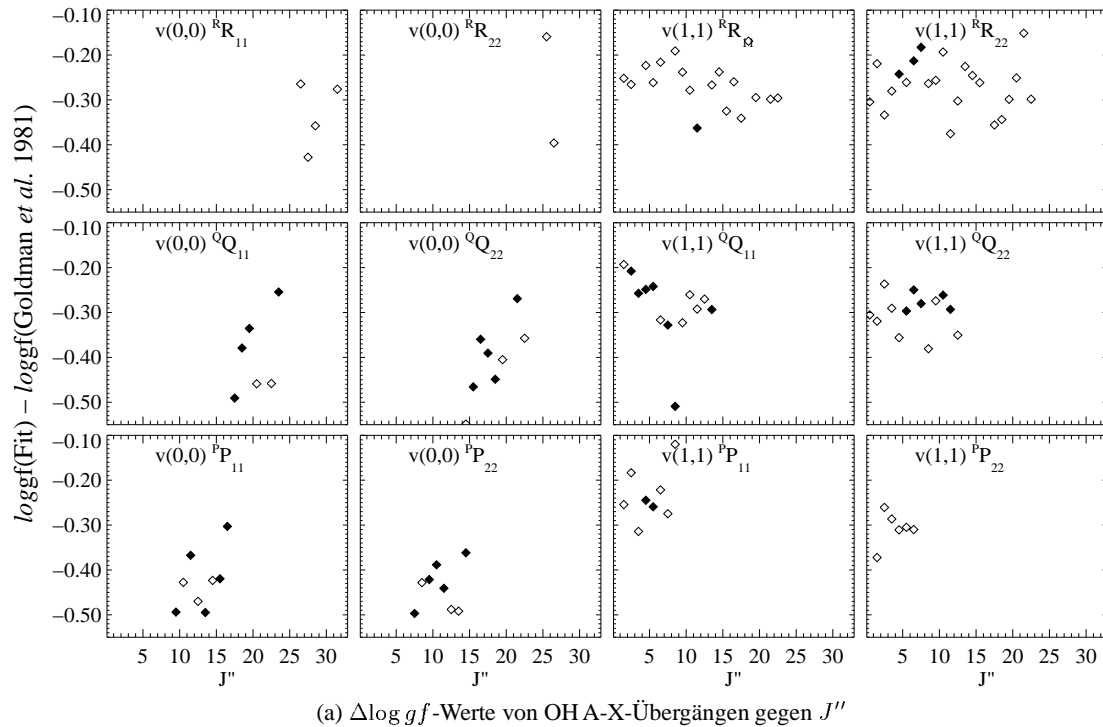


Abbildung 3.18 Vergleich von theoretischen und angepassten $\log gf$ -Werten der Übergänge von OH A-X (0,0) und (1,1) Banden. Gefüllte Symbole markieren OH-Linien, denen eine Bewertung ≥ 5 zugewiesen wurde. Die f -Wertdifferenzen der sechs stärksten OH A-X (0,0) und (1,1) Rotationsbanden im Spektralbereich $\lambda \lambda$ 3120 ... 3180 Å, insbesondere ihre Streuverteilung, können auf die unsichere Definition des KPNO84-Kontinuums, Mehrdeutigkeiten bei der Anpassung der OH-Linien in der linienreichen UV-Region und auf die mangelnde Beseitigung tellurischer Ozonbanden aus dem KPNO84-Atlas zurückgeführt werden (vgl. Übereinstimmung mit dem solare Flußspektrum in Abb. 3.14).

d.h. der astrophysikalische f -Wert ist bereits zu klein, und infolgedessen dürfte die spezifische stellare Einzellinienhäufigkeit zu groß bestimmt werden. Das Problem unterschiedlich gesättigter OH-Linien berührt die relativen Oszillatorenstärken innerhalb der OH A-X-Bande und wird deshalb zur Streuung von differentiell bestimmten stellaren Einzellinienhäufigkeit beitragen.

Abb. 3.18 stellt die Differenzen zwischen angepaßten und theoretischen f -Werten nach Schwingungsbande und Rotationszweig geordnet dar. (0,0)- und (1,1)-Übergänge weisen unterschiedlich große Diskrepanzen $\Delta \log f$ auf: Während die f -Werte der (0,0)-Übergänge um 0.3 ... 0.5 dex verringert werden mußten, haben wir die f -Werte der (1,1)-Linien – bis auf eine Ausnahme – lediglich um 0.2 ... 0.3 dex verkleinert. Abb. 3.18a läßt außerdem einen Trend erkennen, der mit dem Problem der auf die Linieneinsenkung bezogenen systematischen Fehler in Zusammenhang stehen könnte: $\Delta \log f$ nimmt für (0,0)-Übergänge mit wachsender Rotationsquantenzahl J'' und entsprechend höherer Anregungsenergie ab. Der Trend ist bei Q- und P-Zweigübergängen der (0,0)-Bande zu beobachten. Es ist bemerkenswert, daß der $\Delta \log gf$ -Trend der Q-Zweiglinien im Vergleich zum P-Zweig nach höheren J'' (bzw. Anregungsenergien) verschoben ist. Die Q-Linien haben ≈ 0.3 dex höhere $\log gf$ -Werte haben und sind deshalb stärker eingesenkt als P- und R-Linien mit gleicher Anregungsenergie (bzw. gleichem J''). Bei den schwächeren Linien der (1,1)-Bande ist der $\Delta \log gf$ -Trend deutlich weniger ausgeprägt. Eine mögliche Erklärung wäre, daß die f -Werte der nahezu gesättigten Linien übermäßig reduziert worden sind, weil die Einsenkung der entsprechenden theoretischen Linien relativ träge auf $gf\epsilon$ -Änderungen reagieren. Diese Trends sind allerdings schwer zu bewerten bzw. zu erklären, weil die Korrekturen der f -Werte auf lokale, wellenlängenabhängige Defizite des Kontinuums, der kontinuierlichen Opazität und der zugrundegelegten Temperaturschichtung zurückgeführt werden müssen (siehe Abb. 3.18b). Man beachte in Abb. 3.18b den ähnlichen Verlauf der $\Delta \log gf$ -Verteilung der P- bzw Q-Zweige der (0,0)-Bande und der Q_{11} - bzw. R_{22} -Zweige der (1,1)-Bande. Systematische Unsicherheiten des lokalen Kontinuums betreffen allerdings schwächere Linien mehr als stärkere. Die Variation der Korrekturen mit J'' und λ könnte eine Folge der unbekanntenen Opazität im UV-Spektrum der Sonne sein. Allerdings haben wir feststellen können, daß die Korrelation von Linieneinsenkung und $\Delta \log gf$ nicht dadurch verschwindet, daß die bereits berücksichtigte Hintergrundopazität κ_{λ}^c mit einem konstanten Faktor skaliert wird. Der Ansatz von Balachandran und Bell (1998) bietet somit keine Erklärung dafür, daß die f -Wertkorrekturen für die einzelnen OH A-X-Schwingungsbanden unterschiedlich ausfallen und insbesondere bei der OH A-X (0,0)-Bande mit der Linieneinsenkung korrelieren.

Unsere Ausführungen verdeutlichen, daß die Zuverlässigkeit der *astrophysikalischen* f -Werte für OH A-X-Linien nur abgeschätzt werden kann, da die Fehler der *astrophysikalischen* Linienparameter werden gleichzeitig von Kontinuumsfestlegung, Liniendichte (Mehrdeutigkeits- und Zuordnungsprobleme) und Linieneinsenkung (Sättigung) beeinflusst. Die adjustierten f -Werte werden wegen der – nicht berücksichtigten – unbekanntenen UV-Opazität allerdings systematisch kleiner sein. Alle Unsicherheiten bei der Linienanpassung zusammengenommen führen zu Konsequenzen für die Bestimmung der solaren Sauerstoffhäufigkeit einerseits und für die differentielle Häufigkeitsanalyse von Sternen andererseits. Wir haben die Zuverlässigkeit der Anpassung einzelner Linien subjektiv auf einer Skala von 0 ... 10 bewertet ($0 \hat{=}$ *unzuverlässig*). Damit steht ein Maß für die Gewichtung resultierenden Einzellinienhäufigkeiten sowohl für die Bestimmung der solaren Sauerstoffhäufigkeit (Abb. 3.19) als auch für die Analyse von metallarmen Sternen (z.B. Abb. 6.18) zur Verfügung. Unser wichtigstes Kriterium ist die Separation der OH-Linien: je besser eine OH-Linie von anderen Linien getrennt ist, je weniger eine OH-Linie durch Linienblends gestört wird, um so höher fällt die Bewertung aus. Stärkere Linien haben wir stärker gewichtet als schwächere, denn die f -Wertkorrekturen letzterer werden mehr von der Unsicherheit des Kontinuums beeinflusst. Außerdem wurde darauf geachtet, wie empfindlich die OH-Linien auf die Variation von

$gf\varepsilon$ reagieren, d.h. die Linien sollten nicht gesättigt sind. Wegen der unbekanntem UV-Opazität zu erwartende Fehler wurden nicht bewertet.

3.5.4 Vergleich mit Nissen *et al.* (1994)

Nissen *et al.* (1994) führen eine differentielle Analyse der OH-Banden in Halosternen durch. Sie passen synthetische Spektren im Bereich $\lambda\lambda 3138 \dots 3155 \text{ \AA}$ an den KPNO84-Atlas an, wobei die \triangleright EAGLNT93-Temperaturschichtung zugrundegelegt wird. Wie in der vorliegenden Arbeit übernehmen die Autoren das von Kurucz *et al.* (1984) gelegte Kontinuum unmodifiziert. Wir stellen fest, daß sich die mit EAGLNT93 erzeugten theoretischen UV-Spektren von unseren GRS88-Spektren (solares Modell) nur geringfügig unterscheiden⁵⁴. Die Linienliste von Nissen *et al.* setzt sich aus OH-Linien der Schwingungsbanden (0,0) und (1,1) sowie atomaren Linien von Kurucz (1988) und Moore *et al.* (1966) zusammen. CH-Linien sind darin nicht enthalten.⁵⁵ Nissen *et al.* meiden deshalb den Bereich $\lambda\lambda 3143 \dots 3145 \text{ \AA}$. Alle schwachen Linien, der ≈ 20000 Übergänge werden ignoriert, so daß die Spektrumsynthese schließlich nur mit etwa 500 Metalllinien durchgeführt worden ist. Die Autoren korrigieren die atomaren f -Werte um 0.3 ... 1.0 dex, wobei nicht angegeben wird, ob die vorgegebenen f -Werte vergrößert oder verkleinert werden. Für OH(0,0)-Linien verwenden Nissen *et al.* (1994) ebenfalls die Einsteinkoeffizienten von Goldman und Gillis (1981). Durch Skalierung der (0,0)-Übergangswahrscheinlichkeiten mit den Franck-Condon-Faktoren von Felenbok (1963) werden Übergangswahrscheinlichkeiten der (1,1)-Bande berechnet (vgl. Fußnote 49, S. 89).

Die astrophysikalischen f -Werte sind für die Ergebnisse der späteren Halosternanalysen bedeutsam. Systematische Unterschiede bei angepaßten f -Werten haben ebenfalls systematische Abweichungen der [O/Fe]-Verhältnisse zur Folge und können ggf. Diskrepanzen zwischen differentiiell bestimmten Häufigkeiten verschiedener Autoren erklären. Nissen *et al.* reduzieren die OH(0,0)-Oszillatorenstärken von Goldman und Gillis (1981) um 0.16 dex und die der (1,1)-Bande um 0.49 dex. Dies steht im Widerspruch zu unseren f -Wertkorrekturen von 0.3 ... 0.5 dex für (0,0)-Linien und 0.2 ... 0.3 dex für (1,1)-Übergänge (vgl. Abb. 3.18). Im Gegensatz zu Nissen fallen unsere Korrekturen für (0,0)-Übergänge stärker aus, während unsere Korrekturen für (1,1)-Linien deutlich schwächer ausfallen. Drei systematische Unterschiede zwischen Nissen *et al.* (1994) und der vorliegenden Arbeit sind hervorzuheben:

1. Die von Nissen *et al.* (1994) verwendeten Molekülzustandssummen von Tsuji (1973) weichen bis um 20% von den Zustandssummen nach Tatum (1966) ab. Dies hat allerdings nur einen marginalen Einfluß auf die Linienentstehung, weil der OH-Partialdruck, der sich proportional zur OH-Zustandssumme verhält, bei Berechnung der Linienopazität durch dieselbe Zustandssumme dividiert wird (vgl. S. 301).
2. Nissen *et al.* verbreitern ihre theoretischen Spektren mit einem Radial-Tangentialprofil von $\zeta_{RT} = 2.9 \text{ km s}^{-1}$. Dieser Parameter ist signifikante 0.4 km s^{-1} kleiner als wir für unsere Profilanpassungen vorausgesetzt haben ($\zeta_{RT} \approx 3.3 \text{ km s}^{-1}$). Infolgedessen wäre zu erwarten, daß Nissen *et al.* ihre f -Werte, insbesondere die der gesättigten (0,0)-Linien, stärker reduzieren als in der vorliegenden Arbeit. Dies ist jedoch nicht der Fall. Die astrophysikalischen (0,0)- f -Werte sind bei Nissen *et al.* etwa 0.2 ... 0.3 dex höher, was bei ihren Halosternanalysen systematisch etwa 0.2 ... 0.3 dex *kleinere* [O/Fe]-Verhältnisse zur Konsequenz hat.

⁵⁴Mit EAGLNT93 bestimmen wir 0.05 ... 0.10 dex höhere astrophysikalischen f -Werte (siehe auch S. 267).

⁵⁵Laut Gilmore *et al.* (1991) werden CH-Linien berücksichtigt. Nissen *et al.* (1994) geben hingegen explizit an, daß CH-Linien nicht berücksichtigt wurden.

3. Nissen *et al.* (1994) verwenden das FCF-Verhältnis von Felenbok (1963). Dieses FCF-Verhältnis ist 0.13 dex größer als das in der vorliegenden Arbeit verwendete Verhältnis $A_{ul}(1,1)/A_{ul}(0,0)$ von Copeland *et al.* (1987). Nissen *et al.* dürften deshalb von etwa 0.13 dex höheren (1,1)- f -Werten ausgegangen sein. Im Vergleich zu unseren f -Wertkorrekturen für (1,1)-Linien von 0.2 ... 0.3 dex (Abb. 3.18) bedeutet dies aber immer noch, daß die astrophysikalischen $\log gf$ -Werte von Nissen *et al.* für Linien der (1,1)-Bande 0.07 ... 0.17 dex kleiner sind und die aus diesen Linien bestimmten [O/Fe]-Einzellinienhäufigkeiten um den selben Betrag em größer sein müßten. Im Vergleich zu unseren astrophysikalischen $\log gf$ -Werten sind die $\log gf$ -Werte der (0,0)-Bande von Nissen *et al.* 0.15 ... 0.35 dex höher, mit der Konsequenz, daß die entsprechenden Einzellinienhäufigkeiten um 0.15 ... 0.35 dex niedriger (!) sind.

Wir halten fest, daß die *astrophysikalischen* f -Werte atomarer Übergänge von Nissen *et al.* (1994) im Vergleich zu unseren Werten einige systematische Unterschiede aufweisen. Die von Nissen *et al.* aus der OH (0,0)-Bande gewonnenen [O/Fe]_{OH}-Einzellinienhäufigkeiten dürften um 0.15 ... 0.35 dex niedriger sein, während die aus der OH (1,1)-Bande gewonnenen [O/Fe]-Einzellinienhäufigkeiten ≈ 0.1 dex systematisch größer sein müßten. Die systematischen Unterschiede zwischen unseren astrophysikalischen f -Werten und den von Nissen *et al.* sollten dann zu erkennen sein, wenn die anhand beider Schwingungsbanden differentiell bestimmten stellaren Sauerstoffhäufigkeiten miteinander verglichen werden.

3.5.5 Photosphärische Sauerstoffhäufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH A-X})$

Die Streuung der f -Wertkorrekturen von $\approx \pm 0.15$ dex in Abb. 3.18 macht deutlich, daß die OH A-X-Bande für eine *präzise* Bestimmung der photosphärischen Sauerstoffhäufigkeit ungeeignet sein dürfte. Ein Vergleich der Mitte-Rand-Variation der kontinuierlichen Intensität, die auf der Grundlage von empirischen und theoretischen Temperaturschichtungen berechnet wurde (Abb. 2.2 auf S. 19), zeigt außerdem, daß die empirischen Modellphotosphären, die für die Spektrumsynthese im visuellen Spektralbereich empfohlen werden können, im nahen UV deutliche Defizite aufweisen. Bei Verwendung der theoretischen Modellphotosphären finden wir unterhalb des Balmerstrungs eine etwas bessere Übereinstimmung mit der beobachteten Mitte-Rand-Variation.⁵⁶ Im Zusammenhang mit der Bestimmung der solaren Sauerstoffhäufigkeit aus der OH A-X-Bande wird also die Frage aufgeworfen, welches Photosphärenmodell die Temperaturstruktur insbesondere in jenem Tiefenbereich besser repräsentiert, in dem die OH A-X-Linien entstehen. Vor dem Hintergrund der Unsicherheiten der Analyse der verbotenen [O I]-Übergänge sowie der Rotations- und Rotations-Schwingungsbanden ist eine Untersuchung der *absoluten* solaren OH A-X-Einzellinienhäufigkeiten durchaus gerechtfertigt. Betrachten wir also die Verteilung der Einzellinienhäufigkeiten über dem Spektralbereich und über der mittleren optischen Entstehungstiefe und untersuchen wir, wie sich die Einzellinienhäufigkeiten gegenüber Änderungen von Temperaturstruktur oder Mikroturbulenz verhalten.

Während die astrophysikalischen f -Werte primär von der UV-Liniendichte, den Annahmen hinsichtlich der Temperaturschichtung, den Hintergrundopazitäten und der Genauigkeit der Kontinuumsbestimmung abhängen, wird die aus der OH A-X-Bande abgeleitete *absolute* solare Sauerstoffhäufigkeit zusätzlich von der Zuverlässigkeit der Übergangswahrscheinlichkeiten für elek-

⁵⁶Diese Übereinstimmung kann allerdings irreführend sein, weil die Spektrumshochpunkte im UV und im blauen Spektralbereich nur ein Pseudokontinuum repräsentieren, das bei hohen Liniendichten von der spektralen Auflösung abhängt und üblicherweise tiefer eingesenkt ist als das wahre Kontinuum, bei dessen Berechnung nur kontinuierliche Strahlungsprozesse berücksichtigt werden.

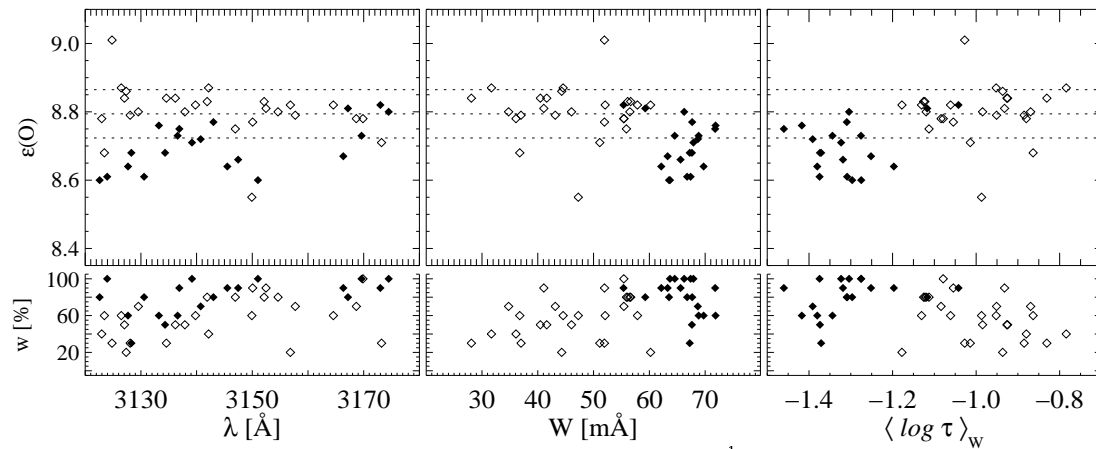
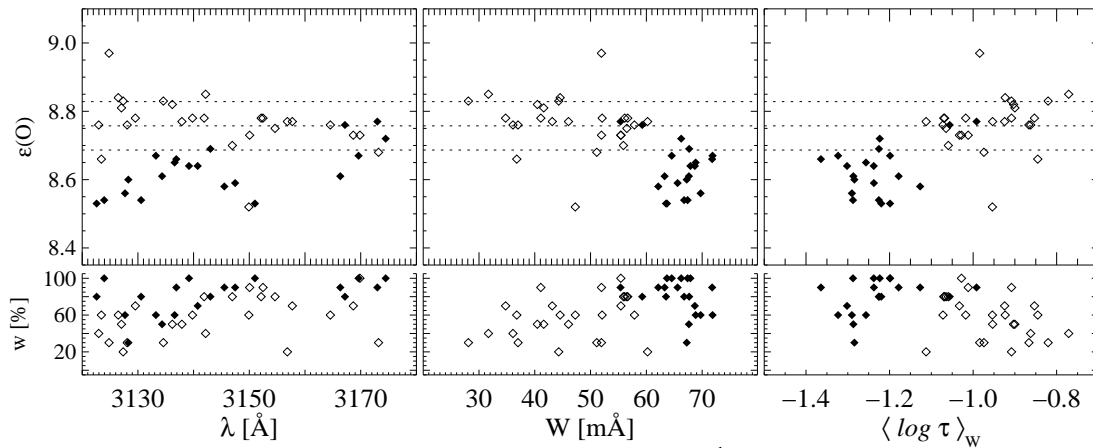
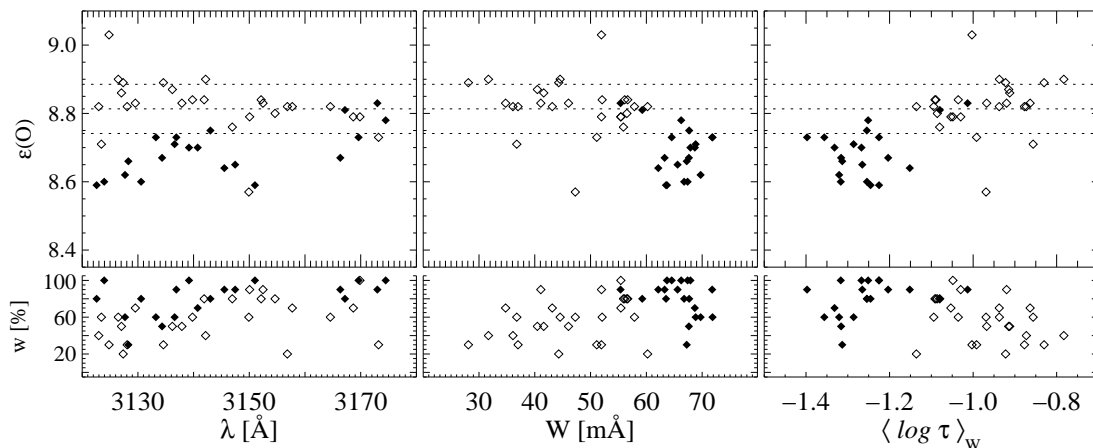
(a) MACKKL86, $\xi_{\text{mic}}=0.5 \text{ km s}^{-1}$ (b) MACKKL86, $\xi_{\text{mic}}=1 \text{ km s}^{-1}$ (c) HM74, $\xi_{\text{mic}}=1 \text{ km s}^{-1}$

Abbildung 3.19 Solare Einzellinienhäufigkeiten aus prominenten OH A-X-Linien. *Offene* Symbole stehen für (1,1)-Übergänge, die *gefüllten* Symbole markieren (0,0)-Übergänge. Die gewichtete mittlere Sauerstoffhäufigkeit wird nur anhand von (1,1)-Linien bestimmt, die in etwas tieferen Photosphärenschichten entstehen als die OH A-X (0,0)-Linien. Es ist zu erwarten, daß die Verteilung der Einzellinienhäufigkeiten mit der Verteilung der unbekanntenen Opazität korreliert.

tronische Rotations-Schwingungs-Übergänge bestimmt. Wir müssen dabei die Einzellinienhäufigkeiten aus der (1,1)-Bande von denen der (0,0)-Bande unterscheiden. Wir gehen davon aus, daß der Fehler der Übergangswahrscheinlichkeiten der (0,0)-Übergänge von Goldman und Gillis (1981) vor dem Hintergrund der zahlreichen sonstigen Fehlerquellen vernachlässigt werden kann. Die Übergangswahrscheinlichkeiten für die (1,1)-Bande gewinnen wir, indem die Übergangswahrscheinlichkeiten der (0,0)-Linien mit dem Verhältnis der Bandübergangswahrscheinlichkeiten $A_{ul}(1,1)/A_{ul}(0,0) = 0.582$ von Copeland *et al.* (1987) skaliert werden. Dies bedeutet, daß die resultierenden *absoluten* $\log gf$ -Werte der (1,1)-Linien 0.13 dex *kleiner* sind als mit dem FCF-Quotienten von Felenbok (1963) (vgl. Fußnote 49 auf S. 89).

Wie eingangs erwähnt, knüpft die Bestimmung der *absoluten* solaren Sauerstoffhäufigkeit anhand der ultravioletten OH-Bande eng an die Adjustierung der astrophysikalischen OH- f -Werte an. Wenn wir das solare GRS88-Modell als repräsentativ voraussetzen, müssen nur die in Abb. 3.18 gezeigten $\log gf$ -Wertkorrekturen auf die bei der Linienanpassung verwendete O-Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(O) = 8.92$ addiert werden. Die Verteilung der Einzellinienhäufigkeiten zeigt dann natürlich dieselben Merkmale wie die Verteilung der f -Wertkorrekturen: Die Analyse ergibt für beide Schwingungsbanden disjunkte solare Sauerstoffhäufigkeiten, wobei die (1,1)-Bande die höhere Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(OHA-X) = 8.60 \dots 8.75$ und die (0,0)-Bande eine Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(OHA-X) = 8.40 \dots 8.60$ liefert. Wir könnten diese systematische Diskrepanz zwischen den Einzellinienhäufigkeiten beider Schwingungsbanden damit erklären, daß das Verhältnis der Bandübergangswahrscheinlichkeiten von Copeland *et al.* (1987) zu klein ist. Die Einzellinienhäufigkeiten aus der (1,1)-Bande würden dann zwar mit den Häufigkeiten aus der (0,0)-Bande besser übereinstimmen, aber die resultierende Sauerstoffhäufigkeit wäre im Vergleich zu unseren bisherigen Ergebnissen für $\log \varepsilon_{\odot}(O I)$, $\log \varepsilon_{\odot}(OH 12 \mu m)$ und $\log \varepsilon_{\odot}(OH 3 \mu m)$ eindeutig zu klein. Wir halten es deshalb für wahrscheinlich, daß die GRS88-Photosphäre für die Bestimmung der solaren Sauerstoffhäufigkeit aus der OH A-X-Bande nicht repräsentativ ist.

Um die Linienanpassungen für die Modelle HM74 und MACKKL86 nicht wiederholen zu müssen, wählen wir folgendes Verfahren. Aus den angepaßten astrophysikalischen $\log gf$ -Werten werden mit dem GRS88-Modell jeweils Flußäquivalentbreiten berechnet.⁵⁷ Diese Äquivalentbreiten verwenden wir dann zur Berechnung der in Abb. 3.19 gezeigten modellspezifischen Einzellinienhäufigkeiten. Dabei nehmen wir an, daß eine direkte Anpassung der Spektralbänder mit der HM74- oder der MACKKL86-Photosphäre gleiche Einzellinienhäufigkeiten liefern würde. Außerdem setzen wir voraus, daß die Auswertung der Äquivalentbreiten einer Häufigkeitsbestimmung mittels vollständiger Spektrumsynthese (Blendrechnung) entspricht.⁵⁸

Abb. 3.19 zeigt die Verteilungen absoluter Einzellinienhäufigkeiten für die HM74-Photosphäre und die MACKKL86-Atmosphäre, wobei für die letztere zwei verschiedene tiefenunabhängige Mikroturbulenzparameter vorausgesetzt worden sind. Der Abbildung ist zu entnehmen, daß sich die Linien beider Schwingungsbanden (0,0) und (1,1) hinsichtlich ihrer Entstehungstiefe unterscheiden.⁵⁹ Beide Liniengruppen reagieren etwas unterschiedlich auf die Änderung des Mikroturbulenzparameters. Der Einfluß von ξ_{mic} auf die Einzellinienhäufigkeiten der (0,0)-Bande ist relativ gering (0.07 dex). Die Einzellinienhäufigkeiten der (1,1)-Bande ändern sich in Abhängigkeit von der Äquivalentbreite bzw. der mittleren Entstehungstiefe $\langle \tau_0 \rangle_W$ ebenfalls um $\approx 0.03 \dots 0.05$ dex. Daraus folgern wir, daß der systematische Unterschied zwischen den aus der (0,0)- und

⁵⁷Um die resultierenden Äquivalentbreiten mit vorangegangenen Arbeiten vergleichen zu können, sind mit der GRS88-Photosphäre auch Äquivalentbreiten für $\mu=1$ berechnet worden.

⁵⁸Wir rechtfertigen diese Annahme damit, daß hauptsächlich OH-Linien analysiert werden, die nicht stark geblendet sind. Bei stark geblendeten OH-Linien könnten wir nicht auf diese Weise verfahren, da die Überlagerung von starken Linien keiner linearen Überlagerung ihrer Äquivalentbreiten entspricht.

⁵⁹Allerdings verhalten sich zwei Linien der (0,0)-Bande ähnlich auf den Wechsel der Temperaturschichtung wie die (1,1)-Übergänge.

der (1,1)-Bande abgeleiteten Mittelwerten der solaren Sauerstoffhäufigkeit nicht allein, wie zu Beginn dieses Abschnitts vermutet, auf Fehler bei der Anpassung insbesondere gesättigter Linien zurückgeführt werden kann. Eine derartige systematische Fehlerursache deutet sich zwar durch die beiden Linien bei 3167 Å und 3173 Å an (vgl. die Anpassung dieser Linien in den Abbildungen 3.14 und 3.17), aber für den Rest der (0,0)-Übergänge finden wir allenfalls einen schwachen Zusammenhang zwischen Linienäquivalentbreite und Empfindlichkeit der Einzellinienhäufigkeit auf ξ_{mic} . Folglich beruht der Unterschied der abgeleiteten Häufigkeiten *nicht allein* auf den band-spezifischen Äquivalentbreiten, die ihrerseits auf den unterschiedlichen Anregungsenergien und Bandoszillatorenstärken der (0,0)- und (1,1)-Übergänge beruhen (Abb. 3.18a). Die Diskrepanz von 0.1 ... 0.15 dex zwischen den mittleren (0,0)- und (1,1)-Häufigkeiten könnte zumindest teilweise auf die Unsicherheit des von uns verwendeten Verhältnis der Bandübergangswahrscheinlichkeiten von Copeland *et al.* (1987) zurückgeführt werden. Andererseits ist festzustellen, daß sich die Einzellinienhäufigkeiten aus der (0,0)- und (1,1)-Bande hinsichtlich Entstehungstiefe bzw. Linieneinsenkung unterscheiden. Die Tatsache, daß die Einzellinienhäufigkeiten von zwei (0,0)-Linien, die in ähnlicher Tiefe entstehen wie ein Großteil der (1,1)-Linien, mit den Einzellinienhäufigkeiten der (1,1)-Linien übereinstimmt, während aus den in höheren Photosphärenschichten entstehenden (0,0)-Linien deutlich kleinere Häufigkeiten bestimmt werden, könnte ein Indiz dafür sein, daß die Hintergrundopazität unterbewertet ist. Die Übereinstimmung der Einzellinienhäufigkeiten der beiden (0,0)-Linien mit den Einzellinienhäufigkeiten, die aus den (1,1)-Übergängen abgeleitet worden sind, deutet darauf hin, daß das Verhältnis der Bandübergangswahrscheinlichkeiten so falsch nicht sein kann. Außerdem korrelieren die Linieneinsenkungen beziehungsweise die Entstehungstiefen mit den Abweichungen zwischen den Einzellinienhäufigkeiten aus beiden Banden. Demnach empfiehlt sich, die solare Sauerstoffhäufigkeit aus den (1,1)-Linien abzuleiten. Allerdings sind die OH A-X(1,1)-Linien im allgemeinen stärker geblendet und werden bei der Mittelung dem entsprechend geringer bewertet. Aus den (1,1)-Linien ermitteln wir in Abhängigkeit von der verwendeten Temperaturstruktur eine solare Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH A-X}) = 8.75 \dots 8.85$ dex.

Vergleich mit Grevesse und Sauval (1973)

Auf S. 83 haben wir bereits auf die Untersuchung von Grevesse und Sauval (1973) aufmerksam gemacht. 7 OH(0,0)- und 2 (1,1)-Übergänge aus deren Arbeit sind von uns ebenfalls analysiert worden. Grevesse und Sauval haben die Äquivalentbreiten von OH(0,0)-Linien bestimmt, die sich an der Sättigungsgrenze befinden. Deshalb ist ein Vergleich mit unseren Äquivalentbreiten angezeigt. Zu diesem Zweck wurden anhand der astrophysikalischen f -Werte und dem HM74-Modell Intensitätsäquivalentbreiten zu $\mu=1$ berechnet. Mit Ausnahme von einer Linie (3123.95 Å), die sich allerdings aus einem signifikanten Blend von OH(0,0)P(9) mit OH(1,1)R(4) zusammensetzt, erhalten wir Äquivalentbreiten, die 10 ... 20% kleiner sind als die Äquivalentbreiten von Grevesse und Sauval. Unsere Äquivalentbreiten weichen im Vergleich zu Moore *et al.* (1966) ebenfalls um einen ähnlichen Betrag ab. Dies bedeutet, daß sich aus den von Grevesse und Sauval (1973) bestimmten Äquivalentbreiten eine im Vergleich zu uns um 0.10 ... 0.15 dex höhere Sauerstoffhäufigkeit ergäbe.

Wegen der bereits auf S. 83 erwähnten Unterschiede zwischen unserer Arbeit und Grevesse und Sauval (1973) hinsichtlich der zugrundegelegten Photosphärenmodelle und Liniendaten wäre ein unmittelbarer Vergleich der Einzellinienhäufigkeiten nicht aussagekräftig. Jedoch deutet die Übereinstimmung der Äquivalentbreiten bis auf 20%, insbesondere der OH(0,0)-Übergänge, an, daß die sich auf OH(0,0)-Linien stützende Sauerstoffhäufigkeit allenfalls 0.10 bis 0.15 dex höhere Werte annähme. Die aus unseren Äquivalentbreiten bestimmte Sauerstoffhäufigkeit hängt aber

von der zugrundegelegten Modellphotosphäre ab. Wenn wir MACKKL86 und $\xi_{\text{mic}} = 0.5 \text{ km s}^{-1}$ zugrundelegen, erhalten wir beispielsweise aus den (0,0)-Übergängen ≈ 8.7 dex und aus den (1,1)-Übergängen ≈ 8.8 dex. Bei Annahme einer größeren Mikroturbulenz ergäben sich kleinere Einzellinienhäufigkeiten für beiden Schwingungsbanden.

Halten wir fest, daß die aus den solaren OH A-X(0,0)- und (1,1)-Banden abgeleiteten *absoluten* Einzellinienhäufigkeiten einen systematischen Unterschied aufweisen, der nur teilweise durch die Annahme einer geringeren Mikroturbulenz verschwindet. Wir folgern daraus, daß dieser Unterschied nicht allein auf systematische Fehler beim Anpassen (nahezu) gesättigter Linien zurückgeführt werden kann. Der Unterschied wird auch kaum durch die zugrundegelegte empirische Temperaturschichtung beeinflusst, obwohl die mittlere Entstehungstiefe für die Linien beider Banden nahezu disjunkt ist. Wir halten diesen Befund für einen weiteren Hinweis auf die unbekannte UV-Opazität, die bei Vernachlässigung derselben, eine von der Linieneinsenkung abhängige Adjustierung von f -Werten erfordert. Folglich dürften die Einzellinienhäufigkeiten, die aus den schwächeren (1,1)-Linien bestimmt worden sind, mit der solaren Sauerstoffhäufigkeit besser übereinstimmen. Mit der HM74-Photosphäre ergeben sich generell bis zu 0.05 dex höhere Sauerstoffhäufigkeiten als mit MACKKL86 (gleiche Mikroturbulenz vorausgesetzt). Die aus wichtigen OH-Linien mit MACKKL86 im Bereich $\lambda\lambda 3120 \dots 3180 \text{ \AA}$ abgeleiteten Einzellinienhäufigkeiten rangieren für beide Schwingungsbanden zwischen $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH A-X}) = 8.65 \dots 8.85$. Aus der (1,1)-Bande bestimmen wir $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH A-X}) = 8.75 \dots 8.85$. Die Aussage, daß die von Lambert (1978) bzw. Anders und Grevesse (1989) angegebene Sauerstoffhäufigkeit von ≈ 8.92 systematisch *mindestens* 0.1 dex zu groß ist, erhält weitere Unterstützung, allerdings nur unter dem Vorbehalt, daß der auf der unbekanntenen UV-Opazität beruhende systematische Fehler durch die Wahl der (1,1)-Linien als Häufigkeitsindikator deutlich verringert ist.

3.6 Analyse von O I 7773 und O I 8446

Zur Bestimmung der solaren Sauerstoffhäufigkeit können grundsätzlich verschiedene hochangeregte O I-Übergänge herangezogen werden. Die O I 7773- und O I 8446-Triplets sind allerdings die prägnantesten Häufigkeitsindikatoren. Ihre Analyse erfordert die Berücksichtigung von NLTE-Abweichungen, während höher angeregte Linien im Vergleich zu den beiden Triplets vernachlässigbare NLTE-Effekte aufweisen. Die Einzellinienhäufigkeiten hochangeregter Linien hängen zudem empfindlich von der Wahl des Photosphärenmodells ab. Dies ist nicht nur für O I 7773 und O I 8446 relevant. Der Temperaturgradient des bei der Analyse zugrundegelegten Photosphärenmodells hängt im Bereich um $\log \tau_0 = 0$ insbesondere von der Ausdehnung der Konvektionszone ab und beeinflusst die aus O I-Übergängen mit $E_l > 10 \text{ eV}$ abgeleiteten Einzellinienhäufigkeiten empfindlich (z.B. O I 6158). Wir werden zunächst die Entstehung der hochangeregten Linien im Spektrum der Sonne untersuchen, die solare Sauerstoffhäufigkeit bestimmen und die für eine *differenzielle* Häufigkeitsbestimmung erforderlichen *astrophysikalischen* $gf\varepsilon$ - und C_6 -Werte festlegen. Der vorliegende Abschnitt liefert, im Zusammenhang mit Kapitel 4 und 6.2 betrachtet, neue Indizien, die die Hypothese der nicht-thermischen Entstehung der erlaubten Übergänge unterstützen.

Das O I 7773-Triplett zählt zum Quintettsystem von O I (s. Grotrian-Diagramm Abb. 4.1 auf S. 129). Das metastabile untere Niveau $3s^5S^o$ koppelt vorwiegend über Stöße an das Grundzustandsniveau $2p^4^3P$. Die Niveaus $3s^5S^o$ und $3p^5P$ sind hingegen in dem für die Linienentstehung relevanten Tiefenbereich vorwiegend radiativ gekoppelt. NLTE-Rechnungen für die Sonne, die in Abschnitt 4 auf S. 127 vorgestellt werden, ergeben für den O I 7773-Übergang $3s^5S^o - 3p^5P$ Strahlungsraten, die im Linienentstehungsbereich $\log \tau_0 < -0.5$ deutlich über den Stoßratenkoeffizienten liegen ($R_{lu}/C_{lu} > 0$, Abb. 4.3). In geringerem Umfang gilt dies auch für den Übergang $3s^3S^o - 3p^3P$ (O I 8446). Bei der Berechnung der Stoßraten C_{lu} haben wir grundsätzlich Stöße mit Elektronen und Neutralteilchen (neutrale Wasserstoffatome) berücksichtigt. Die Wasserstoffstoßraten werden bis auf einen Skalierungsfaktor S_H gemäß der Formel von Drawin (1968) (Gl. 4.20, S. 134) berechnet. Während der Mechanismus der NLTE-Linienentstehung bei O I 7773 und O I 8446 seit Sedlmayr (1974) kaum angezweifelt wird, diskutiert man in der jüngeren Literatur insbesondere die Rolle von Neutralteilchenstößen. Die entsprechenden Stoffstoßquerschnitte müssen dabei in geeigneter Weise kalibriert werden. Die *empirische* Festlegung von S_H ist auch Gegenstand der folgenden Untersuchung. Da der für das solare O I 7773-Triplett ermittelte \triangleright NLTE-Effekt nicht allein von den vorausgesetzten Wasserstoffstoßquerschnitten abhängt, und weil die Querschnitte theoretisch wie experimentell nur größenordnungsmäßig bestimmt werden können (Lambert 1993), werden wir unsere Untersuchung später auf stellare O I 7773-Triplets ausdehnen.

Das leuchtkraftempfindliche Verhalten des O I 7773-Triplets in A- und B-Sternen sowie späten Riesen (vgl. Eriksson und Toft 1979) hat bereits früh zu der Annahme geführt, daß die Linien *nicht* unter Bedingungen eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts entstehen (Keenan und Hynek 1950; Altrock 1969). Aber obwohl seit etwa 20 Jahren zahlreiche NLTE-Rechnungen für O I in kühlen Sternen veröffentlicht worden sind, ist es bislang nicht befriedigend gelungen, sowohl aus allen auswertbaren Indikatoren eine konsistente solare Sauerstoffhäufigkeit zu bestimmen als auch das Mitte-Rand-Verhalten des O I 7773-Triplets in der Sonne zu erklären. Der Widerspruch zwischen stellaren Sauerstoffhäufigkeiten, die aus dem O I 7773-Triplett und [O I] 6300 bestimmt wurden Spite und Spite (1991); Tomkin *et al.* (1992); Nissen und Edvardsson (1992), nährte den Verdacht, daß die Linienentstehung des O I 7773-Triplets nicht allein unter dem Aspekt von NLTE betrachtet werden kann. Viele Erklärungsansätze hatten bislang den Charakter von Plausibilitätsargumenten⁶⁰, weil keine der Untersuchungen gleichzeitig *alle* auswertbaren Sauerstoffindikatoren

⁶⁰Plausible Erklärungen, wie z.B. Granulationseffekte (Tomkin *et al.* 1992; Kiselman 1993), inadäquate Temperaturskalen bei der Analyse stellarer O I 7773-Linien (King 1993) oder \triangleright NLTE-Effekte (Altrock 1968; Sedlmayr 1974)

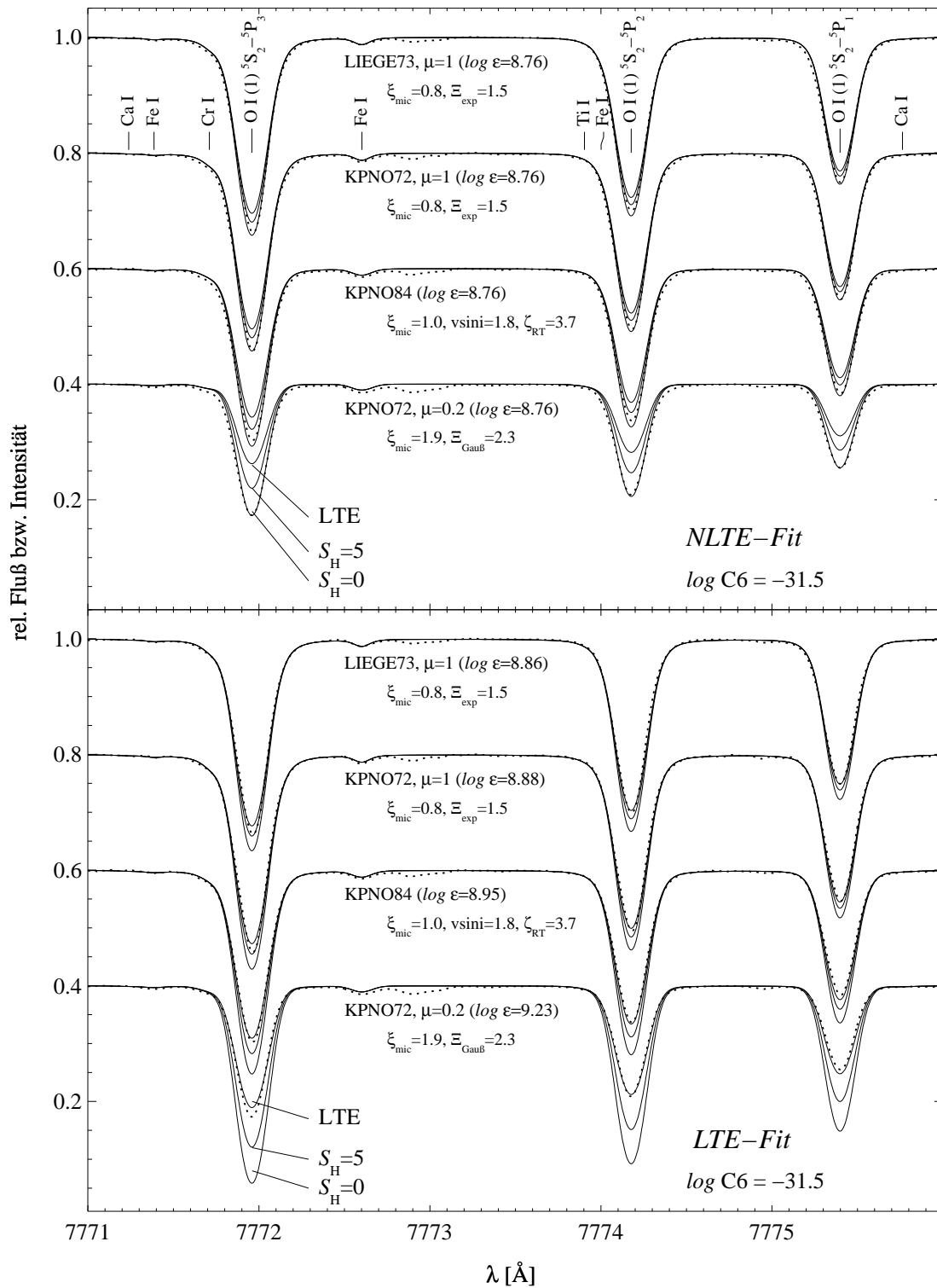


Abbildung 3.20 Das O I 7773-Triplett aus verschiedenen Sonnenatlanten (*gepunktet*) wird mit jeweils drei theoretischen Profilen (*durchgezogen*) verglichen: LTE, $S_{\text{H}} = 5$ und $S_{\text{H}} = 0$ (von *oben* nach *unten*). Die KPNO-Spektren sind jeweils verschoben worden. Den Rechnungen wurde die HM74-Photosphäre und das NLTE-Standardmodell zugrundegelegt. Es wurde nur der Skalierungsfaktor S_{H} für Neutralteilchenstoßraten variiert. Beim LTE-Fit haben wir $\log \epsilon_{\text{O}}(\text{O})$ so gewählt, daß das mittlere LTE-Profil mit der Beobachtung übereinstimmt, im *oberen* Teil wurde das mittlere NLTE-Profil ($S_{\text{H}} = 0$) angepaßt. Während sich die Sauerstoffhäufigkeit ungefähr an den Äquivalentbreiten orientiert, wurden die Faltungsparameter so gewählt, daß die synthetischen Profile – insbesondere der mittleren Linie – mit der Beobachtung übereinstimmen.

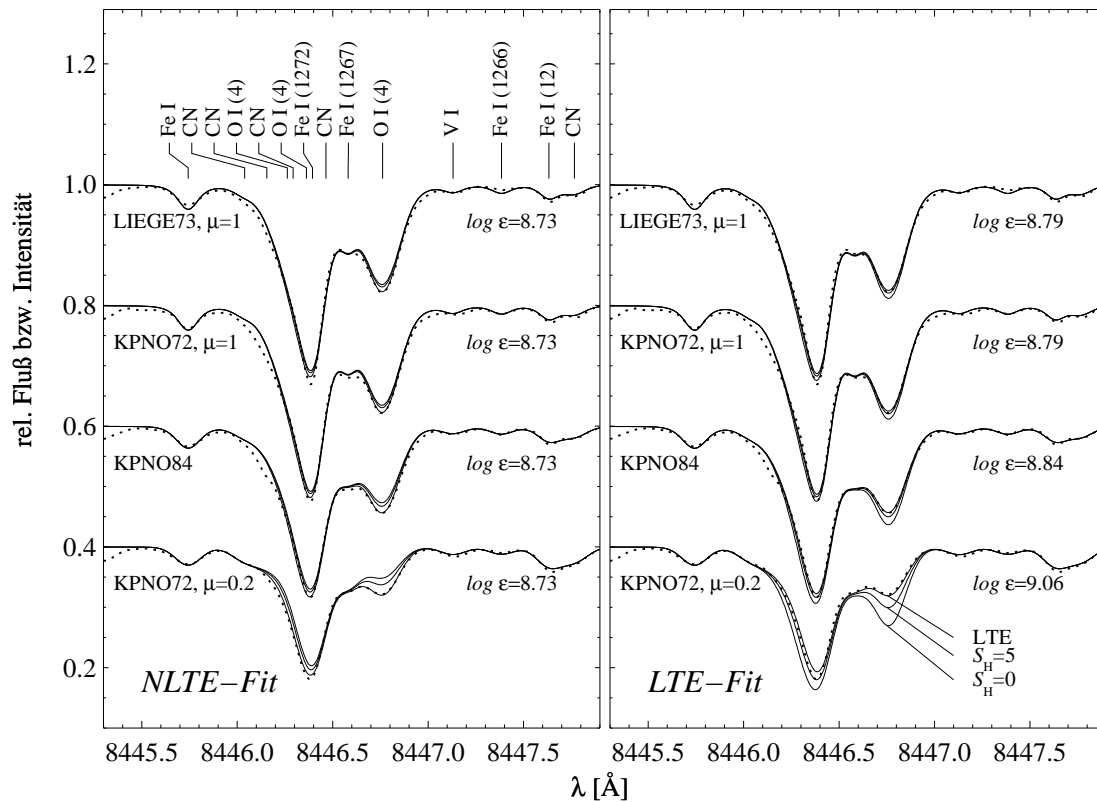


Abbildung 3.21 Das O I 8446-Triplett aus verschiedenen Sonnenatlanten (*gepunktet*) wird mit jeweils drei NLTE-Profilen (*durchgezogen*) verglichen: LTE, $S_H = 5$ und $S_H = 0$ (von oben nach unten). Die KPNO-Spektren sind nach unten verschoben worden. Den Rechnungen wurde HM74 mit dem (entsprechenden) NLTE-Standardmodell zugrunde gelegt. *Links* wurde das NLTE-Profil für $S_H = 0$ an O I 8446.76 angepaßt, *rechts* wurde $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O})$ so gewählt, damit das rechte LTE-Profil paßt. f -Werte der Metalllinien, ohne Sauerstoff, wurden so adjustiert, daß die Konturen des *Blends* sowohl für das Zentralintensitätsspektrum als auch für das Randspektrum mit dem NLTE-Modell ($S_H = 0$) reproduziert werden kann. Die relativen f -Werte der O I 8446-Triplettlinien wurden nicht geändert. Die Linienpositionen wurden allerdings wegen Gravitationsrotverschiebung und Granulationseffekten um bis zu 5 mÅ versetzt. Für die Verbreiterung (Makro-, Mikroturbulenz, $v \sin i$) wurden die Parameter aus Abb. 3.20 verwendet. Position, f -Werte und C_6 -Werte der Linien Fe I (1267), Fe I (1272) und CN beeinträchtigen die aus den beiden blauen Triplettlinien bestimmte Häufigkeit. Bei 8446.2 Å und 8447.0 Å fehlen adäquate Linien in der Linienliste (Kurucz 1988, 1992a). Als Häufigkeitsindikator ist wegen der o.g. Unwägbarkeiten höchstens O I 8446.76 zu empfehlen.

in den Intensitäts- und Flußspektren im Hinblick auf die zugrundegelegten Photosphären- und NLTE-Modelle behandelt.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit unterstützen die Resultate von Sedlmayr (1974), der ausschließlich das Mitte-Rand-Verhalten der Triplettlinien (vgl. Abb. 3.22 auf S. 105) als Validitätskriterium seiner NLTE-Rechnungen (7-Niveau-Atommodell) betrachtet. Sedlmayr ermittelt aus dem O I 7773-Triplett eine solare NLTE-Häufigkeit von 8.6 ... 8.7 dex, wobei Wasserstoffstöße und Ladungsaustauschreaktionen nicht in Betracht gezogen worden sind. Man könnte einwenden, daß Sedlmayr Inhomogenitätseffekte und Neutralteilchenstöße nicht berücksichtigt, daß er über keine für präzise Absolutanalysen geeignete Modellatmosphäre verfügt, und daß sein Atommodell unvollständig ist. Den Fragen nach der Bedeutung der Wasserstoffstöße, dem Einfluß von empirischen und theoretischen Temperaturschichtungen sowie der Vollständigkeit des Atommodells sind wir nachgegangen. Dabei decken sich unsere NLTE-Rechnungen (d.h. unsere Methoden

sind bereits häufig gegeben worden.

und Resultate) zum Teil mit Tomkin *et al.* (1992), Kisman (1993) und Takeda (1994).

Die Möglichkeit drastischer Inhomogenitätseffekte können wir im Rahmen unserer Arbeit nicht ausschließen. Vielmehr verweisen wir auf die Untersuchung von Kisman und Nordlund (1995), die keine nennenswerte Beeinträchtigung des O I 7773-Tripletts durch hydrodynamische Geschwindigkeitsfelder und inhomogene Temperaturverteilungen diagnostizieren. Tomkin *et al.* (1992) und Kisman (1993) hingegen schätzen hydrodynamische Effekte noch als relevant ein.

Die Zuverlässigkeit der zugrundegelegten physikalischen Annahmen und Daten (z.B. f -Werte, Stoß- und Photoionisationsquerschnitte), die unseren NLTE-Rechnungen zugrundeliegen, ist schwer einzuschätzen, zumal die Einzellinienhäufigkeiten auch von der jeweils zugrundegelegten Temperaturschichtung abhängen. Wir prüfen deshalb im Gegensatz zu anderen Arbeiten unser NLTE-Modells nicht allein anhand des spezifischen Mitte-Rand-Verhaltens des O I 7773-Tripletts (s. Abb. 3.22), sondern begründen die Wahl eines bestimmten NLTE-Standardmodells (mit $S_H = 0$) mit dem Ergebnis der Untersuchung differentieller O I 7773-Einzellinienhäufigkeiten von kühlen Sternen. Auf diese Weise separieren wir den eigentlichen NLTE-Effekt von Effekten, die auf die zugrundegelegte Modellatmosphäre und die Dämpfungsparameter zurückgeführt werden müssen (vgl. Abb. 3.23 bzw. Abb. 3.24). Das im folgenden als *NLTE-Standardmodell* bezeichnete Modell impliziert eine ≈ 0.15 dex geringere absolute solare Sauerstoffhäufigkeit als Lambert (1978) bzw. Anders und Grevesse (1989) angeben (vgl. Abb. 3.20 und 3.21). Insgesamt haben wir folgendes untersucht:

1. Vergleich der solaren LTE- und NLTE-Häufigkeiten von O I 7773 bzw. O I 8446 mit den in Abschnitten 3.3 bis 3.5 bestimmten Einzellinienhäufigkeiten.
2. Untersuchung der Abhängigkeit solarer und stellarer NLTE-Häufigkeiten von Modellparametern bzw. -annahmen (*UV-line blocking*, Photoionisationsquerschnitte, Vollständigkeit des O I-Atommodells, Stoßquerschnitte). Diese Studie wird in Kapitel 4 besprochen. Außerdem untersuchen wir, in welcher Weise die Einzellinienhäufigkeiten des O I 7773-Tripletts vom C_6 -Wert abhängen (Abb. 3.24), und ob die Konsistenz der Einzellinienhäufigkeiten *innerhalb* des Tripletts durch Dämpfungsparameter beeinträchtigt werden kann.
3. Diskriminierung von NLTE-Modellen unter dem Gesichtspunkt des Mitte-Rand-Verhaltens jeder Einzellinie (Abb. 3.22) und einer konsistenten Elementhäufigkeit innerhalb des O I 7773-Tripletts, speziell für die Randspektren (Abb. 3.20). Der NLTE-Effekt der O I 7773-Linien hängt maßgeblich von den Wasserstoffstoßraten ab (Tomkin *et al.* 1992; Kisman 1993). Im wesentlichen unterscheiden sich unsere NLTE-Modelle nur durch die Skalierungsgröße S_H . *Absolute* und *differentielle* Einzellinienhäufigkeiten aus solaren und stellarer O I 7773-Linien werden in diesem Abschnitt bzw. in Abschnitt 6.2 nur hinsichtlich S_H studiert. Im Gegensatz zur Festlegung astrophysikalischer Linienparameter, die sich auf das GRS88-Modell beziehen, verwenden wir zur Untersuchung der solaren O I 7773-Linien ein *empirisches* Photosphärenmodell, weil die *theoretischen* Modelle nicht in der Lage sind, die Mitte-Rand-Variation des Kontinuums befriedigend wiederzugeben (Abb. 2.2).
4. Untersuchung der Konsistenz stellarer Einzellinienhäufigkeiten innerhalb einzelner O I 7773-Tripletts in Abhängigkeit vom NLTE-Modell (Abb. 6.2 und Abb. 6.5 auf S. 218). Die in Abschnitt 6.2 besprochenen differentiellen Sauerstoffhäufigkeiten wurden mit unterschiedlichen S_H durchgeführt. Der Vergleich der differentiell bestimmten Einzellinienhäufigkeiten $[O/H]_{7773}$ und $[O/H]_{6300}$ (Abb. 6.9 auf S. 234) liefert uns schließlich ein weiteres Indiz für die Notwendigkeit, die Linienentstehung gemäß des NLTE-Standardmodells ohne Wasserstoffstöße zu berücksichtigen⁶¹.

⁶¹Der in Abb. 6.16 auf S. 255 dargestellte Vergleich von $[O/H]_{7773}$ und $[O/H]_{OH}$ eignet sich nicht zur Diskrimi-

3.6.1 Oszillatorenstärken

Wir haben die Absolutanalyse der elektronischen Dipolübergänge O I 6158, O I 7773, O I 8446 und O I 9264 mit theoretischen Oszillatorenstärken von Biémont *et al.* (1991a) durchgeführt. Biémont *et al.* berechnen die Übergangswahrscheinlichkeiten nach zwei unterschiedlichen Methoden (s. Hibbert *et al.* 1991): Mit der Konfigurationswechselwirkungs-Methode erhalten sie für die O I 7773-Linien $\log gf = 0.35, 0.21$ und -0.02 sowie 0.03 für O I 8446.76. Mit der Hartree-Fock-Methode berechnen sie $\log gf = 0.40, 0.25$ und 0.03 für O I 7773 sowie $\log gf = 0.05$ für O I 8446.76. Die aktualisierte Datensammlung von Wiese *et al.* (1996) enthält jeweils die Mittelwerte der nach beiden Methoden berechneten $\log gf$ -Werte. Wir verwenden die f -Werte, die nach der Konfigurationswechselwirkungs-Methode berechnet wurden. Diese Oszillatorenstärken unterscheiden sich nur um ≈ 0.01 dex von den f -Werten aus dem *Opacity Project* (Butler und Zeppen 1991; Seaton *et al.* 1992), die wir im Rahmen unserer NLTE-Rechnungen voraussetzen. Beide von Biémont *et al.* angegebenen f -Wertsätze unterscheiden sich systematisch um $\approx 10\%$. Folglich erhielten wir aus dem O I 7773-Triplett eine um 0.04 dex kleinere solare Sauerstoffhäufigkeit, wenn wir die Hartree-Fock-Oszillatorenstärken voraussetzten.

In älteren Häufigkeitsanalysen (z.B. Sedlmayr 1974; Lambert 1978) werden oft f -Werte von Wiese *et al.* (1966) verwendet, die unter Annahme reiner LS-Kopplung berechnet worden sind. Diese Oszillatorenstärken sind systematisch 0.02 dex kleiner, so daß sich unsere in Tab. 3.6 angegebenen LTE-Einzellinienhäufigkeiten bereits wegen der unterschiedlichen f -Werte um 0.02 dex von anderen solaren O I 7773-Häufigkeiten unterscheiden können.

Die Unsicherheit der verwendeten Oszillatorenstärken beträgt also höchstens 0.04 dex, wobei die von Wiese *et al.* (1966) für das O I 7773-Triplett angegebenen f -Werte um 0.02 dex kleiner und die Hartree-Fock-Oszillatorenstärken 0.04 dex größer sind. Dieser Fehler überträgt sich auf die Genauigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(7773)$, der aus dem Triplett bestimmten solaren Sauerstoffhäufigkeit

3.6.2 Mitte-Rand-Variation und Vergleich der O I-Einzellinienhäufigkeiten

Abb. 3.20 und 3.21 zeigen theoretische und beobachtete Intensitäts- bzw. Flußprofile der O I 7773- und O I 8446-Triplets. Anhand der Fits sind LTE- und NLTE-Einzellinienhäufigkeiten auf der Grundlage unseres NLTE-Standardmodells abgeleitet worden. Die Einzellinienhäufigkeiten hängen von der Dämpfungsverbreiterung sowie dem Mikro- und Makroturbulenzparameter ab. Die O I 7773-Triplettlinien besitzen in der Sonne keine ausgedehnten Dämpfungsflügel. Deshalb gibt es bei der Anpassung der Linienflügel einen gewissen Spielraum zwischen der Einstellung der C_6 -Parameter einenseits und der Turbulenzparameter andererseits. Die Mikro- und Makroturbulenzparameter lassen sich bei Anpassung der Linienprofile nicht eindeutig festlegen. Andererseits können wir – im Gegensatz zu Takeda (1995) – kein Radial-Tangential-Profil mit $\zeta_{RT} > 4.0 \text{ km s}^{-1}$ für Flußprofile rechtfertigen. Die NLTE-Profile können auch mit einem $\log C_6$ -Wert von $\log C_6$ -Wert von -31.0 angepaßt werden – ein Wert, der wegen der im Vergleich zum LTE-Profil fit schmäleren NLTE-Linien erforderlich zu sein scheint. Eine tiefenabhängige Mikroturbulenz haben wir nicht vorausgesetzt, obwohl wir NLTE-Linienflügel dann möglicherweise besser anpassen könnten. Für alle Intensitätsspektren erhalten wir NLTE-Einzellinienhäufigkeiten von $\log \varepsilon_{\odot}(7773) \approx 8.74 \dots 8.79$ dex, je nach Mikroturbulenz, C_6 -Wert oder vorausgesetzter Makroturbulenz. Der Profilvergleich in Abb. 3.20 wird zwar mit einer NLTE-Sauerstoffhäufigkeit von 8.76 dex vorgenommen, aber alternative Werte von ξ_{mic} und ζ_{RT} ergeben mit $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.79$ und $\log C_6 = -31.5$ ebenfalls zufriedenstellende Profilübereinstimmungen.

nierung eines NLTE-Modells, weil der \triangleright NLTE-Effekt in den betrachteten extrem metallarmen Sternen vernachlässigt werden kann.

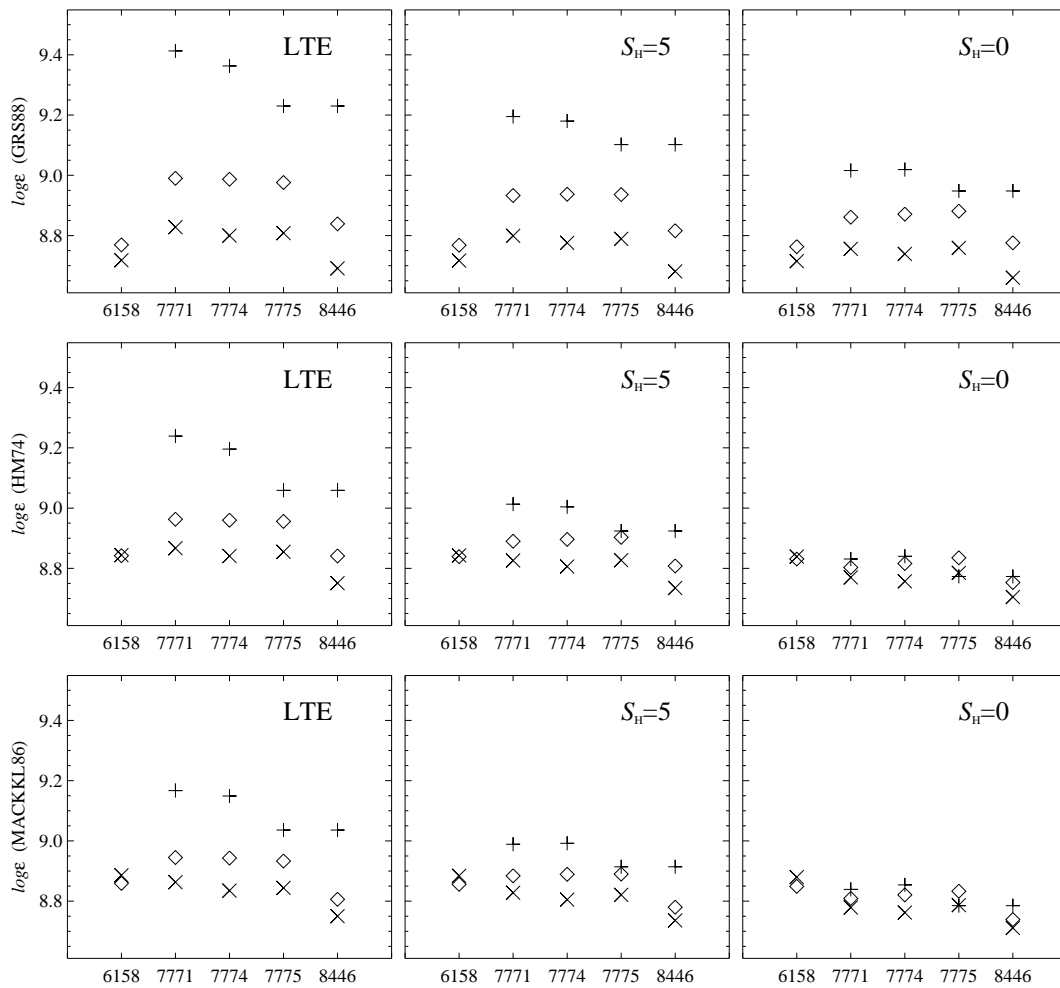


Abbildung 3.22 Mitte-Rand-Variation von $\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ für LTE und NLTE, ohne und mit Wasserstoffstöße ($S_{\text{H}} = 5$). Die Einzellinienhäufigkeiten wurden aus den Äquivalentbreiten von KPNO72 $\mu=1$ (\times), KPNO72 $\mu=0.2$ (+) und KPNO84 (\diamond) (Tab. 3.6) bei Verwendung des NLTE-Standardmodells bestimmt (LTE $\hat{=}$ $S_{\text{H}} > 1000$). *Oben* sind Häufigkeiten zu GRS88, in der Mitte zu HM74 und *unten* zu MACKKL86 dargestellt. Dabei wurde für das O I 7773-Triplett $\log C_6 = -31.5$ (vgl. Abb. 3.20) und für O I 8446.76 $\log C_6 = -31.6$ verwendet. Auch *ohne* Wasserstoffstöße bleiben die O I 7773-Triplett-Häufigkeiten für GRS88 inkonsistent (*rechts oben*), während mit HM74 und MACKKL86 bessere Übereinstimmung für die verschiedenen Winkelpositionen ($\mu = 1, 0.2$ und Fluß) erzielt werden kann. Für LTE-Modelle mit GRS88 und HM74 ist ein signifikanter Häufigkeitstrend in den O I 7773-Triplettlinien des Randintensitätsatlas' ersichtlich (Abb. 3.20, *unten*). Hier könnte sich die Abhängigkeit des NLTE-Effekts von der Linien- bzw. Äquivalentbreitenentstehungstiefe andeuten. Andererseits kann dieser Trend auch durch eine inadäquate Mikroturbulenz für die Randprofile verursacht sein. Der Trend ist allerdings bei Flußprofilen von Unterriesen ($\log g < 4$) prägnanter und kann dort nicht mit Mikroturbulenz erklärt werden. Er verringert sich mit MACKKL86, was auf einen Zusammenhang mit der Temperaturstruktur der Modellphotosphäre hinweist und möglicherweise auf den chromosphärischen Temperaturanstieg bei $\log \tau_0 < -3.3$ zurückzuführen ist (Takeda 1995). Für das NLTE-Standardmodell (ohne Wasserstoffstöße) verringert er sich unabhängig vom Photosphärenmodell. Die Äquivalentbreite von O I 8446.76 ist am unsichersten bestimmt. Der Fit in Abb. 3.21 ergibt allerdings mit $\log \varepsilon_{\odot}(8446) = 8.72$ ($\mu = 1$) eine vergleichbare Häufigkeit. Die Äquivalentbreite von O I 6158 ist für $\mu=0.2$, aufgrund der Beeinträchtigung durch die Flügel einer Fe I (1015)-Linie, nicht ausreichend zu bestimmen. Der NLTE-Effekt für diese Linie kann vernachlässigt werden. Der Temperaturgradient der zugrundegelegten Temperaturschichtung ist wichtiger (siehe Abb. 3.23).

Die in Tab. 3.6 bzw. Abb. 3.22 angegebenen Einzellinienhäufigkeiten (HM74) liegen etwas höher, weil sie auf der Auswertung von Äquivalentbreiten basieren. Wie Abb. 3.20 zu entnehmen ist, sind die Flügel der theoretischen NLTE-Profile etwas schmaler. Bei einem größeren $\log C_6$ -Wert fallen die abgeleiteten Einzellinienhäufigkeiten kleiner aus. Versuchsweise wurde auch bei unverändertem van der Waals-Parameter ($\log C_6 = -31.5$) ein Radial-Tangential-Parameter ζ_{RT} für die NLTE-Flußprofile angepaßt (nicht dargestellt). Mit $\zeta_{RT} \approx 4.6 \text{ km s}^{-1}$ erhielten wir mit den NLTE-Profilen einen etwas besseren Fit. $\zeta_{RT} \approx 4.6 \text{ km s}^{-1}$ ist allerdings größer als Gray (1977) für unterschiedlich starke solare Metalllinien ermittelt hat ($\zeta_{RT} < 3.8 \text{ km s}^{-1}$).⁶² Mit der hohen Makroturbulenz erhalten wir eine solare Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.79 \pm 0.02$.

Abb. 3.22 demonstriert, warum das NLTE-Standardmodell nicht zwingend anhand der Mitte-Rand-Variation überprüft werden kann: Die Einzellinienhäufigkeiten aus den Intensitäts- und Flußatlanten hängen signifikant von der zugrundegelegten Temperaturschichtung ab. Eine unmittelbare Trennung zwischen \triangleright NLTE-Effekt und dem Einfluß des zugrundegelegten Photosphärenmodells ist nicht unmittelbar möglich. Der NLTE-Effekt läßt sich nur dann aus der Mitte-Rand-Variation der Einzellinienhäufigkeiten ableiten, wenn wir annehmen, daß die *empirischen* Atmosphärenmodelle in den für das O I 7773-Triplett relevanten Tiefen repräsentativ sind. Letzteres könnten wir beispielsweise damit begründen, daß mit den *empirischen* Modellen, insbesondere mit HM74, die Mitte-Rand-Variation der Intensitätskontinua bei 7773 Å reproduziert werden kann. Dem kann man entgegenhalten, daß die *empirischen* Modelle ihre Relevanz nur für den mittleren Bereich der Photosphäre ($\log \tau_0 \approx -2 \dots 0.2$) beanspruchen können, während sich sowohl für die obere Photosphäre (vgl. Abb. 3.11 auf S. 70) als auch für die tieferen Schichten (Abb. 3.23) Defizite offenbaren, die nicht zu vernachlässigen sind, wenn die systematischen Fehler der Einzellinienhäufigkeiten kleiner als 0.1 dex sein sollen.

Die Tatsache, daß O I 6158 keine signifikante Abweichung vom LTE zeigt, macht diese Linie interessant für eine Fixierung der Sauerstoffhäufigkeit. Diese Sauerstoffhäufigkeit könnte als Fixpunkt für die Bestimmung von Einzellinienhäufigkeiten aus problematischeren Indikatoren dienen. Dies ist leider nicht möglich, wie eine genauere Untersuchung zeigt. In Abb. 3.23 werden die Einzellinienhäufigkeiten über die mittleren Entstehungstiefen dargestellt (\triangleright Beitragsfunktion). Erwartungsgemäß entsteht die hochangeregte Linie O I 6158 ($E_l = 10.74 \text{ eV}$) am inneren Rand der Photosphäre ($\log \tau_0 \gtrsim 0$), wo die empirischen Temperaturschichtungen nicht mehr zuverlässig sind.⁶³

Die mit HM74 berechneten Balmerlinienprofile, insbesondere H_β , fallen im Vergleich zum solaren Flußspektrum zu schmal aus, worauf sich die Feststellung eines unrepräsentativ flachen Temperaturgradienten $d \log T / d \log \tau_0$ am inneren Rand der Photosphäre gründet (Fuhrmann *et al.* 1994). Fuhrmann *et al.* (1993) können die Balmerlinien im Flußspektrum der Sonne mit der GRS88-Photosphäre nur dann reproduzieren, wenn sie den Mischungswegparameter $\alpha = l/H_p$ auf 0.5 setzen, während mit $\alpha = 1.5$ lediglich Übereinstimmung zwischen den mit GRS88 und HM74 *berechneten* Balmerlinienprofilen herrscht, nicht aber mit den beobachteten Flußprofilen. Ähnlich empfindlich reagiert $\log \varepsilon_{\odot}(6158)$ auf die Variation des Mischungswegparameters. Die Verminderung von α auf 0.5 bewirkt eine ≈ 0.1 dex niedrigere Häufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(6158)$ (siehe Abb. 3.23). Während $\log \varepsilon_{\odot}(6158)$ mit GRS88 und $\alpha = 1.5$ fast den gleichen Wert annimmt wie mit dem HM74-Modell. Entsprechend folgern wir, daß die absolute Einzellinienhäufigkeit von O I 6158 mit HM74 um 0.05 ... 0.10 dex überbewertet ist und eher einen Wert im Bereich von $\log \varepsilon_{\odot}(6158) = 8.70 \dots 8.80$ dex annehmen dürfte.

⁶²Ein ähnlich hoher Radial-Tangential-Parameter wird auch von Takeda (1995) angegeben.

⁶³Laut Holweger (1967) kann die empirische Temperaturschichtung nur bis $\log \tau_0 \lesssim 0.3$ aus der beobachteten Mitte-Rand-Variation des Intensitätskontinuums abgeleitet werden, weil selbst beim Opazitätsminimum von H^- ($1.6 \mu\text{m}$) kaum noch Photonen aus tieferen Schichten der Photosphäre entweichen.

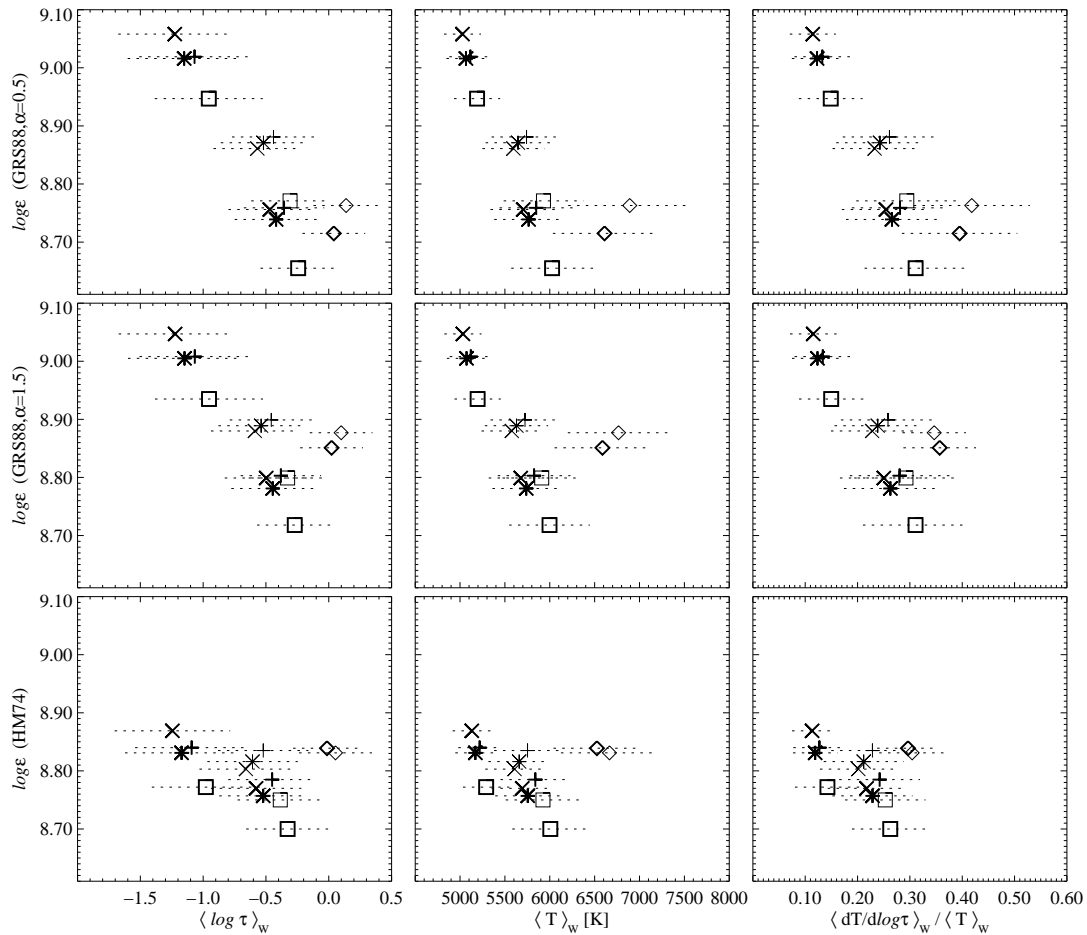


Abbildung 3.23 Mittlere Tiefen, mittlere Temperaturen und Temperaturgradienten für die Entstehung der Äquivalentbreiten von O I-Linien: 6158 (\diamond), 7772 (\times), 7774 ($*$), 7775 ($+$), 8446 (\square). Häufigkeiten, die aus Intensitätsäquivalentbreiten ($\mu=1, 0.2$) bestimmt worden sind, werden durch *fette* Symbole dargestellt. Die Entstehungstiefen wurden mit dem NLTE-Standardmodell berechnet. Die 1σ -Breiten der Beitragsfunktionen werden *gestrichelt* dargestellt. Die Mittelwerte über $\log \tau_0$, T und $dT/d\log \tau_0$ wurden anhand der ν Beitragsfunktionen von Magain (1986) (residuale Intensitäten) und Achmad *et al.* (1991) (residuale Flüsse) berechnet. Die Beitragsfunktion für Flußresiduen F_λ/F_c kann auf mehrere Arten formuliert werden und ist nicht eindeutig festgelegt. Die von Achmad *et al.* vorgeschlagene Formulierung gibt lediglich Anhaltspunkte dafür, aus welchen Schichten der Photosphäre wesentliche Beiträge zur Bildung der residualen Flußprofile stammen. Aus dieser Darstellung wird ersichtlich, daß die Einzellinienhäufigkeit der hochangeregten O I 6158-Linie empfindlich vom Temperaturgradienten in den innersten Schichten von HM74 bzw. GRS88 abhängt. O I 6158 entsteht am inneren Photosphärenrand, wo der Mischungswegparameter α beim GRS88-Modell auf die Temperaturschichtung wirkt. Dies wird besonders deutlich, wenn man die Einzellinienhäufigkeiten für $\alpha = 1.5$ (Temperaturgradient ähnlich wie bei HM74) mit dem an Balmerprofilen des Flußspektrums festgelegten Wert von $\alpha = 0.5$ vergleicht. Das mit dem HM74-Modell gerechnete H_β -Profil stimmt nicht mit dem solaren Flußspektrum überein Fuhrmann *et al.* (1994). Andererseits ist α so gewählt, daß der Temperaturgradient der GRS88-Photosphäre eine Übereinstimmung von theoretischem und beobachtetem Flußprofil gewährleistet. Wir müssen deshalb von einem Temperaturgradienten ausgehen, der bei $\log \tau_0 \approx 0 \dots 0.4$ der GRS88-Temperaturschichtung zu $\alpha = 0.5$ entspricht. Mit diesem Argument bestimmen wir aus der O I 6158-Linie eher eine solare Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(6158) = 8.70 \dots 8.80$.

Abb. 3.22 liefert eine für die Bewertung unserer NLTE-Rechnungen wichtige Erkenntnis. Die LTE-Einzellinienhäufigkeiten von O I 7773 aus dem Randintensitätsspektrum ($\mu = 0.2$) weisen sowohl für GRS88 als auch für HM74 einen signifikanten Trend auf, der für das NLTE-Standardmodell (ohne Wasserstoffstöße) weitgehend verschwindet, und zwar *unabhängig* vom zugrundeliegenden Temperaturverlauf. Zwar können wir auf diese Weise nicht zwischen einem NLTE-

Modell mit $S_H = 0$ und 5 unterscheiden, aber der Trend bei Analyse der Linien unter Annahme von LTE ist signifikant. Beim Vergleich der LTE-Profile in Abb. 3.20 (*unten*) fällt die Diskrepanz in den Linienzentren des Randintensitätsspektrums auf. Da wir allerdings keine Mikroturbulenzschichtungen untersucht haben, können wir den LTE-Häufigkeitstrend erst im Zusammenhang mit der Untersuchung der O I 7773-Linien in F-Hauptreihensternen und Unterriesen behandeln. Dieser LTE-Häufigkeitstrend, der auch bei F-Sternen und Unterriesen beobachtet werden kann, läßt sich nämlich nicht durch einen zu niedrigen Mikroturbulenzparameter erklären. Vielmehr stellen wir bei Analyse der O I 7773-Tripletts von Unterriesen einen Zusammenhang zwischen dem NLTE-Effekt und dem LTE-Häufigkeitstrend fest. In Kapitel 4 wird eine mögliche Erklärung für diesen Trend geliefert (Abb. 4.3 auf S. 136 veranschaulicht den Effekt). Wenn der reale Verlauf der Gesamtquellfunktion⁶⁴ $S_\lambda(\tau_0)$ nicht-thermisch ist und sich in bestimmten Tiefenbereichen von der lokalen Planck-Funktion $B_\lambda(T(\tau_0))$ unterscheidet, dann sind die einzelnen O I 7773-Tripletlinien je nach ihrer spezifischen Einsenkung betroffen.

Obwohl die relative Verschiebung der Beitragsfunktionen entlang der τ -Skala für alle Winkelpositionen nahezu gleich ist, zeigt sich, daß der Trend der NLTE-Abweichungen in den Linienzentren bei $\mu = 1$ kleiner sein muß als bei $\mu = 0.2$. Für die relative Verschiebung der Beitragsfunktionen und entsprechend für die unterschiedlichen Entstehungstiefen ist das Verhältnis der gf -Werte maßgeblich. Der NLTE-Trend ist umso ausgeprägter, je weiter sich die Linienentstehung in höhere Bereiche der Photosphäre verlagert. Linienzentren, die am Sonnenrand beobachtet werden, entstehen in höheren Photosphärenschichten als solche, die im Sonnenzentrum zu sehen sind. Während die korrekte Berücksichtigung der nicht-thermischen Quellfunktion im Rahmen einer NLTE-Analyse konsistente Einzellinienhäufigkeiten liefert, muß die Vernachlässigung derselben für die stärkere 7772 Å-Linie eine höhere Sauerstoffhäufigkeit ergeben als für die schwächste 7775 Å-Linie. Die Tripletlinien tasten unterschiedlich tiefe Bereiche der *gesamten* Quellfunktion $S_\lambda(\tau_0)$ ab.

3.6.3 Stoßdämpfungsparameter C_4 - und C_6 -Werten

Die NLTE-Profile des O I 7773-Tripletts weisen schmalere Flügel auf als die LTE-Profile, wenn man die gleiche van der Waals-Konstante und die gleichen Makroturbulenzparameter verwendet. Für den Profilvergleich in Abb. 3.20 haben wir uns wie Takeda (1995) für eine Anpassung der Makroturbulenzprofile entschieden (vgl. S. 116). Der O I 7773-Profilfit liefert allerdings keine eindeutigen Parametersätze. Verschiedene Parameterkombinationen von $\log \varepsilon_\odot(7773)$, ξ_{mic} , Ξ_{mac} bzw. ζ_{RT} und C_6 bzw. C_4 wären möglich.⁶⁵ Orientiert man sich an den Vorgaben von Gray (1977) bzw. Fuhrmann *et al.* (1997), so sind $\xi_{mic} \approx 1 \text{ km s}^{-1}$ und $\zeta_{RT} \approx 3.1 \dots 3.8 \text{ km s}^{-1}$ für das solare Flußspektrum repräsentative Parameter.⁶⁶ Folglich müßte der C_6 - bzw. C_4 -Wert vergrößert werden, damit die Flügel der theoretischen NLTE-Profile breit genug sind. Wir entscheiden uns für $\log C_6 = -31.5$ als Kompromiß, um beim Vergleich der mit unterschiedlichen NLTE-Modellen bestimmten Einzellinienhäufigkeiten nicht zusätzlich einen sich auf \triangleright modellspezifische Dämpfungskonstanten beziehenden Häufigkeitseffekt berücksichtigen zu müssen. Dieser $\log C_6$ -Wert ist 0.4 dex höher als der Wert, den man aus der Unsöldformel Gl. B.8 (mit Bahndrehimpuls) erhält. Die in Abb. 3.22 dargestellten O I 7773-Einzellinienhäufigkeiten wurden ebenfalls mit diesem C_6 -Wert berechnet.

Wir wollen nun abschätzen, welchen Einfluß eine Änderung von C_6 - bzw. C_4 -Parameter auf

⁶⁴Hier handelt es sich nicht um die Linienquellfunktion S_λ^1 , sondern um die *gesamte* Quellfunktion gemäß Gl. 2.17, S. 24.

⁶⁵ Ξ_{mac} steht hier entweder für den Parameter des Exponentialprofils oder des Gauß-Profiles. Beide Verbreiterungsprofile wurden bei Anpassung der O I-Linien an die Intensitätsatlanten verwendet.

⁶⁶Für Flußprofile wird grundsätzlich eine Rotationsverbreiterung von $v \sin i = 1.8 \text{ km s}^{-1}$ verwendet.

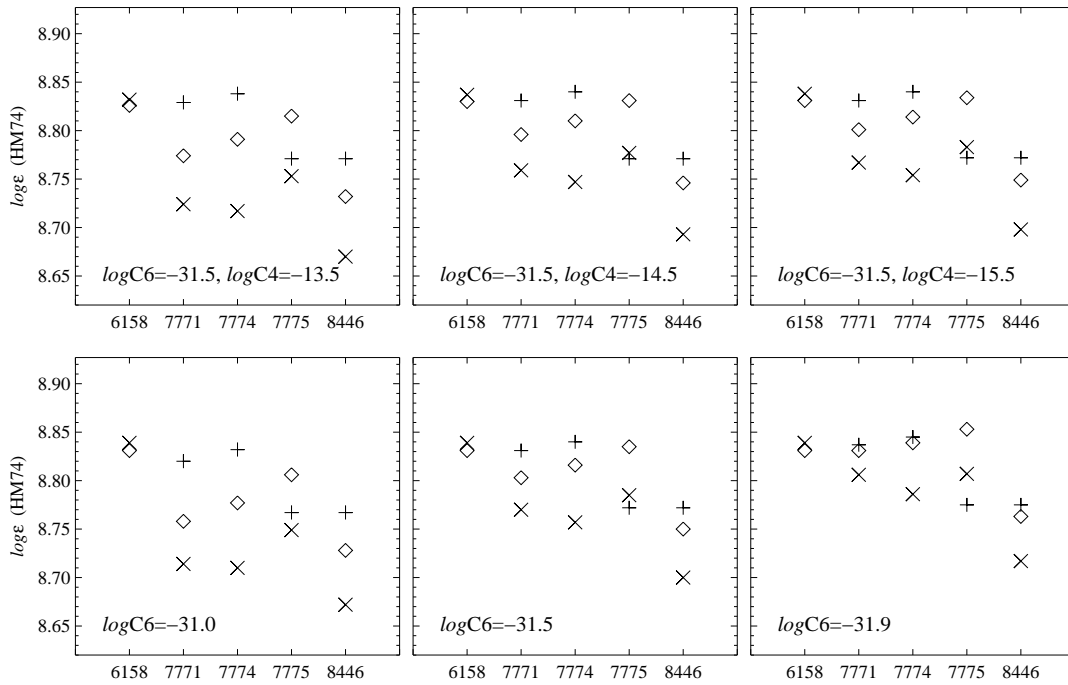


Abbildung 3.24 Mitte-Rand-Variation von $\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ in Abhängigkeit von C_4 - und C_6 -Werten. Die Einzellinienhäufigkeiten wurden mit dem NLTE-Standardmodell ($S_H = 0$) aus Äquivalentbreiten berechnet. Die Symbole \times , $+$, \diamond stehen für KPNO72 $\mu=1$, $\mu=0.2$ und KPNO84. *Oben* wurden für das O I 7773-Triplett sowie für O I 8446 bei konstantem C_6 nur C_4 -Werte variiert. *Unten* sind bei vernachlässigtem quadratischem Starkeffekt nur C_6 -Werte variiert worden. Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß das Mitte-Rand-Verhalten der O I 7773-Triplettlinien nicht allein von Modellatmosphäre und NLTE-Modell abhängt, sondern auch von den angesetzten Dämpfungskonstanten, wobei sich aber zeigt, daß der quadratische Starkeffekt vernachlässigbar ist, bzw. durch Skalierung des van der Waals-Parameters kompensiert werden kann (vgl. Bild *links unten* $\log C_6 = -30.0$ mit dem Bild *links oben* $\log C_6 = -31.5$ und $\log C_6 = -13.5$). Hingegen werden die Einzellinienhäufigkeiten für jeweils ein μ – insbesondere am Rand – nur wenig vom Verbreiterungsparameter beeinflusst. Da O I 6158 mit $W \approx 4 \text{ mÅ}$ nicht von der Stoßdämpfung beeinflusst wird, gleichzeitig aber auch keinen nennenswerten NLTE-Effekt zeigt, könnte die Einzellinienhäufigkeit dieser Linie als Fixpunkt dienen, wenn das HM74-Modell nicht durch einen unrealistischen Temperaturgradienten am inneren Photosphärenrand gekennzeichnet wäre. Die Tripletlinien im Randintensitätsspektrum werden nicht nennenswert durch Stoßdämpfung bzw. quadratischem Starkeffekt beeinflusst, dafür aber umso mehr von dem zugrundegelegten NLTE-Modell. Deshalb eignen sich diese Linien eher zur Fixierung von S_H . Die aus den Äquivalentbreiten abgeleiteten LTE- und NLTE-Einzellinienhäufigkeiten wurden einheitlich mit $\log C_6 = -31.5$ berechnet. Dieser C_6 -Wert bildet einen Kompromiß, bei dem ein befriedigender Profilit an die Beobachtung bei gleichzeitig geringer Mitte-Rand-Variation der Einzellinienhäufigkeiten gewährleistet ist. Die niedrigeren Einzellinienhäufigkeiten von O I 8446 können teilweise auf Unsicherheiten der schwierig zu messenden Äquivalentbreiten von 10 ... 20% zurückgeführt werden. Allerdings spricht der Fit in Abb. 3.21 für eine Einzellinienhäufigkeit bei $\log \varepsilon_{\odot}(8446) = 8.73$.

die ermittelten Einzellinienhäufigkeiten hätte. Abb. 3.24 zeigt, daß die Einzellinienhäufigkeiten signifikant von den C_6 -Werten abhängen. Der im vorangegangenen Abschnitt erwähnte LTE-Häufigkeitstrend bei Auswertung der Randintensitätsäquivalentbreiten wird hingegen kaum beeinflusst. Die Mitte-Rand-Variation der ermittelten Einzellinienhäufigkeiten hängt von der angesetzten Dämpfungsverbreiterung ab. Mit $\log C_6 = -31.9$ fällt die Mitte-Rand-Variation der Einzellinienhäufigkeit zwar geringer aus, aber die Profilitfits erfordern bei einem geringeren C_6 -Wert deutlich größere Makroturbulenzparameter, die im Hinblick auf benachbarte Metalllinien (z.B. Fe I 7780.5) nicht zu vertreten sind (und auch keine optimale Übereinstimmung zwischen theoretischen und beobachteten O I 7773-Profilen gewährleisten). Mit den NLTE-Profilen läßt sich ein guter Fit bei moderatem Makroturbulenzparameter erzielen, wenn $\log C_6 \approx -31.0$ und $\zeta_{RT} \lesssim 3.8 \text{ km s}^{-1}$ ge-

Tabelle 3.6 $\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ jeweils unter Annahme von LTE oder NLTE. Äquivalentbreiten werden in mÅ angegeben. Die Häufigkeiten sind von links nach rechts für LTE, NLTE mit $5 \times C_{\text{Iu}}^{\text{H}}$ (Drawin) und NLTE ohne H–Stöße angegeben.

	μ	W_{λ}	GRS 88	HM 74
O I 9266	$\log gf = 0.81, \log C_6 = -31.30$			
	1.0	37.50	8.80 / 8.80 / 8.78	8.87 / 8.86 / 8.84
O I 9263	$\log gf = 0.67, \log C_6 = -31.30$			
	1.0	33.00	8.84 / 8.84 / 8.83	8.91 / 8.90 / 8.89
O I 7772	$\log gf = 0.35, \log C_6 = -31.50$			
	1.0	82.50	8.83 / 8.80 / 8.76	8.87 / 8.83 / 8.77
		73.50	8.99 / 8.93 / 8.86	8.96 / 8.89 / 8.80
	0.2	52.30	9.50 / 9.25 / 9.06	9.32 / 9.07 / 8.87
O I 7774	$\log gf = 0.21, \log C_6 = -31.50$			
	1.0	70.80	8.80 / 8.78 / 8.74	8.84 / 8.81 / 8.76
		64.50	8.99 / 8.94 / 8.87	8.96 / 8.90 / 8.82
	0.2	41.90	9.41 / 9.19 / 9.02	9.24 / 9.01 / 8.83
O I 7775	$\log gf = -0.02, \log C_6 = -31.50$			
	1.0	57.10	8.81 / 8.79 / 8.76	8.86 / 8.83 / 8.78
		51.00	8.98 / 8.94 / 8.88	8.96 / 8.90 / 8.84
	0.2	30.80	9.36 / 9.18 / 9.02	9.20 / 9.00 / 8.84
O I 8447	$\log gf = 0.03, \log C_6 = -31.60$			
	1.0	39.90	8.69 / 8.68 / 8.66	8.75 / 8.73 / 8.70
		33.70	8.84 / 8.82 / 8.78	8.84 / 8.81 / 8.75
	0.2	17.60	9.23 / 9.10 / 8.95	9.06 / 8.92 / 8.77
O I 6158	$\log gf = -0.31, \log C_6 = -30.54$			
	1.0	6.00	8.72 / 8.72 / 8.72	8.84 / 8.84 / 8.84
		4.20	8.77 / 8.77 / 8.76	8.84 / 8.84 / 8.83
O I 6157	$\log gf = -0.45, \log C_6 = -30.54$			
	1.0	6.50	8.90 / 8.90 / 8.90	9.03 / 9.02 / 9.02
		5.10	9.01 / 9.01 / 9.00	9.08 / 9.08 / 9.07
	0.2	3.60	9.89 / 9.88 / 9.82	9.73 / 9.71 / 9.65

wählt wird. Takeda (1995) variiert den Makroturbulenzparameter ζ_{RT} ebenfalls, während Müller *et al.* (1968) im Gegensatz dazu eine noch stärkere van der Waals-Verbreiterung sowie eine tiefenabhängige anisotrope Mikroturbulenzverteilung ansetzen, ohne eine Makroturbulenzverbreiterung zu veranschlagen. Offenbar gibt es in der Literatur keine Einigkeit bei der Behandlung des für die Bewertung der Mitte-Rand-Variation wichtigen intrinsischen Verbreiterungsmechanismus.

Die C_4 -Werte verhalten sich ungefähr proportional zum Kehrwert der effektiven Energiedifferenz $\langle \Delta E \rangle$ zwischen den Übergangstermen und benachbarten Energieniveaus ($C_4 \sim 1/\langle \Delta E \rangle$). Diese Energieabstände sind beim O I-Atom selbst bei Anregungsenergien von ≈ 10 eV relativ groß. Folglich fallen die C_4 -Werte kleiner aus als bei komplexeren Atomen im unteren Energiebereich. Da die hochangeregten Sauerstofflinien aber in tieferen Schichten der Photosphäre entstehen, wo die Elektronen bereits häufiger von ionisiertem Wasserstoff als von Metallen stammen, könnte sich der quadratische Starkeffekt dennoch in den Flügel der O I 7773-Linien bemerkbar machen. Mit $\log C_4 = -14.46$ (Hunger 1960; Müller *et al.* 1968) kann keine Änderung der Profilform festgestellt werden, obwohl selbst dieser Wert nach Unsölds Definition um den Faktor 2π zu hoch sein dürfte (vgl. Müller *et al.* 1968, S. 131).

Wir erinnern daran, daß zwei unterschiedliche Definitionen für C_n kursieren, die im Zusammenhang mit Gl. B.11 für γ_6 bzw. Gl. B.6 für γ_4 zu Verwirrung führen könnte. Je nachdem, ob die Verstimmung der Übergangsterme in Einheiten der *Frequenz* oder der *Kreisfrequenz* betrachtet werden, können sich in der Literatur angegebene $\log C_6$ -Werte um ≈ 0.8 dex ($= \log(2\pi)$) unter-

scheiden:

$$C_n^{\text{Gray76,Mihalas78}} = 2\pi \cdot C_n^{\text{Unsöld68,Kurucz88}}. \quad (3.8)$$

Wenn die Verbreiterungsparameter der Theorie folgend verwendet werden, kann daraus eigentlich kein Problem erwachsen. Unsere Angaben über verwendete C_4 - und C_6 -Werte beziehen sich auf die in Gl. B.5 wiedergegebene Definition von Unsöld (1968). Zu einer *gravierenden Inkonsistenz* führt es, wenn die Definition von Mihalas (1978) $\Delta\omega = C_n/r^n$ mit den genannten Formeln für $\gamma_n \sim C_n^x$ nach Unsöld (1968) verknüpft werden.⁶⁷

Zur Bestimmung der *absoluten* solaren Sauerstoffhäufigkeit und der *differentiellen* stellaren Sauerstoffhäufigkeiten verwenden wir einen *astrophysikalischen* C_6 -Wert, den wir zuvor durch Profilanpassung gewonnen haben. Bei dieser Anpassung (s. Abb. 3.20) wurde weitgehend darauf geachtet, daß sich C_6 -Wert und Makroturbulenzparameter ζ_{RT} in ihrer Wirkung nicht kompensieren. Wir wählen einen kleineren ζ_{RT} -Wert als Takeda (1995), weil die van der Waals-Verbreiterung die Krümmung der äußeren Linienflügel wie gewünscht stärker beeinflußt als das Radial-Tangential-Profil.⁶⁸ Letztlich sind aber beide Verbreiterungsarten nur schwer anhand eines Profilvergleichs zu unterscheiden.⁶⁹ Der Unterschied zwischen den C_6 -Werten, die mit HM74 und solchen, die mit GRS88 justiert wurden, fällt im Vergleich zu den Unterschieden, die sich für den adjustierten C_6 -Parameter aus dem LTE- und NLTE-Fit ergeben, kaum ins Gewicht.

Wir halten fest, daß die aus dem O I 7773-Triplett abgeleitete solare Sauerstoffhäufigkeit unter Verwendung der HM74-Photosphäre und unseres NLTE-Standardmodells (ohne Wasserstoffstöße) $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.74 \dots 8.83$ beträgt (oder 8.79 ± 0.05). Innerhalb dieser Bandbreite hängt $\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ systematisch von der vorausgesetzten Kombination von Dämpfungs- und Makroturbulenzverbreiterung ab. Die Mitte-Rand-Variation der Einzellinienhäufigkeiten läßt sich mit dem NLTE-Modell ebenso beseitigen wie der Trend, der sich für die LTE-Häufigkeiten innerhalb des Randintensitätstripletts einstellt. Während die Mitte-Rand-Variation der Einzellinienhäufigkeiten sowohl von der zugrundegelegten Modellphotosphäre als auch von den Dämpfungskonstanten abhängt, stellt die Konsistenz der Einzellinienhäufigkeiten des Randintensitätsatlanten einen ersten Prüfstein für das verwendete NLTE-Modell dar. Da die Konsistenz der Einzellinienhäufigkeit des O I 7773-Tripletts aus dem Randintensitätsspektrum ebenso von einer – hier nicht berücksichtigten – tiefenabhängigen, isotropen Mikroturbulenz abhängen kann, ist der Häufigkeitstrend am Rand nur unter Vorbehalt als NLTE-Effekt interpretierbar. Unsere Deutung wird sich allerdings im Rahmen der Bestimmung stellarer O I 7773-Einzellinienhäufigkeiten bestätigen (6.2.3.1).

⁶⁷Die Formulierung in dem Kieler Spektrumsynthese-Programm LINFOR (Steffen *et al.* 1981; Traving *et al.* 1966) ist konsistent: Von $\Delta\omega = C_n/r^n$ ausgehend werden die gemäß Gl. B.11 bzw. Gl. B.6 berechneten Dämpfungsparameter γ_6 und γ_4 entsprechend durch $(2\pi)^{2/5}$ bzw. $(2\pi)^{2/3}$ dividiert. Dies ist offensichtlich bei García López *et al.* (1993, S. 176), die die verwendeten Formeln explizit angeben, *nicht* der Fall. Es ist wenig hilfreich, wenn die verwendeten Formulierung für C_6 bzw. γ_6 unter *gleichzeitigem* Verweis auf Unsöld und Mihalas (1978) angegeben wird (vgl. Kiselman 1993, S. 274, Abschn. 3.7). Leider werden in der Literatur nur selten C_4 - und C_6 -Werte mit den zugrundegelegten Definitionen (nicht nur für C_n sondern auch für γ_n) angegeben. Gelegentlich ist ein schlichter Verweis auf die sogenannte *Unsöldformel* mißverständlich. Z.B. verwenden Baschek *et al.* (1977) die Dämpfungsparameter $\log C_6 = -30.87$ und $\log C_4 = -14.46$ für das O I 7773-Triplett und verweisen indirekt auf die von Traving *et al.* (1966) angegebene *klassische Unsöld-Approximation*. Tatsächlich entspricht die von Traving *et al.* (1966, S. 32, Gl.14) angegebene Formel zur Berechnung von C_6 *nicht* der Formel bei Unsöld (1968, S. 333, Gl.82,55), sondern weicht um genau den Faktor 2π ab (vgl. Müller *et al.* 1968, S. 131). Der C_6 -Wert von Baschek *et al.* (1977) ist somit mit $\log C_6 = -31.5$ (nach der von uns verwendeten Definition) vereinbar, und die Vernachlässigung der quadratischen Starkverbreiterung führt zu keinen signifikanten Konsequenzen.

Es besteht der begründete Verdacht, daß gelegentliche Diskussionen in der Literatur hinsichtlich des C_6 -Dämpfungsparameters überflüssig wären, wenn sich die Autoren klar darüber sein könnten, ob der umstrittene C_6 -Wert bereits einen Faktor 2π enthält und ob der C_6 -Wert konsistent in die Formeln zur Berechnung von γ_6 eingebracht wird.

⁶⁸siehe Bemerkungen auf S. 116 zu den Profiliten von Takeda (1995).

⁶⁹Deshalb haben wir ja auch die systematischen Effekte unterschiedlicher C_4 - und C_6 -Wert auf die ermitteltem Einzellinienhäufigkeiten abgeschätzt.

Das NLTE-Standardmodell mit $S_H = 0$ können wir im jetzigen Stadium der Untersuchung noch nicht als *repräsentativ* betrachten. Die Wiedergabe der Mitte-Rand-Variation der O I 7773-Linien liefert die bislang einzige Evidenz für der Verzicht auf Neutralteilchenstöße. Auch wenn die aus anderen Häufigkeitsindikatoren ermittelte solare Sauerstoffhäufigkeit einem Wert von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) \lesssim 8.82$ nicht widerspricht, soll uns die grundsätzliche Übereinstimmung der NLTE-Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(7773) \approx 8.80$ mit den Einzellinienhäufigkeiten $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O I})$ (mit Ni- und CN-Blend), $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH A-X})$, $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m})$ und $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m})$ nicht zufriedenstellen, weil die systematischen Fehler aufgrund der zugrundegelegten Temperaturstrukturen für die einzelnen Häufigkeitsindikatoren zu unterschiedlichen Konsequenzen führen. Folglich steht unser Vergleich der *indikatorspezifischen* solaren Sauerstoffhäufigkeiten unter dem Vorbehalt der Modellphotosphären. Wir wollen und können aber die Effizienz der Neutralteilchenstöße anhand der Untersuchung von O I 7773-Linien in Sternen *besser* bestimmen und erhalten auf diese Weise ein von der Mitte-Rand-Variation unabhängiges Argument für die Vernachlässigung von Wasserstoffstößen. Im Vorgriff auf das Ergebnis der in Abschnitt 6.2 ausgeführten Untersuchung können wir sagen, daß wir unser NLTE-Standardmodell (ohne Wasserstoffstöße) empirisch bestätigen können, und daß das solare O I 7773-Triplett ein mindestens ebenso guter Häufigkeitsindikator ist wie die im fernen und nahen Infraroten befindlichen Rotations- und Rotations-Schwingungslinien von OH.

3.6.4 Vergleich mit der Literatur

Müller *et al.* (1968) bestimmen eine solare LTE-Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.83$, die für verschiedene Winkelpositionen gleich bleibt. Die Autoren beobachten solare O I-Intensitätsprofile unter verschiedenen Winkeln μ , unter anderem auch das O I 7773-Triplett (s. Tab. F.2 auf S. 333). Die Autoren werten Äquivalentbreiten und Linienprofile aus, die sie mit synthetischen LTE-Profilen vergleichen. Sie finden, daß die Mitte-Rand-Variation der Äquivalentbreiten von den beobachteten Linien mit dem halb-empirischen Photosphärenmodell von Holweger (1967) am besten⁷⁰ reproduziert werden kann. Demgemäß entstehen die O I 7773-Linien – laut Müller *et al.* – im LTE. Die von Müller *et al.* (1968) gezeigten Profilvergleiche sind allerdings nicht sehr überzeugend, weil die synthetischen Profile auffällig zu breit sind.

Im Zusammenhang mit dem Modell von Holweger (1967) setzen Müller *et al.* ein anisotropes mikroturbulentes Geschwindigkeitsfeld an: Die tangentielle Geschwindigkeitsdispersion ist größer als die radiale Komponente, so daß die zu berücksichtigende resultierende Komponente bei kleineren Winkeln μ größer ist als im Scheibenzentrum. Mit der größeren Mikroturbulenz am Rand ergeben sich etwas größere Äquivalentbreiten. Folglich verringert sich der Gradient $dW/d\mu$, was der beobachteten Mitte-Rand-Variation der O I 7773-Linien etwas entgegen kommt.⁷¹ Tangentiale und radiale Mikroturbulenzkomponenten werden nach Holweger (1967) zusätzlich tiefenabhängig angesetzt. Es ist bemerkenswert, daß die Autoren keine Makroturbulenz berücksichtigen. C_6 -Werte werden von Müller *et al.* nach Unsöld (s. Gl. B.10) berechnet und um den Faktor 10 erhöht (siehe Fußnote 67 auf S. 111). Sie finden, daß die synthetischen Profile besser zu vergleichen sind, wenn ihre C_6 -Parameter sogar zusätzlich um den Faktor 7.6 erhöht werden. Ihr C_6 -Wert für das O I 7773-Triplett ist somit 10-mal größer als der C_6 -Wert nach Mihalas (1978, Gl. 9-76) bzw. der um 2π vergrößerten C_6 -Wert nach Gl. B.10. Wir machen eine ähnliche Feststellung nur für NLTE-Profile (Abschn. 3.6.3), während die LTE-Profile mit dem nach Gl. B.10 berechneten C_6 -Wert relativ gut mit der Beobachtung übereinstimmen, jedoch für jede Winkelposition eine eigene

⁷⁰Müller *et al.* verwenden vier verschiedene Modelle, wobei das Modell von Holweger (1967) am überzeugendsten abschneidet.

⁷¹Die van der Waals-Verbreiterung ist allerdings bedeutsamer für die Wiedergabe der beobachteten Mitte-Rand-Variation als die Mikroturbulenz.

Häufigkeit erfordern.

Wir halten es für möglich, daß Müller *et al.* die Mitte-Rand-Variation des O I 7773-Tripletts durch LTE-Profile nur deshalb wiedergeben können, weil sie zu große C_6 -Werte und Mikroturbulenzparameter angesetzt, während die Makroturbulenz als Verbreiterungsmechanismus unberücksichtigt bleibt. Die unbefriedigende Übereinstimmung von synthetischen und beobachteten Linienprofilen weist aber die Überschätzung der Mikroturbulenz zu Ungunsten der Makroturbulenz hin. Im Gegensatz zu Müller *et al.* (1968) vergleichen wir in Abb. 3.20 O I 7773-Profile die mit einem winkelabhängigen Makroturbulenzprofil verbreitert worden sind.

Betrachtet man die im Vergleich zur vorliegenden Arbeit abweichenden Voraussetzungen (Photosphärenmodell, Mikro-Makroturbulenz-Modell, verbesserte kontinuierliche Opazitäten, unterschiedliche C_6 -Werte, NLTE), so muß die Nähe der von Müller *et al.* (1968) bestimmten solaren Sauerstoffhäufigkeit zu dem von uns vorgeschlagenen Wert von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) \approx 8.80$ eher als Zufall gewertet werden. Dies gilt insbesondere deshalb, weil wir einen signifikanten NLTE-Effekt von 0.1... 0.2 dex (abhängig von μ) nachweisen können.

Altrock (1968) beobachtet die Mitte-Rand-Variation einiger O I-Linienprofile, u.a. der O I 7773-Linien (Tab. F.1 und Tab. F.3). Die von ihm gemessenen Äquivalentbreiten sind geringfügig kleiner als die Äquivalentbreiten von Müller *et al.* (1968), aber zeigen einen ähnlichen Trend. Im Gegensatz zu Müller *et al.* kommt Altrock zu dem Ergebnis, daß das O I 7773-Triplett nicht im LTE entsteht. Mit einem analytischen Ansatz löst er die Strahlungstransportgleichung, und findet, daß die Linienquellfunktion für O I 7773 im Linienentstehungsbereich ($\log \tau_0 \approx -1$) etwa 35% kleiner ist als die Planck-Funktion.⁷² Entsprechend sind NLTE-Häufigkeiten aus dem O I 7773-Triplett im Vergleich zu den LTE-Häufigkeiten um 35% verringert ($\Delta \log \varepsilon \approx 0.15$ dex). Altrock deutet die Abweichung vom thermischen Gleichgewicht als Überbesetzung des $3s^5S^o$ -Niveaus aufgrund der Metastabilität dieses unteren Niveaus der O I 7773-Übergänge. Diese Überpopulation bestätigt sich kaum bei den NLTE-Rechnungen der vorliegenden Arbeit: $3s^5S^o$ ist nur schwach überbesetzt, während $3p^5P$ deutlich unterbesetzt ist. Die Überbesetzung von $3s^5S^o$ hängt jedoch maßgeblich von der Kopplung der höheren Energieniveaus an das Kontinuum ab. Je mehr Niveaus bei der NLTE-Rechnung berücksichtigt werden und je stärker die oberen Niveaus an das Kontinuum koppeln, umso größer fällt die Überbesetzung von $3s^5S^o$ aus. Altrock (1968) verwendete eine Zwei-Niveau-Approximation und nahm für das obere Niveau $3p^5P$ LTE an. Die Überbesetzung, die er findet, ist also eine direkte Konsequenz dieser Annahme, die nach Kiselman (1993) sowie unseren eigenen NLTE-Rechnungen nicht haltbar ist.

Altrock berücksichtigt keine tiefenabhängige oder anisotrope Mikroturbulenz im Gegensatz zu Müller *et al.* (1968), und aus seiner Arbeit geht nicht hervor, wie die van der Waals-Verbreiterung behandelt wird. Trotz dieser Unzulänglichkeiten findet er aber mit der halb-empirischen Analyse-methode einen NLTE-Effekt von ähnlicher Größenordnung, wie andere nach ihm im Rahmen ausgedehnter NLTE-Rechnungen finden, darunter Sedlmayr (1974), Kiselman (1993) bzw. unser Ergebnis (Tab. 3.6).

Sedlmayr (1974) führt die ersten umfangreichen NLTE-Rechnungen für Sauerstoff in der Sonne durch. Sein Atommodell umfaßt 7 Linienübergänge, 6 O I-Niveaus aus dem Triplett- und dem Quintett-Spinsystem sowie den Grundzustand von O II. Er untersucht zunächst die Kopplung zwischen den Spinsystemen über den verbotenen Übergang $3s^5S^o$ – $3p^3P$ bei 6726 Å, stellt aber für

⁷²Hier sei daran erinnert, daß die *Linienquellfunktion* S^1 grundsätzlich kleiner ist als die nach Gl. 2.17 definierte Quellfunktion S (Gl. 4.22 auf Seite 140), die vom jeweiligen $gf\varepsilon$ -Wert abhängt (siehe Abb. 4.3).

diese Linie keine signifikante Abweichung vom LTE fest. Damit wird die Entkopplung der Spinsysteme und die alleinige Betrachtung des Quintett-Spinsystems gerechtfertigt. Bei der Untersuchung des O I 7773-Tripletts berücksichtigt er auch die Feinstrukturaufspaltung des oberen $3p^5P$ -Niveaus (vgl. Abb. 4.1 auf S. 129). Sedlmayr bestätigt den von Altröck (1968) diagnostizierten NLTE-Effekt, bei dem die *Linienquellfunktion* im Linienentstehungsbereich etwa 35% kleiner ist als die Planck-Funktion. Der Autor kann mit seinem NLTE-Modell außerdem das Mitte-Rand-Verhalten der O I 7773-Linien reproduzieren. Er verwendet dabei das halb-empirische solare Photosphärenmodell von Holweger (1967). Auf die Berücksichtigung von Ladungsaustauschreaktion und *line blocking* wird verzichtet. Die Wirkungen von Neutralteilchenstößen auf die O I 7773-Linienentstehung wird ebenfalls nicht untersucht. Abweichend von Müller *et al.* (1968) verwendet Sedlmayr eine konstante isotrope Mikroturbulenz von 1.5 km s^{-1} und setzt bei seinem Vergleich mit den beobachteten O I 7773-Profilen von Müller *et al.* (1968) eine Makroturbulenz von $3 \dots 4 \text{ km s}^{-1}$ (Gauß-Profil) voraus. Die Behandlung der van der Waals-Verbreiterung wird von Sedlmayr nicht erwähnt.

Wenn wir Sedlmayrs Untersuchung mit unseren Ergebnissen vergleichen, so stellen wir fest, daß die Methode und das Atommodell von Sedlmayr auch aus heutiger Sicht grundsätzlich ausreichend sind, um die NLTE-Effekte in der Sonne und in sonnenähnlichen Sternen zu berechnen. Eine Bewertung der von Sedlmayr berechneten NLTE-Effekte, die eine Überprüfung der zugrundegelegten Modellannahmen erfordert, ist dagegen nicht in dem Umfang möglich wie in der vorliegenden Arbeit, weil wir unseren Modellannahmen nicht nur an der Mitte-Rand-Variation des O I 7773-Tripletts prüfen, sondern die Übereinstimmung der aus verschiedenen Häufigkeitsindikatoren abgeleiteten Einzellinienhäufigkeiten ebenso fordern wie die Konsistenz der O I 7773-EABD en in Unterriesen. Die *absoluten* solaren Sauerstoffhäufigkeit, gibt Sedlmayr (1974) mit Werten zwischen $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.60 \dots 8.70$ an. Dieser Wert kann aber nicht unmittelbar mit der Absoluthäufigkeit aus der vorliegenden Arbeit verglichen werden und ist nicht geeignet, unseren Befund einer im Vergleich zu Anders und Grevesse (1989) bzw. Biémont *et al.* (1991a) *systematisch* kleineren solaren Sauerstoffhäufigkeit zu untermauern.

Biémont *et al.* (1991a) untersuchen die solare Sauerstoffhäufigkeit unter dem Aspekt der zugrundegelegten Übergangswahrscheinlichkeiten (siehe Abschn. 3.6.1). Sie glauben, daß ihre Arbeit nicht nur *akkurate* f -Werte geliefert hat, sondern auch eine *akkurate* solare Sauerstoffhäufigkeit. Ihre Häufigkeitsanalyse stützt sich auf Äquivalentbreiten erlaubter Linienübergänge aus dem LIEGE73-Intensitätsatlas. Dabei wird das HM74-Modell verwendet. Es ist bemerkenswert, daß die Autoren

- den O I 7773-Übergängen bei Mittelung über die Einzellinienhäufigkeiten großes Gewicht beimessen, aber keinerlei Bezug auf Arbeiten nehmen, die die nicht-thermische Entstehung des O I 7773-Tripletts diskutieren (Altröck 1968; Sedlmayr 1974) – immerhin ein Grund für Lambert (1978) die Tripletlinien als Häufigkeitsindikatoren nicht zu empfehlen.
- den mit $W \lesssim 6 \text{ mÅ}$ sehr schwachen Linien O I 6156.77 und 6158.18 großes Gewicht geben, obwohl diese am empfindlichsten auf die im inneren Teil der Photosphäre problematische Temperaturstruktur des HM74-Modells reagieren (siehe Abb. 3.23). O I 6156.77 wird ebenfalls großes Gewicht beigemessen (Biémont *et al.* erhalten $\varepsilon = 8.98$), obwohl das atypische Mitte-Rand-Verhalten (vgl. Altröck (1968), Tab. I, und Müller *et al.* (1968), Abb. 2) dieser Linie einen signifikanten Blend anzeigt (vgl. Tab. 3.6).
- zwar ihre Wahl der relativ bedeutungslosen Mikroturbulenz (0.85 km s^{-1}) erwähnen, aber keine Angaben zu den ungleich wichtigeren Dämpfungsparametern machen.

- zahlreiche signifikant geblendete Linien, wie z.B. O I 8446.36 (siehe Abb. 3.21) in Betracht ziehen.
- Mittelwert und Standardabweichung über eine Stichprobe (Einzellinienhäufigkeiten) bilden, deren systematische Fehler, verursacht durch NLTE, Blends und spezifische Abhängigkeiten von der zugrundegelegten Temperaturstruktur nicht als normalverteilt betrachtet werden kann. Der von Biémont *et al.* angegebene Fehler von 0.04 dex ist deshalb nicht glaubwürdig.

Die solare Sauerstoffhäufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.86 \pm 0.04$ von Biémont *et al.* basiert also im wesentlichen auf den Übergängen O I 7773, O I 6156.77, 6158.18 und O I 9266.01 (ebenfalls geblendet), die unter Annahme von LTE ausgewertet worden sind. Von einer *akkuraten* solaren Sauerstoffhäufigkeit kann man angesichts der methodischen Mängel der Untersuchung nicht sprechen. Die Autoren können allenfalls für sich in Anspruch nehmen, mit der Einzellinienhäufigkeit des O I 7773-Tripletts für $\mu=1$ eine obere Grenze für die solare Sauerstoffhäufigkeit bestimmt zu haben, weil die O I-Linien im Zentralintensitätsspektrum kleinere NLTE-Effekte zeigen als bei anderen Winkelpositionen bzw. im solaren Flußspektrum. Der NLTE-Effekt führt aber selbst bei der Analyse des O I 7773-Tripletts zu 0.08 ... 0.10 dex kleineren Häufigkeiten (Tab. 3.6). Wenn wir außerdem die systematischen Fehler für die hochangeregten Linien aufgrund des nicht repräsentativen Temperaturverlaufs von HM74 bzw. MACKKL86 für $\log \tau_0 > 0.3$ berücksichtigen, kommen wir zu dem Ergebnis, daß die solare Sauerstoffhäufigkeit von Biémont *et al.* (1991a) um ≈ 0.1 dex zu hoch ist.

King und Boesgaard (1995) bestimmen die O I 7773-Häufigkeit nicht unabhängig von dem sogenannten *akzeptierten* Wert von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.93$. Die Autoren beabsichtigten eine Untersuchung der Mitte-Rand-Variation der O I 7773-Tripletts, aber verwenden die theoretische Photosphäre von Kurucz (1992a), dessen Defizite bei der Wiedergabe der Mitte-Rand-Variation des Intensitätskontinuums zusätzlich Probleme aufwirft. King und Boesgaard (1995) wiederholen die Mitte-Rand-Intensitätsmessungen von Altröck (1968), um festzustellen, ab welchem Radius (bzw. μ) Abweichungen vom LTE signifikant werden.⁷³ Die Autoren bestätigen die Messungen Altröcks (ihre Äquivalentbreiten weichen um bis zu 7% von Altröck ab). Sie geben den Messungen von Altröck (1968) allerdings größeres Gewicht, weil dieser einen Doppel-Paß-Spektrographen verwendete. Die Messungen von King und Boesgaard (1995) leiden insbesondere am Sonnenrand unter Streulichteffekten. Die Autoren weisen darauf hin, daß die Flußprofile gemäß der Eddington-Barbier-Relation ungefähr den Intensitätsprofilen bei $\mu=0.65$ ähnlich sind, An dieser Stelle seien die Abweichungen zwischen den beobachteten und den theoretischen LTE-Äquivalentbreiten relativ klein. Sie nehmen deshalb an, daß NLTE-Effekte für die Häufigkeitsbestimmung aus Flußäquivalentbreiten der Sonne marginal sind und sehen sich durch die Tatsache bestätigt, daß ihre LTE-Häufigkeit von 8.89 (für den Fluß) mit dem *akzeptierten* Wert (8.93) bzw. der aus dem LIEGE73-Atlanten bestimmten LTE-Häufigkeit von Biémont *et al.* (1991a) (8.86) vereinbar ist.

Bei ihrer Argumentation schränken King und Boesgaard (1995) die Größenordnung des NLTE-Effekts durch die Annahme ein, daß die solare Sauerstoffhäufigkeit hinreichend bekannt sei.⁷⁴

⁷³ Genau bei solch einer Untersuchung ist aber entscheidend, ob der Berechnung des O I 7773-Tripletts eine Photosphäre zugrunde liegt, die zumindest die Mitte-Rand-Variation des Kontinuums zufriedenstellend reproduziert. Die Photosphäre von Kurucz (1992a) leistet dies jedenfalls nicht.

⁷⁴ Es ist kurios, daß King und Boesgaard auch auf die Arbeit von Biémont *et al.* (1991a) verweisen, die die solare Sauerstoffhäufigkeit substanzial aus dem O I 7773-Triplett und anderen problematischen Linien ableiten. In diesem Zusammenhang ist es bemerkenswert, daß die Autoren das Ergebnis von Biémont *et al.* mit dem Kurucz-Modell reproduzieren können, während Biémont *et al.* dem HM74 den Vorzug gaben (vgl. dazu die Reanalyse von Altröcks Äquivalentbreiten in Tab. F.3).

Sie bezweifeln die von Kiselman (1991) berechneten NLTE-Effekte, weil Kiselman viel größere Äquivalentbreiten berechnet als Altrock (1968) mißt. Dabei kann Kiselman, wie bereits Sedlmayr (1974), die von Altrock beobachtete Mitte-Rand-Variation der O I 7773-Tripletlinien zumindest *differentiell* befriedigend wiedergeben. Kiselman erhält nur deshalb größere theoretische Äquivalentbreiten, weil er wie King und Boesgaard (1995) die von Anders und Grevesse (1989) angegebene solare Sauerstoffhäufigkeit *voraussetzt*.

Takeda (1994) führt NLTE-Rechnungen für Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff in der Sonne, Procyon und metallarmen Sternen durch. Sein O I-Atommodell umfaßt 86 Niveaus bzw. 294 Übergänge. Die NLTE-Häufigkeit bestimmt Takeda aus den Intensitäts-Äquivalentbreiten von Biémont *et al.* (1991a). Er untersucht die Abhängigkeit der solaren Sauerstoff-Einzellinienhäufigkeiten von Mikroturbulenz, Dämpfungsparametern, Photosphärenmodell sowie Elektronen- und Neutralteilchenstoßraten. Wenn Takeda von *dem* NLTE-Effekt $|\Delta \log \varepsilon_{7773}|$ von 0.06 dex *in der Sonne* spricht, bezieht er sich allein auf die Analyse von Zentralintensitätsäquivalentbreiten, wobei ein solares ATLAS6-Modell mit der Mischungsweglänge $l_{\text{H}_p} = 2$ (Kurucz 1979) verwendet wird. Dieser NLTE-Häufigkeitseffekt erhöht sich um 0.02 dex, wenn das HM74-Modell zugrundegelegt wird und stimmt dann mit dem von uns berechneten NLTE-Häufigkeitseffekt für Zentralintensitätsäquivalentbreiten überein (siehe Tab. 3.6).

Grundsätzlich können wir die von Takeda angegebenen NLTE-Effekte und Sensitivitäten (siehe Takeda 1994, Tab. 3 und Abb. 6) im Rahmen unserer NLTE-Rechnungen für Sauerstoff bestätigen. Mit dem HM74-Modell erhält Takeda eine *absolute* Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(7773) \approx 8.80$. Dabei berücksichtigt er unskalierte Wasserstoffstoßraten gemäß der von Steenbock und Holweger (1984) angegebenen Formel (d.h. $S_{\text{H}} = 1$). Takeda (1994) untersucht den Einfluß von Wasserstoffstößen auf die Linienentstehung nicht separat, sondern prüft nur die Konsequenzen, die sich für die Einzellinienhäufigkeiten ergeben, wenn *alle* Stoßraten um den Faktor 10 verringert werden. Er variiert die Elektronen und Wasserstoffstoßraten also simultan. Zehnmal kleinere Stoßraten verringern die O I 7773-Einzellinienhäufigkeit um weitere 0.08 dex – ein Effekt, der sich mit unserem Modell dann einstellt, wenn *nur* die Elektronenstoßraten um den Faktor 5 reduziert werden. Wir stellen aber fest, daß die Skalierung der Wasserstoffstöße in unserem NLTE-Modell erst ab $S_{\text{H}} > 1$ erkennbare Auswirkungen hat und können zwischen $S_{\text{H}} = 0$ und $S_{\text{H}} = 1$ anhand der beobachteten Mitte-Rand-Variation nicht unterscheiden. Folglich dürfte Takeda (1994) ebenfalls keinen nennenswerten Effekt feststellen, wenn er lediglich die Wasserstoffstoßraten auf ein Zehntel verringerte. Er bestimmt aus den O I 7773- und O I 8446-Linien *absolute* NLTE-Häufigkeiten, die mit den in Tabelle 3.6 angegebenen Einzellinienhäufigkeiten grundsätzlich übereinstimmen. Abweichungen, insbesondere für die geblendete O I 8446-Linie erklären sich zwanglos aus geringfügig unterschiedlichen Oszillatorenstärken und Äquivalentbreiten.

Takeda (1995) bestimmt NLTE-Einzellinienhäufigkeiten aus den O I 7773- und O I 8446-Linien mittels Vergleich von theoretischen und beobachteten *Flußprofilen*. Er studiert die spezifische Wirkung von Wasserstoffstößen auf die NLTE-Linienentstehung und untersucht die Einflüsse von Makroturbulenz (Radial-Tangential-Profil) und Mikroturbulenz im Rahmen einer Parameterstudie. Den von Takeda (1995) in Tab. 1 zusammengestellten Einzellinienhäufigkeiten liegt eine solare Temperaturschichtung zugrunde, die sich für $\log \tau_0 > -3$ aus der solaren ATLAS6-Temperaturschichtung von Kurucz (1979) und im oberen Teil ($\log \tau_0 < -3$) aus der Temperaturverteilung von Maltby *et al.* (1986) zusammensetzt. Wir können deshalb die *absoluten* Einzellinienhäufigkeiten von Takeda nur mit jenen Einzellinienhäufigkeiten in Tab. 3.6 vergleichen, die wir mit dem GRS88-Modell bestimmt haben.

Takeda (1995) paßt theoretische Linienprofile unter Berücksichtigung von Linienblends an die O I 7773- und O I 8446-Triplets an (KPNO84-Flußspektrum) und bestimmt gleichzeitig den tiefenunabhängigen Mikroturbulenzparameter ξ_{mic} , die Makroturbulenz ζ_{RT} , den Skalierungsfaktor für die Stoßraten und die Sauerstoffhäufigkeit. Abhängig von ξ_{mic} erhält er mit $\zeta_{\text{RT}} = 3.6 \dots 5.1 \text{ km s}^{-1}$ etwas höhere Werte als Gray (1977), der anhand verschieden starker Metalllinien im solaren Flußspektrum $3.1 \dots 3.8 \text{ km s}^{-1}$ bestimmt. Wir halten $\zeta_{\text{RT}} > 4 \text{ km s}^{-1}$ für zu hoch, obwohl auch wir mit $\zeta_{\text{RT}} = 4.6 \text{ km s}^{-1}$ eine gute Übereinstimmung zwischen beobachteten und theoretischen O I 7773-Triplettprofilen (ohne Wasserstoffstöße) finden. Die Alternative, nämlich ein höherer C_6 -Wert oder eine stärkere tiefenabhängige Mikroturbulenz hätte auf jeden Fall etwas kleinere Einzellinienhäufigkeiten zur Folge. Takedas O I 7773-Profilvergleiche liefern $\zeta_{\text{RT}} < 4 \text{ km s}^{-1}$ nur für den Fall, daß $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.8$, $\xi_{\text{mic}} = 1.5 \text{ km s}^{-1}$ und $S_{\text{H}} \approx 1$. Kleinere Mikroturbulenzen – wir verwenden $\xi_{\text{mic}} = 1 \text{ km s}^{-1}$ – erfordern entweder $\zeta_{\text{RT}} \approx 4.3 \dots 4.6 \text{ km s}^{-1}$, oder eine höhere Sauerstoffhäufigkeit ($\log \varepsilon_{\odot}(7773) \approx 8.9$). Takeda bevorzugt ein Modell mit $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.85$, $\xi_{\text{mic}} = 0.5 \text{ km s}^{-1}$, $S_{\text{H}} \approx 1$ und einer linienspezifischen Makroturbulenz von $\zeta_{\text{RT}} = 4.5 \dots 4.9 \text{ km s}^{-1}$.⁷⁵ Takedas solare Sauerstoffhäufigkeit bezieht sich nur auf die *theoretische* Photosphäre von Kurucz (1979). Laut Tab. 3.6 ist die NLTE-Einzellinienhäufigkeit, die mit GRS88-Photosphäre aus dem Flußspektrum abgeleitet wird, ≈ 0.05 dex höher als die Einzellinienhäufigkeit, die sich auf die HM74-Photosphäre bezieht. Entsprechend müssen Takedas Einzellinienhäufigkeiten nach unten korrigiert werden.

Während wir eine grundsätzlich Übereinstimmung zwischen Takeda und unserer aus dem O I 7773-Triplett bestimmten Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(7773) \approx 8.80$ finden können, müssen wir dennoch zwei markante Unterschiede notieren:

1. Wir finden keine signifikant unterschiedlichen NLTE-Effekte für die aus den Flußprofilen bestimmten Einzellinienhäufigkeiten, wenn die Wasserstoffstoßraten von $S_{\text{H}} = 1$ auf 0 verringert werden. Der entsprechende Effekt ließe sich bei uns allenfalls auf 0.04 dex veranschlagen. Im Gegensatz dazu verringern sich die NLTE-Einzellinienhäufigkeiten bei Takeda um ≈ 0.15 dex, wenn S_{H} von 1 auf 0 gesetzt wird (vgl. Takeda 1995, Fig. 6). Möglicherweise kann die auf S_{H} empfindlichere Linienentstehung darauf zurückzuführen, daß in dem Modell von Takeda auch Wasserstoffstöße zwischen radiativ verbotenen Übergängen berücksichtigt sind (Takeda 1994, Abschn. 3.1), während wir Wasserstoffstöße nur für erlaubte Dipolübergänge berücksichtigen.
2. Takeda kann die Mitte-Rand-Variation des O I 7773-Triplets mit seinem NLTE-Modell ($S_{\text{H}} = 1$) und dem ATLAS6-Modell (Kurucz 1979), für $\mu < 0.6$ nicht mehr befriedigend reproduzieren. Der chromosphärische Temperaturanstieg der MACKKL86-Atmosphäre bewirkt eine größere Linieneinsenkung, insbesondere für die Randspektren. Daraus folgert er, daß die mangelhafte Übereinstimmung am Rand auf chromosphärische Effekte zurückzuführen sei. Takeda (1995) demonstriert den *vermeintlichen* Einfluß auf die Mitte-Rand-Variation der O I 7773-Triplettäquivalentbreiten in seiner Abb. 12. Es ist zwar richtig, daß die MACKKL86-Atmosphäre am Rand eine etwas tiefere Linieneinsenkung bewirkt. Dieser Effekt ist allerdings für die resultierende Äquivalentbreite marginal. Abb. 3.22 zeigt, daß der Wechsel von HM74 zu MACKKL86 keine signifikante Änderung bei den Einzellinienhäufigkeiten für das Randintensitätsspektrum ($\mu = 0.2$) hervorruft. Wir müssen dabei berücksichtigen, daß Takeda die Mitte-Rand-Variation mit dem theoretischen Photosphärenmodell von Kurucz (1979) berechnet, das lediglich im oberen Teil durch die Temperaturstruktur von Maltby *et al.* (1986) ersetzt worden ist. Wir erinnern uns, daß das GRS88-Modell und

⁷⁵Die geringe Mikroturbulenz ist nicht plausibel. Weil die Flügel der O I 7773-Linien am inneren Rand der Photosphäre entstehen, wäre eher eine größere Mikroturbulenz zu erwarten.

das Photosphärenmodell von Kurucz (1979), bis auf unterschiedliche Mischungsweglängen, ähnlich sind, und wir wissen bereits, daß die Mitte-Rand-Variation des Intensitätsspektrum durch das GRS88-Modell nicht befriedigend wiedergegeben wird (s. Abb. 2.2 auf S. 19). Takeda kann auch nicht erwarten, mit der theoretischen Temperaturschichtung von Kurucz (1979), welche nur für $\log \tau_0 < -3$ mit MACKKL86 übereinstimmt, die Mitte-Rand-Variation der O I 7773-Äquivalentbreiten wiedergeben zu können. Einen für die Einzellinienhäufigkeiten und Mitte-Rand-Variation signifikanten chromosphärischen Einfluß auf das O I 7773-Triplett können wir zur Zeit ausschließen.

Abia und Rebolo (1989) geben an, eine LTE-Analyse des O I 7773-Triplets in Halosternen differentiell zur Sonne durchgeführt zu haben. Aber anstatt einen Profilvergleich zwischen beobachteten und theoretischen Flußprofilen vorzunehmen, verwenden die Autoren (Intensitäts-) Äquivalentbreiten von Lambert (1978) und adjustieren den C_6 -Wert nach Maßgabe der angenommenen solaren Sauerstoffhäufigkeit $\log \varepsilon_{\odot(O)}=8.92$ (Lambert 1978). Sie bestimmen auf diese Weise einen C_6 -Wert, der sechsmal größer ist, als – wie sie angeben – mit der Unsöldformel berechnet wird. Die Vorgehensweise von Abia und Rebolo können wir nicht im strengen Sinne als differentielle Methode werten, da die Festlegung der astrophysikalischen $gf\varepsilon$ - und C_6 -Werte nicht durch den Vergleich von theoretischen und beobachteten Flußprofilen erfolgt ist. Die $gf\varepsilon$ -Werte sind fest vorgegeben worden und der einzige freie Parameter C_6 wurde anhand des Zentralintensitätsspektrums adjustiert. Dabei wurde der größere C_6 -Parameter Kiselman (1993) zufolge nur deshalb notwendig⁷⁶, weil Fluß- und Intensitätsprofile verwechselt worden sind. Dies führt bei einer LTE-Analyse der O I 7773-Triplettlinien zu einem markanten Fehler, wie wir Abb. 3.22 entnehmen können.⁷⁷

García López et al. (1993) untersuchen im Rahmen einer differentiellen NLTE-Analyse des O I 7773-Triplets in F-Sternen auch das O I 7773-Triplett im solaren Flußspektrum. Dabei scheinen sich die Autoren ausschließlich auf die Analyse der Linienäquivalentbreiten zu beschränken. Unter Verwendung des Atommodells von Sedlmayr (1974), einer modifizierten Version von DETAIL und dem theoretischen Photosphärenmodell von Kurucz (1979) erhalten sie $\log \varepsilon_{\odot(7773)}=9.16$ dex; ein Wert, der alle bisher abgeleiteten solaren O-Häufigkeiten übertrifft. Die mit theoretischen Photosphären bestimmten Einzellinienhäufigkeiten sind zwar systematisch größer (Tab. 3.6), aber damit läßt sich die Diskrepanz zu der von Abia und Rebolo (1989) nicht reproduzierten solaren Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot(7773)}=8.92$ nicht erklären. Bemerkenswert ist vor allem, daß García López et al. (1993) selbst bei sonnenähnlichen Sternen signifikante NLTE-Effekte in Form von ≈ 0.2 dex kleineren NLTE-Häufigkeiten ermitteln, so daß eigentlich eine solare O-Häufigkeit von $\lesssim 8.90$ zu erwarten wäre. Die Autoren erklären ihre diskrepante solare Sauerstoffhäufigkeit mit einem kleiner gewählten C_6 -Wert – offenbar wurden keine Profilvergleiche durchgeführt. Sie geben an, die C_6 -Werte nach der Unsöldformel berechnet zu haben. Tatsächlich wird aber eine Gleichung wiedergegeben, die einen um 2π größeren Wert liefert, nämlich den von Baschek et al. (1977) angegebenen Wert $\log C_6 = -30.87$. García López et al. zufolge, erhalten sie eine solare NLTE-Häufigkeit von 8.96 dex nur dann, wenn sie diesen, bereits im Vergleich zur Unsölddefiniti-

⁷⁶Kiselman (1993) behauptet, daß Abia und Rebolo die temperaturabhängige Dämpfungskonstante $\Gamma_6 \propto C_6^{2/5}$ (Gl. B.11) anstelle des C_6 -Parameters skaliert hätten. Dies entspräche einer Skalierung von C_6 um den Faktor 88 (!). Dies kann der Arbeit von Abia und Rebolo nicht entnommen werden. Abia und Rebolo hätte dann eine um 50% kleinere solare LTE-Sauerstoffhäufigkeit erhalten müssen. García López et al. (1993) aus der gleichen Arbeitsgruppe erwähnt ebenfalls explizit, daß der C_6 -Wert mit einem Faktor von 3 ... 6 skaliert wird. Es ist nicht anzunehmen, daß Kiselman recht hat. Andererseits ist zu bedenken, daß bereits Müller et al. (1968) unter der *Unsöldformel* nicht die Formel von Unsöld (1968) bzw. Unsöld (1955), S.333, verstehen. Deren C_6 -Werte sind zehnmals größer als die C_6 -Werte nach Unsöld (1968).

⁷⁷Hier könnte Kiselman (1993) recht haben.

on Gl. B.10 größeren C_6 -Wert nochmals um den Faktor 6 vergrößern. Diese Angabe ist nicht plausibel, denn zum einen erhalten sie mit dem sechsfach größeren C_6 -Wert eine NLTE-Häufigkeit, die Abia und Rebolo (1989) bei gleichem Vergrößerungsfaktor als LTE-Häufigkeit erhalten, was nicht im Einklang steht mit den signifikanten NLTE-Effekten. Zum anderen verwenden die Autoren nach eigenen Angaben die für die Unsölddefinition ($\Delta\nu = C_6/r^6$) gültige Formel⁷⁸ Gl.B.11. Es bleibt unerfindlich, warum García López *et al.* mit einem in Bezug auf Gl.B.11 bereits zu großen C_6 -Wert eine zu hohe solare Sauerstoffhäufigkeit erhalten können.

Tomkin *et al.* (1992) führen eine *absolute* NLTE-Häufigkeitsanalyse für Kohlenstoff und Sauerstoff in metallarmen Sternen durch. Den stellaren Analysen liegen theoretische Modellatmosphären von Gustafsson *et al.* (1975) zugrunde, während die Kalibration von Oszillatorenstärken und Wasserstoffstoßquerschnitten an der Sonne mit der HM74-Photosphäre vorgenommen wird. Für die NLTE-Rechnungen für Sauerstoff verwenden sie das 15-Niveau-Atommodell (22 Übergänge) von Kiselman (1991). Abweichend von unserem Verfahren, bei dem die nach Dravins (1969) berechneten Wasserstoffstoßquerschnitte separat mit einem konstanten Faktor skaliert werden, koppeln Tomkin *et al.* die Wasserstoffstoßquerschnitte q_{\max}^H an die Elektronenstoßquerschnitte q_{\max}^e , die sie durch Umrechnung aus den von Kiselman gelieferten Stoßratenkoeffizienten C_{ij} erhalten (vgl. Gl. 4.10, S. 132). Tomkin *et al.* erhalten aus dem O I 7773-Triplett $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.92$, sowohl für die Zentralintensität (\triangleright LIEGE73) als auch für den Fluß, wenn sie für die Wasserstoffquerschnitte $q_{\max}^H = 5 \cdot q_{\max}^e$ setzen. Die Autoren bestimmen also keine solare Sauerstoffhäufigkeit, sondern setzen sie mit der Häufigkeit von Lambert (1978) voraus, um die Wasserstoffstoßquerschnitte kalibrieren zu können. Es ist bemerkenswert, daß Tomkin *et al.* angeben, sowohl aus den Intensitätsprofilen als auch aus den Flußprofilen konsistente Einzellinienhäufigkeiten erhalten zu haben. Lambert (1978) bestimmt aus dem LIEGE73-Intensitätsatlas, unter Verwendung der HM74-Photosphäre, eine LTE-Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.83$ und Biémont *et al.* (1991a) ermitteln $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.81 \dots 8.86$, während wir aus dem (\triangleright KPNO72-Atlanten) $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.84 \dots 8.87$ (LTE) erhalten (Abb. 3.20, Tab. 3.6). NLTE-Einzellinienhäufigkeiten ergeben kleinere Werte, so daß zu erwarten ist, daß $\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ erst unterhalb von 8.85 dex hinsichtlich Zentralintensitäts- und Flußatlas konsistent sein kann. Tomkin *et al.* (1992) bestimmen sogar eine höhere NLTE-Einzellinienhäufigkeit aus dem LIEGE73-Atlas als die LTE-Analyse erwarten läßt. Man könnte sich auf den Standpunkt stellen, daß ≈ 0.06 dex LTE-Häufigkeitsdifferenz zwischen Tomkin *et al.*, die ja laut ihren Ergebnissen aus dem LIEGE73-Atlas eine LTE-Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(7773) \gtrsim 8.92$ erhalten haben, und Biémont *et al.* (1991a) mit 0.06 dex vernachlässigbar sei, zumal die Reproduktion der Mitte-Rand-Variation auch von den verwendeten Dämpfungsparametern abhängt. Allerdings ist die Kalibration der Wasserstoffquerschnitte relativ unsicher, wie Tab. 3.6 zu entnehmen ist, und es wäre in unserem Fall nicht gerechtfertigt, zwischen den Skalierungsfaktoren $S_H = 0$ und $S_H = 5$ zu unterscheiden.

Kiselman (1993) untersucht das solare O I 7773-Triplett unter dem Aspekt der NLTE-Liniengenerierung und studiert zudem die Beeinflussung des Triplets durch Granulation. Seine Untersuchung stützt sich auf die *solare Sauerstoffhäufigkeit* von ($\log \varepsilon_{\odot}(O) = 8.93$) aus der Datensammlung von Anders und Grevesse (1989). Diese Häufigkeit gründet allerdings nach unseren Ausführungen in den Abschnitten 3.3.4 (S. 59) und 3.4.2 (S. 76) indirekt auf der Analyse der [O I] 6363-Linie durch Lambert (1978). Kiselman (1993) fordert, daß das O I 7773-Triplett dieselbe Einzellinienhäufigkeit liefern muß, wenn das HM74-Modell zugrundegelegt wird.⁷⁹ Kiselman untersucht zu-

⁷⁸Vgl. Gl. 2 bei García López *et al.*

⁷⁹Kiselman unterstreicht seine Forderung sogar dadurch, daß er neuere f -Werte für [O I] 6300 von Baluja und Zeippen (1988) nur deshalb diskriminiert, weil diese eine im Vergleich zu Anders und Grevesse (1989) um 0.03 dex höhere

nächst einige Aspekte der NLTE-Linienentstehung. Er experimentiert mit der Vollständigkeit des O I-Atommodells indem er die Anzahl berücksichtigter Energieniveaus sukzessive von 45 auf 19 Niveaus verringert. Dabei stellt er fest, daß sich die Vollständigkeit des Atommodells auf die Überbesetzung der Niveaus $3s^5S^o$ und $3p^5P$ gleichermaßen auswirkt, so daß sich die monochromatische Tiefenskala τ_λ geringfügig ändert, während das Verhältnis der Besetzungszahlen, folglich auch die Linienquellfunktion S_λ , unverändert bleibt.

Ein wichtiger Aspekt seiner Arbeit ist eine Parameterstudie zu den nach Steenbock und Holweger (1984) bzw. Drawin (1968) berechneten Neutralteilchenstoßraten. Kiselman errechnet aus den Zentralintensitätsäquivalentbreiten mit HM74 und ohne Berücksichtigung von Wasserstoffstößen einen NLTE-Effekt von 0.16 dex für O I 7775 bis 0.24 dex für O I 7772 und erhält mit $\log \varepsilon_{\odot}(7773) \approx 8.71$ eine deutlich kleinere solare Sauerstoffhäufigkeit als Anders und Grevesse (1989). Laut Kiselman ist der *NLTE-Effekt* ohne Wasserstoffstöße bereits für $\mu = 1$ ungefähr 0.1 dex größer als unsere Rechnungen (Tab. 3.6) bzw. die Rechnungen von Takeda (1994) ergeben. Kiselmans berechnete *absolute* NLTE-Einzellinienhäufigkeiten sind außerdem ≈ 0.1 dex kleiner als die Ergebnisse für die Flußprofile in der vorliegenden Arbeit (s. Tab. 3.6, letzte Spalte). Unterschiedliche Äquivalentbreiten oder Oszillatorenstärken (Kiselmans f -Werte sind 0.02 dex kleiner) können als Ursache ausgeschlossen werden. Kiselman erhält aber auch abweichende LTE-Häufigkeiten von 8.92, 8.93 und 8.87 für die Linien 7772, 7774 und 7775 Å. Eine Ursache für die Abweichungen deutet möglicherweise das von Kiselman dargestellte theoretische Intensitätsprofil der 7772-Linie (s. Fig.3 bei Kiselman) an, das wegen eines zu großen Dämpfungsparameters breiter ist als das beobachtete Profil. Möglicherweise orientiert Kiselman seinen LTE-Profilfit am Linienkern und mißt den für das Ergebnis wichtigen Linienflanken weniger Bedeutung bei. Der rechte Flügel des theoretischen Profils liegt bei ihm signifikant unter dem beobachteten Profil (vgl. auch mit Abb. 3.20). Wenn Kiselman die LTE-Einzellinienhäufigkeiten jedoch aus Äquivalentbreiten berechnet hat, wäre der o.g. Erklärungsansatz hinfällig: Abb. 3.24 zeigt, daß größere C_6 -Werte kleinere Einzellinienhäufigkeiten implizieren.

Der Widerspruch zwischen der von ihm bestimmten NLTE-Häufigkeit und dem als solare Sauerstoffhäufigkeit *anerkannten* Wert veranlaßt Kiselman (1993), die Neutralteilchenstoßraten so zu skalieren, daß $\log \varepsilon_{\odot}(7773) \approx 8.93$ gewährleistet ist. Die Neutralteilchenstoßraten müßten hundertmal effizienter sein als nach Drawin (1968) berechnet und sorgen so für die Thermalisierung beteiligter Energieniveaus. Auf diese Weise wäre weder in der Sonne, noch in sonnenähnlichen Sternen mit nennenswerten NLTE-Effekten zu rechnen. Diesen hohen Wasserstoffstoßquerschnitt hält Kiselman für unrealistisch und folgert, daß NLTE nur bedingt für die Entstehung des O I 7773-Triplets verantwortlich ist, auch wenn die Mitte-Rand-Variation der Äquivalentbreiten mit dem NLTE-Modell besser zu reproduzieren sei.

In einer abschließenden Diskussion wiederholt Kiselman wesentliche Argumente (Lambert 1978; Sauval *et al.* 1984) für die Beibehaltung der von Anders und Grevesse (1989) empfohlenen solaren Sauerstoffhäufigkeit⁸⁰ und sieht keine Evidenz, die zwingend genug wäre, die solare Sauerstoffhäufigkeit einer Revision zu unterwerfen.

Stattdessen unterstellt er, daß der NLTE-Effekt beim O I 7773-Triplett ein Artefakt der nicht adäquaten plan-parallelen, homogenen Schichtung ist und schlägt eine detaillierte Untersuchung der O I 7773-Triplettlinienentstehung unter Verwendung realistischerer drei-dimensionaler hydrodynamischer Modelle vor. Ein wichtiges Indiz für die Beeinflussung der O I 7773-Linien durch Gra-

Sauerstoffhäufigkeit impliziert – und das obwohl Anders und Grevesse eine Unsicherheit von 0.035 dex angeben. Im Lichte der vorliegenden Arbeit ist Kiselmans Argumentation ein Zirkelschluß.

⁸⁰Kiselman kritisiert allerdings, daß Biémont *et al.* (1991a) der LTE-Häufigkeit aus dem O I 7773-Triplett ein viel zu großes Gewicht beimessen.

nulation sieht Kiselman in der Tatsache, daß den Zentralintensitätsprofilen und Flußprofilen bei genauerer Betrachtung jeweils unterschiedliche C_6 -Verbreiterungsparameter zugeordnet werden müßten. Außerdem stellt er bereits fest, daß die beim Profilvergleich notwendigen Faltungsprofile vom NLTE-Modell (insbesondere von S_H) abhängen. Dieser Befund wird von der vorliegenden Arbeit zwar bestätigt. Die Variationsbandbreite der Einzellinienhäufigkeiten wurde aber gemäß der mit verschiedenen C_6 - und C_4 -Werten berechneten Linienprofile mit etwa ± 0.05 dex abgeschätzt (vgl. Abb. 3.24). Es ist bekannt, daß die Linienform solarer und stellarer Spektrallinien in vielfältiger Weise durch Granulationseffekte beeinflusst wird (Dravins 1987), aber Häufigkeitsanalysen zu verschiedenen Elementen deuten darauf hin, daß die Streuung spektroskopisch bestimmter Einzellinienhäufigkeiten praktisch nur marginal durch Granulation beeinflusst wird, während unrealistische Temperaturschichtungen und nicht-thermische Anregung wesentlich größeren Einfluß auf die Verteilung der Einzellinienhäufigkeiten haben können. Allerdings ist das Studium der Linienentstehung bei möglicherweise realistischeren inhomogenen⁸¹ strahlungs-hydrodynamischen Modellen durchaus geeignet der Antwort auf die Frage der Größenordnung von Granulationseffekten näherzukommen.⁸² Der Hinweis von Kiselman und Nordlund (1995), daß der Befund konsistenter Einzellinienhäufigkeiten kein Beweis für zu vernachlässigende Granulationseffekte darstellt, ist plausibel.

Kiselman und Nordlund (1995) unternehmen den Versuch, die Entstehung von O I 7773 und [O I] 6300 und der infraroten OH-Rotationsbanden mit einem dreidimensionalen hydrodynamischen Modell der solaren Photosphäre zu beschreiben. Sie vergleichen die Ergebnisse von 3d-Simulationen mit Einzellinienhäufigkeiten, die sich bei Verwendung des HM74-Modells ergeben. Da die Autoren der Überzeugung sind, daß die von Tomkin *et al.* (1992) bzw. Takeda (1994) verwendeten Skalierungsfaktoren ($S_H \gtrsim 1$) überbewertet sind, berücksichtigen sie erwartete Abweichungen vom LTE (ohne Neutralteilchenstöße) im Rahmen einer zwei-Niveau-Approximation ($3s^5S^o$, $3p^5P$). Granulations- bzw. Inhomogenitätseffekte werden aufgrund einer zeitlich variierenden, räumlich inhomogenen Temperaturverteilung und dessen Gradienten erwartet (Holweger *et al.* 1990), sowie aufgrund kleinskalig turbulenter Geschwindigkeitsfelder. Laut Kiselman und Nordlund wirken sich die verschiedenen Granulationsmodelle nur unwesentlich auf das O I 7773-Triplett aus – unabhängig von der Berücksichtigung von NLTE. Die entsprechende NLTE-Häufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ fällt mit dem 3d-Granulationsmodell nur unwesentlich höher aus. Das Mittele-Rand-Verhalten der O I 7773-Linien erweist sich ebenfalls als unabhängig von dem zugrundegelegten Photosphärenmodell. [O I] 6300 liefert mit dem 3d-Modell kleinere Einzellinienhäufigkeiten (≈ 8.85 dex), während die OH-Übergänge mit < 8.80 dex deutlich kleinere Häufigkeiten ergeben (vgl. S. 69).

Im Ergebnis gelingt es Kiselman und Nordlund nicht, die von Anders und Grevesse (1989) bzw. Lambert (1978) abweichende NLTE-Einzellinienhäufigkeit des O I 7773-Triplets zu erklären. Dies wäre nur dann möglich, wenn die solare Sauerstoffhäufigkeit einen Wert unterhalb von 8.80 dex annähme. Eine Revision der solaren Sauerstoffhäufigkeit wird von den Autoren zwar als Möglichkeit erwähnt, aber nicht ernsthaft in Erwägung gezogen.

⁸¹inhomogen sind Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung in drei Dimensionen.

⁸²Eine endgültige Klärung kann nicht erwartet werden, solange auch die physikalische Beschreibung durch hydrodynamische Modellatmosphären unvollständig ist und die darin formulierten Randbedingungen ungenügend bzw. an unsignifikanten Beobachtungen getestet sind.

3.7 Das solare O/Fe-Verhältnis

Das *absolute* $(\text{O}/\text{Fe})_{\odot}$ -Verhältnis ist von Belang, wenn *differentiell* bestimmte stellare $[\text{O}/\text{Fe}]$ -Werte auf eine *absolute* Basis gebracht werden müssen, um sie mit *absoluten* Häufigkeitsverhältnissen $(\text{O}/\text{Fe})_{\star}^{(\text{abs})}$ aus Nukleosyntheserechnungen vergleichen zu können:

$$\begin{aligned} \log (\text{O}/\text{Fe})_{\star}^{(\text{abs})} &= [\text{O}/\text{Fe}] + \log (\text{O}/\text{Fe})_{\odot}^{(\text{abs})} \\ [\text{O}/\text{Fe}] &= \log (\text{O}/\text{Fe})_{\star}^{(\text{GRS88})} - \log (\text{O}/\text{Fe})_{\odot}^{(\text{GRS88})} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Außerdem sprechen folgende Gesichtspunkte für eine Untersuchung der (\triangleright modellspezifischen) solaren Eisenhäufigkeit:

- Für das *line blanketing* in kühlen Sternatmosphären sind maßgeblich Eisenlinien verantwortlich. Die theoretische Temperaturschichtung der solaren Photosphäre ändert sich mit der Eisenhäufigkeit signifikant: Eine um 0.1 dex höhere Häufigkeit erhöht die Temperatur der Modellschichtung im Bereich von $\log \tau_0 = -1 \dots 0$ um etwa 50 K (vgl. Abb. 2.1b).
- In F- und G- Sternatmosphären ist Eisen der wichtigste Elektronenlieferant, speziell im Bereich der mittleren Photosphäre ($\log \tau_0 < -1$), wo Wasserstoff nur noch wenig ionisiert. Die Häufigkeit des wichtigen H^- -Absorbers wird in diesem Tiefenbereich besonders von der Eisenhäufigkeit beeinflusst. Photosphärische Elementhäufigkeiten, die aus Linien abgeleitet werden, die in einer Tiefe $\log \tau_0 < -1$ entstehen (z.B. $\text{OH X}^2\text{II}$, $\text{OH X}^2\text{II}$ ($\Delta v = 1$)), hängen somit auch von der vorausgesetzten Eisenhäufigkeit ab (vgl. Abb. 3.9 und 3.12).
- Die solare Mikroturbulenz ξ_{mic} , die i.a. von dem verwendeten Photosphärenmodell abhängt, wird in der vorliegenden Arbeit besonders bei Anpassungen der Linienparametern an das solare UV-Spektrum benötigt (s. Abb. 3.14).

Im Rahmen der *differentiellen* Analyse nehmen wir an, daß sich jede *differentiell* bestimmte Einzellinienhäufigkeit von Sauerstoff zu jeder *differentiell* bestimmten Einzellinienhäufigkeit von Eisen in gleicher Weise verhält:

$$[\text{O}/\text{Fe}] = \frac{\varepsilon_{\star}(\text{O})/\varepsilon_{\star}(\text{Fe})}{\varepsilon_{\odot}(\text{O})/\varepsilon_{\odot}(\text{Fe})} = \frac{\varepsilon_{\star}^{(i)}(\text{O}) \varepsilon_{\odot}^{(k)}(\text{Fe})}{\varepsilon_{\odot}^{(i)}(\text{O}) \varepsilon_{\star}^{(k)}(\text{Fe})} \quad (3.10)$$

Diese Annahme ist nur bedingt gültig, weil aus den Fe I- und Fe II-Linien nicht unbedingt die gleichen Häufigkeiten bestimmt werden können. Nach Fuhrmann *et al.* (1997) können Schwerebeschleunigungen, die unter Annahme eines LTE- Ionisationsgleichgewichts Fe I/Fe II abgeleitet worden sind, systematisch zu klein sein. Die Ursachen dafür sind nicht vollständig bekannt. Fest steht allerdings, daß die Fe II-Linien weniger empfindlich auf Änderungen von T_{eff} und der Temperaturschichtung reagieren als Fe I-Linien. Unterschiede zwischen Eisenhäufigkeiten, die aus Fe I-Linien bestimmt worden sind und solchen, die auf einer Analyse von Fe II-Linien beruhen, können auch durch unrealistische Temperaturschichtungen verursacht werden⁸³.

⁸³Unterschiede zwischen *differentiellen* Fe I- und Fe II-Häufigkeiten können natürlich nur entdeckt werden, wenn die Schwerebeschleunigung nicht aus dem Fe I/Fe II-Ionisationsgleichgewicht bestimmt wird. Diese Unterschiede können darauf hinweisen, daß die Temperaturschichtung der Sonne mit dem GRS88-Modell besser beschrieben wird als die Temperaturschichtung des analysierten Sterns (z.B. Procyon). Der umgekehrte Fall ist aber auch möglich: mit dem GRS88-Modell könnte die Temperaturschichtung des analysierten Sterns besser beschrieben werden als die Schichtung der solaren Photosphäre. Leider können wir nur von der Sonne die Mitte-Rand-Variations der Intensitätsverteilung messen, sonst könnten wir zwischen den beiden genannten Möglichkeiten entscheiden. NLTE-Effekte (Photoionisation) bilden eine weitere, in der Literatur oft genannte Erklärung für die beobachteten Häufigkeitsunterschiede

Die absolute solare Eisenhäufigkeit wird seit jüngstem wieder kontrovers diskutiert (Blackwell *et al.* 1995a; Holweger *et al.* 1995; Blackwell *et al.* 1995b; Kostik *et al.* 1996). Im Vordergrund der Diskussion steht die Frage, wie die bestehende Diskrepanz zwischen meteoritischer ($\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.51$) und photosphärischer Häufigkeit ($\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) \approx 7.67$) aufgelöst oder erklärt werden kann (vgl. Anders und Grevesse 1989). Die photosphärische Fe-Häufigkeit von Blackwell *et al.* (1984) beruht auf einer Analyse von solaren Fe I-Linien unter Verwendung der Oszillatorenstärken der *Oxford*-Gruppe und des HM74-Modells.

Neben den f -Werten der *Oxford*-Gruppe (Blackwell *et al.* 1995a), die seit Ende der 70'ger Jahre mit absorptionspektroskopischen Methoden gemessen worden sind, stehen seit einigen Jahren Fe I- und Fe II-Oszillatorenstärken der *Kiel*-Gruppe (Bard *et al.* 1991; Holweger *et al.* 1991; Bard und Kock 1994) zur Verfügung, die mit Methoden der laserinduzierten Fluoreszenz gemessen wurden. Die f -Werte Sätze der Fe I-Linien unterscheiden sich in der Anregungsenergie der unteren Niveaus. Während die *Kiel*-Gruppe Oszillatorenstärken für Übergänge ab $E_l > 3$ eV gemessen hat, kann die *Oxford*-Gruppe wegen der thermischen Anregungsbedingungen in dem Absorptionsrohr lediglich Übergangswahrscheinlichkeiten für niedrigere Anregungsenergien ($E_l < 3$ eV) messen. Beide Gruppen haben mit ihren jeweiligen f -Wertsätzen photosphärische Eisenhäufigkeiten ermittelt, die um etwa 0.16 dex voneinander abweichen, obwohl die Fe I-Äquivalentbreiten aus solaren Intensitätsatlanten in beiden Fällen mit dem HM74-Modell analysiert wurden.

Mit Fe II-Oszillatorenstärken aus einem Hohlkathoden-Experiment (Linienabsorptionsspektroskopie) haben Holweger *et al.* (1990) eine photosphärische Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe II}) = 7.48 \pm 0.09$ ermittelt. Die Fe I-Analysen von Holweger *et al.* (1991) und Holweger *et al.* (1995) ergeben $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe I}) = 7.50 \pm 0.07$ dex und sind demnach konsistent zu $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe II})$, während $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe I}) = 7.63 \pm 0.04$ (Simmons und Blackwell 1982), $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe I}) = 7.67$ (Blackwell *et al.* 1984) und $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe I}) = 7.64 \pm 0.04$ (Blackwell *et al.* 1995a) signifikant abweichen.⁸⁴

Die jüngste Kontroverse um die photosphärische Eisenhäufigkeit dreht sich nicht grundsätzlich um die Frage, ob die photosphärische und die meteoritische Eisenhäufigkeit konsistent sind. Bis auf Kostik *et al.* (1996) sind sich Blackwell *et al.* (1995a), Holweger *et al.* (1995) und Biémont *et al.* (1991b) in dieser Frage einig. Die neuerliche Diskussion wurde durch die Auffassung von Blackwell *et al.* (1995a) ausgelöst, die mit ihren f -Werten nur dann die meteoritische $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe I})$ -Häufigkeit erhalten, wenn sie die theoretische ATLAS9-Photosphäre⁸⁵ (Kurucz 1992a) zugrundelegen. Die Temperaturstruktur dieses Modells ist mit der Temperaturstruktur des GRS88-Modells vergleichbar (vgl. Abb. 2.1b). Eisenatome sind in der solaren Photosphäre zu $\approx 95\%$ ionisiert. Entsprechend empfindlich reagieren Fe I-Einzellinienhäufigkeiten auf die zugrundegelegte Temperaturstruktur. Die mit dem ATLAS9-Modell bestimmte Fe I-Häufigkeit ist niedriger als die Fe II-Häufigkeit, weil das Ionisationsgleichgewichts – im Vergleich zum HM74-Modell – zugunsten von Fe I verschoben ist: Die theoretischen Photosphären sind in dem für Fe I-Linien relevanten Tiefenbereich von $\log \tau_0 = -2 \dots 0$ ca. 150 K kühler als die empirischen Modelle (Abb. 2.1a). Modellbedingte Häufigkeitseffekte der Größenordnung $\Delta \log \varepsilon \approx 0.13$ dex werden auch bei Linien von anderen neutralen Metallen festgestellt (Reetz 1991).

Die Diskussion soll hier nicht weiter vertieft werden. Allerdings ist für die vorliegende Arbeit eine Bestimmung der photosphärischen Eisenhäufigkeit erforderlich, um für die verwendete theoretische GRS88-Photosphäre sicherzustellen, daß der vorausgesetzte meteoritische Wert ($\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.51$), Biémont *et al.* (1991b) folgend, mit der Beobachtung konsistent ist, und um die modell-

⁸⁴Pauls und Grevesse (1990) erhalten 7.66 dex aus nur drei schwachen Fe II-Linien ($W \approx 20$ mÅ) im infraroten Spektralbereich des LIEGE73-Atlas' (7200 ... 7600 Å).

⁸⁵Blackwell *et al.* verwendeten ATLAS9 mit den neuen ODFs, die von Kurucz (1992c) unter der Annahme von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.67$ berechnet wurden.

Tabelle 3.7 Photosphärische Eisenhäufigkeit und Mikroturbulenz für verschiedene theoretische und empirische Modellphotosphären bestimmt aus Äquivalentbreiten. Einzellinienhäufigkeitsverteilungen mit jeweils etwa 30 Linien ($W < 100 \text{ m\AA}$) wurden analysiert.

f -Werte	$\mu=1$	Fluß	$\mu=0.2$	$\mu=1$	Fluß	$\mu=0.2$
$\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe})$						
HM74			MACKKL86			
Oxford (Fe I)	7.65 ± 0.05	7.65 ± 0.04	7.76 ± 0.06	7.62 ± 0.04	7.59 ± 0.04	7.67 ± 0.06
Kiel (Fe I)	7.49 ± 0.06	7.51 ± 0.04	7.60 ± 0.04	7.47 ± 0.06	7.48 ± 0.04	7.56 ± 0.05
Kiel (Fe II)	7.47 ± 0.04			7.48 ± 0.04		
GRS88			EAGLNT93			
Oxford (Fe I)	7.51 ± 0.03	7.50 ± 0.05	7.64 ± 0.05	7.57 ± 0.04	7.56 ± 0.06	7.71 ± 0.06
Kiel (Fe I)	7.39 ± 0.07	7.41 ± 0.05	7.53 ± 0.05	7.40 ± 0.07	7.44 ± 0.04	7.55 ± 0.05
Kiel (Fe II)	7.49 ± 0.04			7.48 ± 0.04		
ξ_{mic}						
HM74			MACKKL86			
Oxford (Fe I)	0.83 ± 0.05	1.15 ± 0.10	1.60 ± 0.10	0.85 ± 0.05	1.10 ± 0.10	1.60 ± 0.10
Kiel (Fe I)	1.25 ± 0.10	1.35 ± 0.05	1.80 ± 0.10	1.20 ± 0.10	1.25 ± 0.05	1.70 ± 0.10
Kiel (Fe II)	1.20 ± 0.10			1.10 ± 0.10		
GRS88			EAGLNT93			
Oxford (Fe I)	0.80 ± 0.05	1.10 ± 0.10	1.45 ± 0.10	0.85 ± 0.05	1.20 ± 0.10	1.85 ± 0.10
Kiel (Fe I)	1.10 ± 0.10	1.25 ± 0.05	1.65 ± 0.10	1.20 ± 0.10	1.35 ± 0.05	2.10 ± 0.10
Kiel (Fe II)	1.00 ± 0.10			1.10 ± 0.10		

Oxford (Fe I) f -Werte und Äquivalentbreiten für $\mu=1$ von Blackwell *et al.* (1995a) (und dort zitierten Quellen), Äquivalentbreiten für $\mu=0.2$ und Fluß am KPNO72- bzw. KPNO84-Atlas gemessen,

Kiel (Fe I) f -Werte und Äquivalentbreiten für $\mu=1$ von Holweger (1996) (und dort zitierten Quellen), Äquivalentbreiten für $\mu=0.2$ und Fluß am KPNO72- bzw. KPNO84-Atlas gemessen,

Kiel (Fe II) f -Werte und Äquivalentbreiten für $\mu=1$ von Holweger *et al.* (1990)

spezifische Mikroturbulenz für die Untersuchungen an den Zentral- bzw. Randintensitätsspektren sowie dem Flußatlas der Sonne zu erhalten⁸⁶.

Mit der Untersuchung, deren Ergebnisse in Tab. 3.7 zusammengefaßt sind, soll festgestellt werden,

1. ob die für Sternanalysen verwendete GRS88-Atmosphäre im Zusammenhang mit dem Spektromsyntheseprogramm LINEFORM eine zu $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.51$ konsistente Häufigkeit liefert,
2. mit welcher Größenordnung die Unsicherheiten für die photosphärische Eisenhäufigkeit anzusetzen sind, auch wenn der meteoritische Wert zunächst akzeptiert wird,
3. welcher Mikroturbulenzparameter mit HM74 (solare Analysen, $\mu=1$) bzw. mit GRS88 (stellare Analysen, Fluß) verträglich ist,
4. ob LINEFORM Ergebnisse liefert, die mit den Resultaten anderer Spektromsyntheseprogramme kompatibel sind,

⁸⁶Auch wenn nicht zu erwarten ist, daß sich die hier bestimmten modellspezifischen Werte $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe I})$ und ξ_{mic} nennenswert von Literaturangaben unterscheiden, so wollen wir nicht der gängigen Praxis nachgehen, Mikroturbulenzparameter die zum Teil anderen Modellen bestimmt wurden (z.B. von Holweger *et al.* 1978) kritiklos für weitere Auswertungen zu verwenden.

5. ob sich einzelne Atmosphärenmodelle anhand modellspezifischer Häufigkeitstrends für $\mu=1$, Flußspektrum und $\mu=0.2$ diskriminieren lassen.

Ergebnisse

1. Die modellspezifischen solaren Eisenhäufigkeiten und Mikroturbulenzparameter von Tab. 3.7 stimmen grundsätzlich für $\mu=1$ mit den Ergebnissen von Blackwell *et al.* (1995a) bzw. Holweger *et al.* (1995) überein. Die von Blackwell *et al.* (1995a) gefundene Diskrepanz der Fe I-Häufigkeiten bezüglich der *Kiel*- und der *Oxford*-Oszillatorenstärken wird bestätigt. Übereinstimmend mit den Ergebnissen mit ATLAS9 (Blackwell *et al.* 1995a) stimmt die photosphärische Fe I-Häufigkeit, die wir mit GRS88 und den *Oxford*-Oszillatorenstärken bestimmen mit der meteoritischen Eisenhäufigkeit überein. Die im Vergleich zu Blackwell *et al.* (1995a) höhere Fe I-Häufigkeit ist auf den unterschiedlichen Umfang der verwendeten *Oxford*-Linienlisten zurückzuführen (vgl. Simmons und Blackwell 1982).
2. Die aus Flußäquivalentbreiten (KPNO84) bestimmten $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe I})$ -Werte stimmen innerhalb der Streubreiten – für die jeweiligen f -Wertsätze – mit den $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe I})$ -Werten für $\mu=1$ überein, obwohl die Äquivalentbreiten aus unterschiedlichen Quellen stammen. Dieser Befund widerlegt die Auffassung von Holweger *et al.* (1995), wonach die zwischen der *Kiel*- und der *Oxford*-Gruppe bestehende Diskrepanz der Fe I-Häufigkeit zum Teil auf unterschiedliche Äquivalentbreiten, insbesondere bei schwachen Linien ($W < 10 \text{ mÅ}$) zurückgeführt werden kann: Flußäquivalentbreiten und Äquivalentbreiten aus dem Randintensitätsatlas ($\mu=0.2$) wurden von uns gemessen und mit den jeweiligen f -Wertsätzen aus *Oxford* und *Kiel* ausgewertet.
3. Der Mikroturbulenzparameter ξ_{mic} hängt von der Wahl des f -Wertsatzes ab. Allerdings ist keine signifikante Abhängigkeit von der Modellphotosphäre – bezogen auf jeweils einen der beiden f -Wertsätze – erkennbar. Ein möglicher Zusammenhang mit den systematisch unterschiedlichen Anregungsenergien (*Oxford*(Fe I): $E_l < 3 \text{ eV}$, *Kiel*(Fe I): $E_l > 3 \text{ eV}$) ist nicht untersucht worden. Fuhrmann *et al.* (1997) finden durch Anpassung von synthetischen Linienprofilen (GRS88-Modell) an Fe I-Linien des solaren Flußatlas einen Mikroturbulenzparameter von $\xi_{\text{mic}} = 0.90 \pm 0.15 \text{ km/s}$. In Anlehnung an die für *Oxford*- f -Werte relevanten Ergebnisse und die Untersuchung von Fuhrmann *et al.* verwenden wir im Rahmen der vorliegenden Arbeit für die Intensitätsspektren eine tiefenunabhängige Mikroturbulenz von $\xi_{\text{mic}} = 0.8 \text{ km/s}$ ($\mu=1$) und 1.8 km/s ($\mu=0.2$) sowie $\xi_{\text{mic}} = 1 \text{ km/s}$ für den Flußatlas.
4. Mit den Fe II-Oszillatorenstärken und Äquivalentbreiten von Holweger *et al.* (1990) erhalten wir mit dem HM74-Modell eine photosphärische Eisenhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe II}) = 7.47 \pm 0.04$ und 7.49 ± 0.04 mit dem GRS88-Modell. Die Verwendung der meteoritischen Eisenhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.51$ im Zusammenhang mit der GRS88-Atmosphäre ist danach gerechtfertigt.
5. Aus dem Randspektrum ermitteln wir jeweils eine bis ≈ 0.1 dex höhere Fe I-Häufigkeit. Dieser $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe I})$ -Trend ist für empirische Modelle geringfügig kleiner.

4. NLTE-Rechnungen für Sauerstoff in kühlen Sternen

Die Entstehung des O I 7773-Triplets unter Bedingungen des kinetischen Gleichgewichts in kühlen Sternen ist in den letzten 25 Jahren mehrfach untersucht worden. Eine eigene Parameterstudie ist dennoch sinnvoll, denn auch wenn der Mechanismus der NLTE-Linienentstehung weitgehend verstanden ist, stellt die Festlegung der NLTE-Modellparameter anhand aussagekräftiger spektroskopischer Signaturen noch ein Problem dar. Die *scheinbar nicht erfüllbare* Forderung, daß ein NLTE-Modell die Mitte-Rand-Variation des O I 7773-Triplets in der Sonne beschreiben und *gleichzeitig* aus allen zugänglichen solaren Häufigkeitsindikatoren eine konsistente Sauerstoffhäufigkeit liefern muß, veranlaßte verschiedene Autoren, das Mitte-Rand-Verhalten des O I 7773-Triplets auch unter dem Gesichtspunkt von Granulation zu betrachten (Tomkin *et al.* 1992; Kiselman 1993; Takeda 1994). Kiselman und Nordlund (1995) konnten allerdings zeigen, daß das spezifische Mitte-Rand-Verhalten des O I 7773-Triplets nicht mit Inhomogenitätseffekten erklärt werden kann.

Sedlmayr (1974) stellt bereits fest, daß das O I 7773-Triplett in der Sonne einen deutlichen NLTE-Effekt zeigt. Sein Atommodell berücksichtigt nur sechs O I-Niveaus und den O II-Grundterm. Haisch *et al.* (1977) untersuchen chromosphärische Sauerstoff-Emissionslinien im ultravioletten Spektralbereich von Arcturus, deren Entstehung dadurch bedingt ist, daß der Übergang O I 1025 Å von der ebenfalls in Emission befindlichen Lyman β -Linie gepumpt wird. Eriksson und Toft (1979) untersuchen das O I 7773-Triplett in späten Riesen und vergleichen die aus der [O I] 6300-Linie abgeleiteten Sauerstoffhäufigkeit mit der NLTE-Häufigkeit aus dem Triplett. Die Autoren finden bei den kühlen Sternen ($T_{\text{eff}} < 5000$ K) lediglich geringe NLTE-Effekte. Takeda *et al.* (1998) wiederholen die Untersuchung des O I 7773-Triplets in kühlen Riesen anhand besserer Spektren und geben typische NLTE-Effekte von 0.1 ... 0.2 dex an. $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ stimmen in vielen Fällen überein, obwohl bei einigen Sternen erhebliche Diskrepanzen zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ auftreten. Weitere Untersuchungen zum kinetischen Gleichgewicht haben Abia und Rebolo (1989), Tomkin *et al.* (1992), Kiselman (1991, 1993); Kiselman und Nordlund (1995), García López *et al.* (1993) und Takeda (1992, 1994, 1995) durchgeführt. Wir sind im Abschnitt 3.6.4 bereits auf die Ergebnisse dieser Arbeiten für das solare O I 7773-Triplett eingegangen. Die Untersuchungen unterscheiden sich im einzelnen in der Komplexität des zugrundegelegten Atommodells, den berücksichtigten Stoßprozessen, insbesondere den Stoßwechselwirkungen mit Wasserstoffatomen und den verwendeten Linienparametern ($\log C_6$, $\log gf$) und Modellphotosphären¹.

Die gefundenen NLTE-Effekte hängen fast ausschließlich von den vorausgesetzten Stoßratenkoeffizienten ab. Weder die Komplexität des Atommodells noch die Wechselwirkungen mit dem UV-Strahlungsfeld sind für den NLTE-Effekt, der sich in den theoretischen Linienäquivalentbreiten des O I 7773-Triplets bemerkbar macht, von großer Bedeutung. Vielmehr zeigt sich, daß das der $3s^5S^o - 3p^5P$ -Übergangs in der Zwei-Niveau-Approximation behandelt werden kann Kiselman und Nordlund (1995). Die NLTE-Rechnungen von Kiselman (1993) mit einem 44-Niveau-Atom ergeben für den Fall vernachlässigter Wasserstoffstöße keinen wesentlich anderen NLTE-Effekt für das O I 7773-Triplett als die Rechnung von Sedlmayr (1974). Allerdings unterscheiden sich die von den Autoren jeweils vorausgesetzten solaren Sauerstoffhäufigkeiten.

Die vorliegende Untersuchung befaßt sich vornehmlich mit der Skalierung der Stoßraten, insbesondere der Wasserstoffstöße. In Erweiterung vorangegangener Arbeiten überprüfen wir die Aus-

¹Es werden unter anderem unterschiedliche numerische Verfahren angewandt, die die Strahlungstransportgleichung und das Ratengleichungssystem unterschiedlich effizient lösen.

wirkungen der *Opacity Project*-Photoionisationsquerschnitte (Butler und Zeppen 1990; Seaton *et al.* 1992) auf die Besetzung der O-Atomniveaus und vergleichen mit dem Einfluß von Photoionisationsquerschnitten, die nach der *Quantendefektmethode* (siehe Seaton 1983) berechnet worden sind. Außerdem gehen wir auf das methodische Problem ein, NLTE-Effekte *unabhängig* von der Mitte-Rand-Variation des O I 7773-Tripletts und damit weitgehend unabhängig von der zugrundegelegten Temperaturschichtung nachzuweisen. Im folgenden werden die Rechnungen zum kinetischen Gleichgewicht (NLTE) von Sauerstoff in F- und G-Sternen erläutert und die Ergebnisse einer Parameterstudie für die Sonne und für metallarme Sterne vorgestellt.

4.1 Kinetisches Gleichgewicht

Unter Annahme von lokalem thermodynamischen Gleichgewicht, bei der die Besetzung der Zustände maßgeblich durch die lokalen temperaturabhängigen Stoßraten reguliert wird, kann die Quellfunktion $\tilde{S}_\lambda(T)$ (Gl. 2.6 auf S. 22) vereinfachend mit der Planck-Funktion $B_\lambda(T)$ gleichgesetzt werden. Außerdem können die LTE-Besetzungsdichten n_i^* und somit auch der wahre LTE-Absorptionskoeffizient $\kappa^*(\lambda)$ (Abschnitt 2.2.5 auf S. 24) mit dem Saha-Boltzmann-Formalismus (Gl. 2.2 und Gl. 2.21) berechnet werden. Die Annahme von LTE berührt somit die Berechnung der monochromatischen Tiefenskala τ_λ (s. Gl. 2.4) und die formale Lösung der Strahlungstransportgleichung (Gl. 2.3) für den austretenden Fluß (Gl. 2.14). Die LTE-Annahme ist gerechtfertigt, wenn die Stoßraten für *alle relevanten* gebunden-freien und gebunden-gebundenen Übergänge größer sind als die Strahlungsraten. Wir können davon ausgehen, daß lediglich hochangeregte Linienübergänge von O I vom LTE abweichen, während sich die Übergänge zwischen den stark besetzten niedrigen Energieniveaus, wie z.B. [O I] 6300, im LTE befinden. Gebunden-freie Übergänge und Linienübergänge aller weiteren Elemente (und Moleküle) werden unter der Annahme von LTE behandelt.

Bei den Rechnungen zum kinetischen Gleichgewicht wird der Saha-Boltzmann-Formalismus als Beschreibung der Besetzungsdichteverteilungen für O I- und O II-Zustände aufgegeben. Stattdessen werden alle Elementarprozesse detailliert behandelt, die die Besetzung der O I- und O II-Niveaus regeln. Betrachtet werden Stöße zwischen Sauerstoffatomen und anderen Teilchen (Atome, Moleküle und Elektronen) sowie Wechselwirkungen zwischen Sauerstoffatomen und dem Strahlungsfeld. In beiden Fällen werden Übergänge induziert, wobei allerdings Stöße dafür sorgen, daß die Besetzungsdichten von Sauerstoff an die lokale Energieverteilung anschließen, während das Strahlungsfeld, das von der Opazitätsverteilung abhängt, eine Kopplung der lokalen Besetzungsdichten an die energetischen Verhältnisse in nicht-lokalen Entfernungen bewirkt. Die Besetzungsdichten n_i der Niveaus i werden durch Lösung des Ratengleichungssystems

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -n_i \sum_{j \neq i} P_{ij} + \sum_{j \neq i} n_j P_{ji} = 0 \quad (4.1)$$

bestimmt (vgl. Mihalas 1978, Gl. 5-48). P_{ij} ist die totale Rate von Wechselwirkungen zwischen den Niveaus i und j und setzt sich aus der Stoßrate C_{ij} und der Strahlungsrate R_{ij} zusammen: $P_{ij} = C_{ij} + R_{ij}$. Mit $\frac{\partial n_i}{\partial t} = 0$ wird ausgedrückt, daß die Besetzung jedes Niveaus im stationären Fall im Mittel konstant ist.

Die Strahlungsratenkoeffizienten $R_{ij}(J)$ hängen von dem über alle Raumwinkel gemittelten Strahlungsfeld $J_\nu(\tau_0)$ ab. Um aus dem Ratengleichungssystem absolute Besetzungsdichten zu erhalten, fordern wir für jeden Tiefenpunkt die Erhaltung der absoluten Anzahldichte *freier* Sauerstoffatome

$$n(\text{O}) = n(\text{O I}) + n(\text{O II}) = \sum_i n_i. \quad (4.2)$$

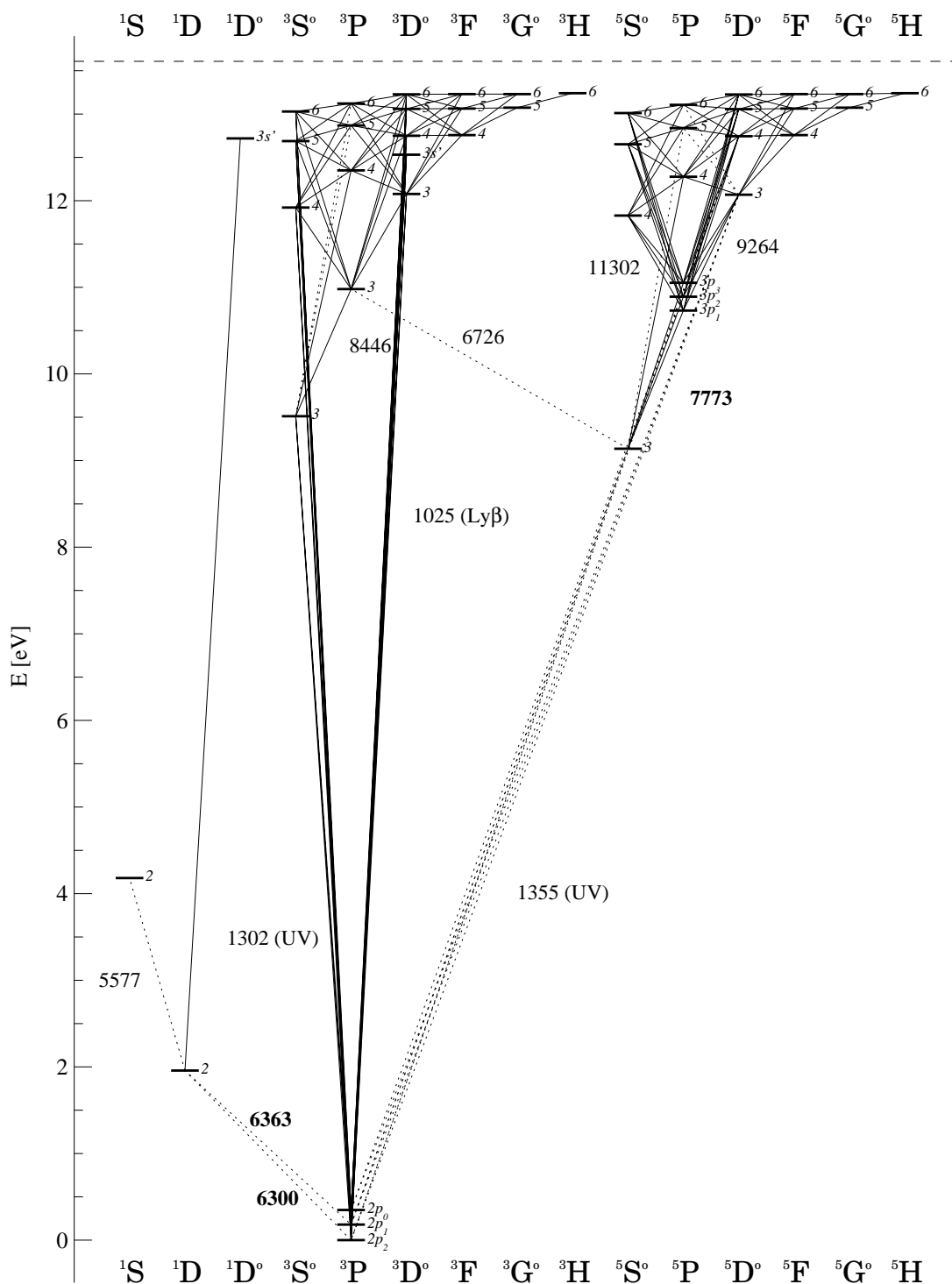


Abbildung 4.1 Grotrian-Diagramm des Standard-Atommodells für O I. Es werden nur Energieniveaus bis zur Hauptquantenzahl $n = 6$ berücksichtigt. Verbotene gebunden-gebundene Übergänge werden *gestrichelt*, erlaubte Dipolübergänge werden *durchgezogen* dargestellt. Elektronenstöße zwischen den verschiedenen Spinsystemen werden berücksichtigt, sind aber hier nicht dargestellt. Außerdem koppeln alle Niveaus radiativ und durch Stöße an das Grundniveau von O II. Das $2p^4\ ^3P$ -Niveau und das obere $3p^5\ ^3P$ -Niveau des O I 7773-Tripletts sind aufgespalten. Die Aufspaltung ist übertrieben dargestellt. Die Stoßkopplung der Feinstruktur-niveaus wurde durch erhöhte Stoßratenkoeffizienten gewährleistet.

Dabei ist zu berücksichtigen, daß diese Anzahldichte aufgrund von Molekülbildung (z.B. OH, CO, O₂) variieren kann (Abb. 2.4).

Die Besetzungsdichten $n_i(\tau_0)$ erhalten wir durch Lösung des Ratengleichungssystems (Gl. 4.1) in Verbindung mit der Strahlungstransportgleichung (Gl. 2.3). Da das Strahlungsfeld rückwirkend auf die Variation der Besetzungsdichten reagiert, muß die Lösung i.a. durch ein iteratives Verfahren bestimmt werden. Die NLTE-Rechnungen wurden mit dem Programm DETAIL (Giddings 1981; Butler und Giddings 1985) durchgeführt, das das Ratengleichungssystem und die Strahlungstransportgleichung mit dem Verfahren der *vollständigen Linearisierung* nach Auer und Heasley (1976) löst. Bei diesem Verfahren wird vorausgesetzt, daß eine Temperaturverteilung sowie Gas- und Elektronendichteschichtung auf einer Massendichteskala vorgegeben sind (z.B. Mihas 1978, S. 396). Außerdem wird die relative Anzahldichte *freier* Sauerstoffatome tiefenabhängig vorgegeben. Mit den NLTE-Abweichungskoeffizienten $b_i = n_i/n_i^*$, die DETAIL berechnet, werden die LTE-Linienopazitäten κ_{lu}^* und die *wahren* LTE-Linienquellfunktionen \tilde{S}_λ^l korrigiert (siehe Gl. 2.25, S. 26 und Gl. 2.26).

Für die Rechnungen zum kinetischen Gleichgewicht wird ein Atommodell konstruiert, das durch die berücksichtigten Energieterme charakterisiert ist (Abb. 4.1). Außerdem ist eine physikalische Beschreibung der Elementarprozesse erforderlich. Dabei werden solche Wechselwirkungen zwischen der Umgebung (Strahlungsfeld, Plasmapartikel) und den Sauerstoffatomen berücksichtigt, die für Zustandsänderungen von O I und O II verantwortlich sind. Dazu gehören *Strahlungsprozesse*:

- elektrische Dipolübergänge von O I (Absorption und stimulierte Emission, spontane Emission),
- gebunden-freie Übergänge zwischen den O I-Niveaus und dem O II-Kontinuum (Photoionisation und -rekombination, Photoionisationsquerschnitte),

und *Stoßprozesse*:

- optisch verbotene gebunden-gebundene Übergänge: Stöße mit Elektronen,
- optisch erlaubte gebunden-gebundene Übergänge: Stöße mit Elektronen,
- optisch erlaubte gebunden-gebundene Übergänge: Stöße mit Wasserstoff,
- optisch gebunden-freie Übergänge: Stöße mit Elektronen,
- Ladungstransfer (gebunden-freier Übergang).

Das Atommodell und die Physik der Elementarprozesse bezeichnen wir als \triangleright NLTE-Modell. Die Unterscheidung zwischen wichtigen und unwichtigen Elementarprozessen im Rahmen der Parameterstudie gibt Aufschluß über den Mechanismus, der für den NLTE-Effekt, beispielsweise des O I 7773-Tripletts, verantwortlich ist. In einem NLTE-Standardmodell fassen wir schließlich die Elementarprozesse und atomaren Terme (Atommodell) zusammen, die sich im Rahmen der Parameterstudie und dem Vergleich mit spektroskopischen Signaturen für den untersuchten Stellarparameterbereich als relevant und repräsentativ erwiesen haben.

4.1.1 Strahlungsprozesse

Radiative Übergangsraten sind Produkte von Besetzungszahlen n_i und Strahlungsratenkoeffizienten R_{ij} :

$$n_l R_{lu} = n_l (B_{lu} \bar{J}_{lu}) \quad (4.3)$$

$$n_i R_{ik} = n_i \left(4\pi \int_{\nu_i}^{\infty} \alpha_{ik}(\nu) (h\nu)^{-1} J_\nu d\nu \right) \quad (4.4)$$

$$n_u R_{ul} = n_u (B_{ul} \bar{J}_{ul} + A_{ul}) \quad (4.5)$$

$$n_k R_{ki} = n_k \left(\frac{n_i^*}{n_k^*} \right) \left(4\pi \int_{\nu_i}^{\infty} \alpha_{ki}(\nu) (h\nu)^{-1} \left(\frac{2h\nu^3}{c^2} + J_\nu \right) d\nu \right) \quad (4.6)$$

B_{lu} , B_{ul} und A_{ul} sind die Einsteinkoeffizienten für Absorption, stimulierte und spontane Emission, und $\alpha_{ik}(\nu)$ ist der frequenzabhängige Photoionisationsquerschnitt (Abb. 4.2). Die Grenzfrequenz ν_i entspricht der auf das i -te Niveau von O I bezogenen Ionisationsenergie E_{ik} . Die Indizes l und u stehen für das untere und obere Niveau, k bezeichnet das Grundzustandsniveau von O II und i ist der Index des betreffenden O I-Niveaus.

Gl. 4.3 und 4.5 geben die Aufwärts- und Abwärtsstrahlungsraten für *Linienübergänge* an. Dabei ist \bar{J}_{lu} die jeweils über das Linienprofil integrierte Intensität: $\bar{J}_{lu} = \int \psi_{lu}(\nu) J(\nu) d\nu$. Unter der Annahme vollständiger Wiederverteilung, d.h. bei identischem Absorptions- und Emissionsprofil gilt $\bar{J}_{lu} = \bar{J}_{ul}$. Mit Gl. 4.4 wird die *Photoionisationsrate* und mit Gl. 4.6 die *Photorekombinationsrate* angegeben. Die *Photorekombinationsrate* hängt auch von der Elektronendichte und der lokalen Temperatur ab. Gl. 4.6 kann als Korrektur der Saha-Formel betrachtet werden.

Das ursprüngliche Modellatom (O I und O II) wurde von S. Becker (1992, priv. Mitteilung) zur Verfügung gestellt. Die Oszillatorenstärken der gebunden-gebundenen Dipolübergänge stammen aus dem *Opacity Project* (Butler und Zeppen 1991). Im allgemeinen wurden die Multiplett-Terme zusammengefaßt; die Feinstruktur wurde lediglich von den $2p^4\ ^3P$ - und $3p^5\ ^5P$ -Niveaus berücksichtigt (s. Abb. 4.1). Die Multiplettsoszillatorenstärken \bar{f}_{ul} erfüllen dabei die Bedingung

$$\left(\sum_{i=1}^M g_{l_i} \right) \bar{f}_{l_i u} = \sum_{i=1}^M g_{l_i} f_{l_i u} \quad (4.7)$$

Die Photoionisationsquerschnitte für den Grundzustand $2p^4\ ^3P$ stammen von Henry (1970). Für die anderen Niveaus wurden Photoionisationsquerschnitte verwendet, die mit Hilfe der bei Seaton (1983) dargestellten Quantendefektformeln bestimmt worden sind (siehe auch Butler und Giddings 1985). In Abb. 4.2 werden die Querschnitte aus den Quantendefektrechnungen mit den *Opacity Project*-Photoionisationsquerschnitten (siehe Butler und Zeppen 1990) verglichen. Die *Opacity Project*-Querschnitte zeigen Resonanzen, die die nach der Quantendefektmethode bestimmten Querschnitte um mehr als zwei Größenordnungen überschreiten können. Allerdings stimmen die Verläufe der Photoionisationsquerschnitte im Groben gut überein. Testrechnungen mit den *Opacity Project*-Querschnitten haben keine signifikanten Effekte auf die Verteilung der Besetzungsdichten ergeben, und zwar sowohl für die Sonne als auch für metallarme (kühle) Sterne. Dies läßt sich damit erklären, daß die Ionisationskanten für $2p^4\ ^3P$ im fernen UV liegen, wo kühle Sterne keine starken Strahlungsflüsse aufweisen. Bei den hochangeregten Niveaus $4s^3\ S^0$ und $4s^5\ S^0$, deren Photoionisationskanten im roten Spektralbereich liegen, dominieren die gebunden-freien Stoßprozesse.

4.1.2 Stoßprozesse

Die physikalische Beschreibung der Stoßprozesse ist für die Ergebnisse der NLTE-Rechnungen von großer Bedeutung. Im Falle eines Zwei-Niveau-Atoms kann die Kopplung des Strahlungsfel-

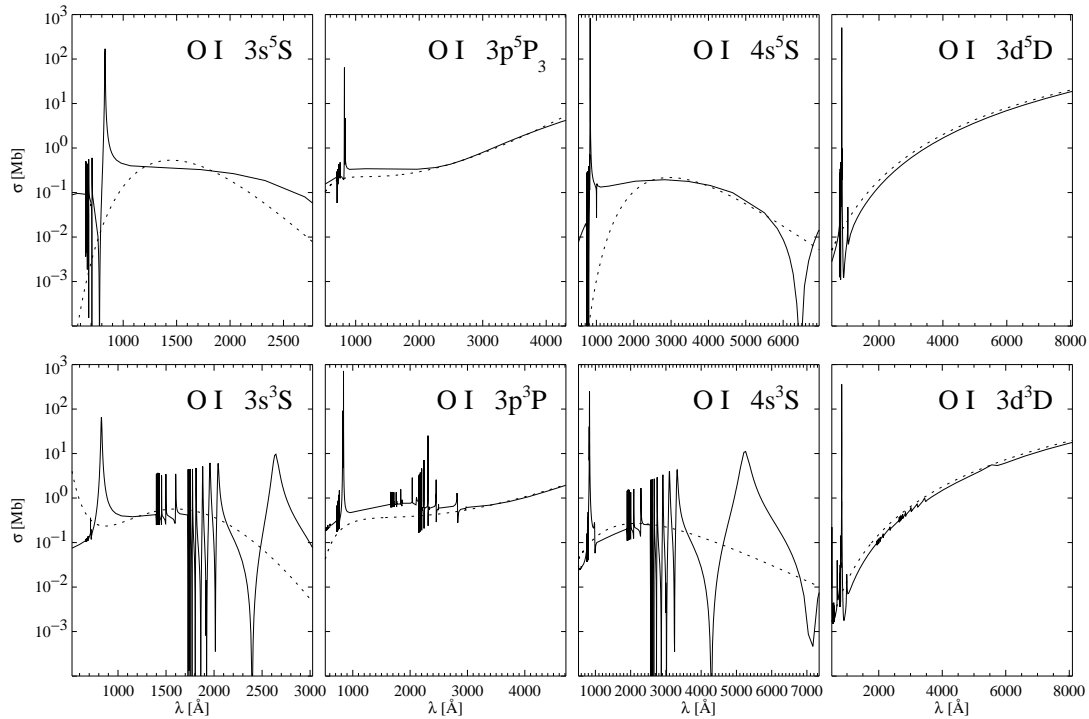


Abbildung 4.2 Die Photoionisationsquerschnitte aus dem *Opacity Project* (Butler und Zeippen 1990) sind *durchgezogen* dargestellt und werden mit Photoionisationsquerschnitten verglichen, die mit der Quantendefektapproximation bestimmt worden sind (Seaton 1983; Butler und Giddings 1985). Den NLTE-Rechnungen mit unserem Standardmodell liegen die zuletzt genannten Photoionisationsquerschnitte zugrunde. Für das $2p^{4,3}P$ -Feinstrukturniveau wurden im Standardmodell Photoionisationsquerschnitte von Henry (1970) verwendet. In Sternphotosphären mit $T_{\text{eff}} < 7000$ K reichen die Strahlungsflüsse im ultravioletten Spektralbereich nicht aus, um nennenswerte Photoionisationseffekte hervorzurufen. Deshalb verzichten wir auf die Darstellung der Photoionisationsquerschnitte für den Grundzustand $2p^{4,3}P$.

des an den lokalen thermodynamischen Zustand des Gases durch

$$\epsilon_{ul} = \frac{C_{ul}(1 - e^{-h\nu/kT})}{A_{ul} + C_{ul}(1 - e^{-h\nu/kT})} \quad (4.8)$$

beschrieben werden (Mihalas 1978, S. 337). Die *wahre* Linienquellfunktion (s. Gl. 2.6, S. 22)

$$\tilde{S}_\nu^l = (1 - \epsilon_{ul})\bar{J}_\nu + \epsilon_{ul}B_\nu(T). \quad (4.9)$$

geht unter Annahme des detaillierten Gleichgewichts (Gl. 4.13) im Grenzfall dominierender Stoßübergänge ($\epsilon = 1$) in die Planck-Funktion über. \tilde{S}_ν^l wird umso mehr von der Planck-Funktion abweichen, je geringer die Stoßratenkoeffizienten für den betreffenden Übergang sind oder je größer die Linienoszillatorenstärken sind. Hintergrund dieser Betrachtung ist, daß die O I 7773-Linien in F- und G-Sternen praktisch als Zwei-Niveau-Übergänge betrachtet werden können (siehe S. 137).

Eine Stoßrate ist das Produkt von Besetzungsdichte und Stoßratenkoeffizient:

$$n_l C_{lu} = n_l n_x \int_{v_{lu}}^{\infty} \sigma_{lu}(v) f(v) v dv = n_l n_x q_{lu}(T), \quad (4.10)$$

und kann für gebunden-gebundene Übergänge ebenso berechnet werden wie für gebunden-freie Prozesse. Der Index u steht in diesem Zusammenhang auch für das Kontinuumsniveau (Grundzustand von O II), das in Gl. 4.4 mit k gekennzeichnet wird. v_{lu} ist die zur Auslösung des Übergangs erforderliche Mindestrelativgeschwindigkeit, die mit der Energiedifferenz des Übergangs

korrespondiert. n_x ist die Anzahldichte der betrachteten stoßenden Partikel. Im vorliegenden Fall betrachten wir Stöße mit Elektronen, H I-Atomen und Protonen. $\sigma_{lu}(v)$ ist der für den jeweiligen Stoßprozeß spezifische Stoßquerschnitt. Dieser ist über die Verteilung $f(v)$ der Relativgeschwindigkeiten zu mitteln. In der Form

$$q_{lu} = \pi a_0^2 \sqrt{\frac{8k}{m\pi}} \sqrt{T} e^{-\frac{E_{lu}}{kT}} \Gamma_{lu}(T) \quad (4.11)$$

kommt die Abhängigkeit von Temperatur und der Energiedifferenz E_{lu} zum Ausdruck. Dabei ist

$$\Gamma_{lu}(T) = \int_0^\infty Q_{lu}(E_{lu} + xkT) \left(x + \frac{E_{lu}}{kT}\right) e^{-x} dx \quad (4.12)$$

eine schwach variierende Funktion der Temperatur T . $E_{lu} = E_u - E_l$ ist die Energiedifferenz zwischen dem oberen und dem unteren Niveau. Die Stoßratenkoeffizienten verhalten sich proportional zur Anzahldichte der stoßenden Partikel und vergrößern sich empfindlich mit abnehmender Energiedifferenz E_{lu} .

Bei der Berechnung der Stoßratenkoeffizienten C_{lu} nehmen wir an, daß die Verteilung $f(v)$ der Relativgeschwindigkeiten der Stoßpartner durch eine Maxwell-Verteilung beschrieben werden kann. Eine Vorschrift zur Umrechnung von Aufwärts- und Abwärtsraten ergibt sich dann aus der Tatsache, daß im thermischen Gleichgewicht die Bedingung des *detaillierten Gleichgewichts*

$$n_l^* C_{lu} = n_u^* C_{ul} \quad (4.13)$$

erfüllt sein muß (Mihalas 1978, S. 132). Das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts besagt, daß das *relative* Besetzungszahlenverhältnis bei dominanten Stoßraten mit der Boltzmann-Funktion beschrieben werden kann. *Elektronenstoßprozesse* zwischen optisch verbotenen Übergängen werden gemäß der Formel von Seaton (1962a)

$$C_{lu}^e = n_e \cdot 8.54 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega_0}{g_l} T^{-1/2} \exp\left(-\frac{E_{lu}}{kT}\right) \quad (4.14)$$

berücksichtigt, mit $\Omega_0 = 1$ (Allen 1973, S.44) und $\Omega_0 = 10^5$ für Stöße zwischen Feinstruktur-niveaus. Wir setzen also voraus, daß die Feinstruktur-niveaus *relativ* zueinander thermisch besetzt sind. Die Elektronenstoßratenkoeffizienten für optisch erlaubte Übergänge berechnen wir nach Van Regemorter (1962):

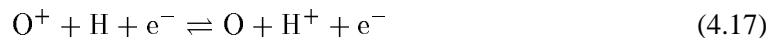
$$C_{lu}^e = n_e \cdot 7.924 \cdot 10^{-10} f_{lu} \sqrt{T} \left(\frac{13.598 \text{ eV}}{E_{lu}}\right)^2 u_{lu} \max[\bar{g} e^{-u_{lu}}, 0.276 \cdot E_1(u_{lu})], \quad (4.15)$$

mit $u_{lu} = E_{lu}/kT$ und der Exponentialintegralfunktion $E_1(x)$ (Gl. 2.10, S. 23). f_{lu} ist die Oszillatorenstärke für den Übergang und \bar{g} ist ein empirisch ermittelter Gauntfaktor, dem bei Änderung der Hauptquantenzahl ein Wert von 0.2 und sonst ein Wert von 0.7 zugewiesen wird. Die Ionisation durch Elektronenstöße, ausgehend von Niveau i , berücksichtigen wir ebenfalls nach Seaton (1962a):

$$C_{lu}^e = n_e \cdot 1.55 \cdot 10^{13} \alpha_{ik} \bar{g} \sqrt{T} \frac{k \cdot e^{-\frac{E_{lk}}{kT}}}{E_{lk}}, \quad (4.16)$$

wobei α_{ik} der Photoionisationsquerschnitt für die Ionisationsenergie E_{lk} ist. Für neutrale Atome ist $\bar{g} = 1$.

Aufgrund ähnlicher Grundzustandsionisationsenergien von H I und O I ist die Ladungsaustauschreaktion



sehr effizient. Der entsprechende Ratenkoeffizient beträgt

$$C_{ik} = n_p q(T) \approx n_p \cdot 1.7 \cdot 10^{-9}. \quad (4.18)$$

n_p ist die Protonendichte, und $q(T)$ variiert nur schwach mit der Temperatur (Osterbrock 1989, S. 43). Aufgrund der Ladungsaustauschreaktionen koppelt das *Verhältnis* der Besetzungsdichte von O II ($2p^4S$) zu der Besetzungsdichte von jeweils einem der drei O I ($2p^4^3P$)-Niveaus an das Ionisationsgleichgewicht von Wasserstoff

$$\frac{n_{\text{OII}}}{n_{\text{OI}}} = \frac{8}{9} \frac{n_p}{n_{\text{HI}}} e^{-\frac{\Delta E}{kT}}. \quad (4.19)$$

$\Delta E = E_{ik} - 13.598 \text{ eV}$ ist die Differenz der Ionisationsenergie von einem der $2p^4^3P$ -Niveaus zur Grundzustandsionisationsenergie von H I.

Da die Ladungsaustauschreaktion das Ionisationsverhältnis von Sauerstoff an das von Wasserstoff anschließt, werden unelastische *Wasserstoffstöße* nur für gebunden-gebundene O I-Übergänge berücksichtigt. Die entsprechenden Ratenkoeffizienten werden nach einer Formel von Drawin (1968, 1969) in der von Steenbock und Holweger (1984) verallgemeinerten Formulierung berechnet:

$$C_{lu}^{\text{H}} = 16\pi a_0^2 \sqrt{\left(\frac{2kT}{\pi\mu}\right)} \left(\frac{13.598 \text{ eV}}{E_{lu}}\right)^2 f_{lu} \frac{m_{\text{O}}}{m_{\text{H}}} \frac{m_e}{m_{\text{H}} + m_e} \Psi(u_{lu}) \quad (4.20)$$

mit der reduzierten Masse μ , dem Bohrschen Radius a_0 und der Funktion

$$\Psi(u_{lu}) = \left(1 + \frac{2}{u_{lu}}\right) \frac{e^{-u_{lu}}}{1 + \left(\frac{2m_e}{(m_{\text{H}} + m_e)u_{lu}}\right)^2}. \quad (4.21)$$

Die Unsicherheit der Stoßratenkoeffizienten, insbesondere von C_{lu}^{H} erfordert eine empirische Bestimmung der Stoßratenkoeffizienten bzw. entsprechender Skalierungsfaktoren S_e und S_{H} anhand aussagekräftiger spektroskopischer Signaturen. In Abschn. 4.3 wird die Skalierung von Elektronen- und Neutralteilchenstoßraten behandelt.

4.2 Parameterstudien

Zur Beschreibung des Strahlungsfeldes J_ν von kühlen Sternen ist eine Vielzahl von kontinuierlichen und diskreten (*line blocking*) Absorptionsprozessen zu berücksichtigen. Bei den NLTE-Rechnungen wurden Hintergrundopazitäten berücksichtigt, die mit MAFAGS unter Annahme von LTE vorberechnet wurden. Da O I in kühlen Sternen weder prominente Absorptionskanten noch nennenswerte Linienopazitäten aufweist, wurde Sauerstoff als Opazitätsquelle nicht explizit aus den Vorberechnungen der Hintergrundopazität ausgeschlossen. Wir haben verschiedene Testrechnungen mit DETAIL durchgeführt, bei denen entweder nur kontinuierliche Hintergrundopazitäten oder zusätzlich Linienopazitäten verwendet wurden, um feststellen zu können, wie sich das UV-Strahlungsfeld auf die Besetzungsdichten der hoch angeregten Niveaus auswirkt. Dazu wurden die Linienopazitäten, die insbesondere von Fe I und Fe II stammen (s. Abb. 3.15 auf S. 84), in Form der Opazitätsverteilungsfunktionen von Kurucz (1992b) implementiert (siehe auch Beschreibung bei Baumüller 1996). Die von uns verwendete Methode der vollständigen Linearisierung schränkt die Zahl der zu berücksichtigenden Frequenzpunkte stark ein. Um im Zusammenhang mit den in Abb. 4.2 dargestellten *Opacity Project*-Photoionisationsquerschnitten eine hinreichende Abtastung

sowohl der Resonanzonen als auch der ODF sicherzustellen, wurden auf einer logarithmisch linearen Skala zwischen 600 \AA und $10000 \text{ \AA} \approx 2500$ zufällige Frequenzpunkte gleichverteilt vorgegeben (*opacity sampling*). Zusätzlich wurde jedes O I-Linienprofil durch 7 Frequenzpunkte dargestellt. Die O I-Absorptionskanten wurden ebenso explizit abgetastet, wie die Balmerkante und prominente Kanten von Mg I, Al I und Si I im Spektralbereich unterhalb von 3000 \AA .

Das Ergebnis unserer Rechnungen stimmt mit Kislman (1993) überein: Die Photoionisationseffekte sind selbst bei Procyon vernachlässigbar gering, unabhängig davon, ob Linienopazitäten (*line blocking*) berücksichtigt werden oder nicht. Das stärkere UV-Strahlungsfeld von metallarmen Sternen wirkt sich dementsprechend marginal auf die Besetzung der O I-Niveaus aus. Die NLTE-Abweichungskoeffizienten ändern sich lediglich ab einer Tiefe von $\log \tau_0 < -1$ um einige Prozent, und zwar für angeregte Niveaus mit $n > 3$. Die Spinsysteme reagieren unterschiedlich auf die Hintergrundopazitäten, da das Quintettsystem vom Grundzustand radiativ entkoppelt ist. So finden wir, daß das $3s^3S^o$ -Niveau bei $\log \tau_0 \approx -1.5$ nur dann überbesetzt ist, wenn das Strahlungsfeld durch zusätzliche Linienopazitäten abgeblockt wird, während die Überbesetzung des $3s^5S^o$ -Niveaus relativ unempfindlich auf *line blocking* reagiert. Die zur Berechnung der Linienquellfunktion erforderlichen Quotienten b_l/b_u (Gl. 2.26, S. 26) ändern sich allerdings kaum. Ein *line blocking*-Effekt ist auch bei Verwendung der *Opacity Project*-Photoionisationsquerschnitte nicht erkennbar. Die Skalierung der Photoionisationsquerschnitte um eine Größenordnung wirkt sich für die NLTE-Abweichungskoeffizienten erst im Übergangsbereich zur Chromosphäre ($\log \tau_0 < -3$) signifikant aus.

Der Abhängigkeit der Anzahldichte freier Sauerstoffatome von der *Molekülbildung* wurde durch Einführung einer tiefenabhängigen Sauerstoffhäufigkeit Rechnung getragen.² Ein Vergleich von NLTE-Rechnungen, z.B. zu HD 6582, bei denen die tiefenabhängige Variation der Sauerstoffhäufigkeit variiert wurde, ergab keinen nennenswerten Effekt.

Ohne Berücksichtigung von *Ladungsaustausch* dominiert die spontane Rekombination, so daß bei $\log \tau_0 \lesssim -2$ eine Unterbesetzung des O II-Grundzustands in einer Größenordnung von 20% die Folge wäre. Die Ladungsaustauschreaktion mit Wasserstoff (Gl. 4.17) beseitigt diese Unterbesetzung und zwingt das Ionisationsgleichgewicht O I/O II ins lokale thermische Gleichgewicht, solange das vorausgesetzte Ionisationsgleichgewicht von Wasserstoff in der Photosphäre thermisch ist. Die LTE-Besetzung des Kontinuums wirkt sich nur wenig auf die Besetzung der O I-Niveaus mit $n \leq 4$ aus, obwohl sie bei den thermischen Anregungsbedingungen in der solaren Photosphäre stärker ist als die Besetzung eines 5 eV-Niveaus von O I, d.h. der Saha-Faktor ist typischerweise größer als der Boltzmann-Faktor eines höher angeregten O I-Niveaus. Entsprechend erhöht sich die Besetzung der oberen O I-Niveaus, wenn die NLTE-Unterbesetzung des O I-Kontinuums durch Einführung der Ladungsaustauschreaktion beseitigt wird. Ein Effekt auf die theoretischen Linienäquivalentbreiten kühler Sterne ist allerdings nicht zu beobachten, weil sich dort, wo die Linien entstehen, weder für b_l/b_u noch für b_l signifikante Konsequenzen ergeben.

Die vorliegende Studie bestätigt Kislman (1993) mit dem Befund, daß die Besetzung der angeregten O I-Niveaus weder von der *Vollständigkeit* des O I-Atommodells noch von der Kopplung der oberen Niveaus an den O II-Grundzustand abhängt. Mit zunehmender Vervollständigung des Atommodells (höhere Hauptquantenzahlen) verringert sich der Energieabstand zwischen den obersten O I-Niveaus und dem O II-Grundniveau. Die Verdichtung der O I-Niveaus im oberen Energiebereich öffnet einen weiteren Kanal zur Abregung des Kontinuums. Wir haben NLTE-Rechnungen mit unterschiedlich komplexen Atommodellen durchgeführt. Zunächst sind wir von einem Modell mit einer maximalen Hauptquantenzahl von $n_{\max} = 8$ bzw. einem minimalen Energieabstand zum Kontinuum von $\approx 0.2 \text{ eV}$ ausgegangen und haben schließlich die Anzahl der

²Diese wird von DETAIL als Häufigkeit freier Sauerstoffatome interpretiert.

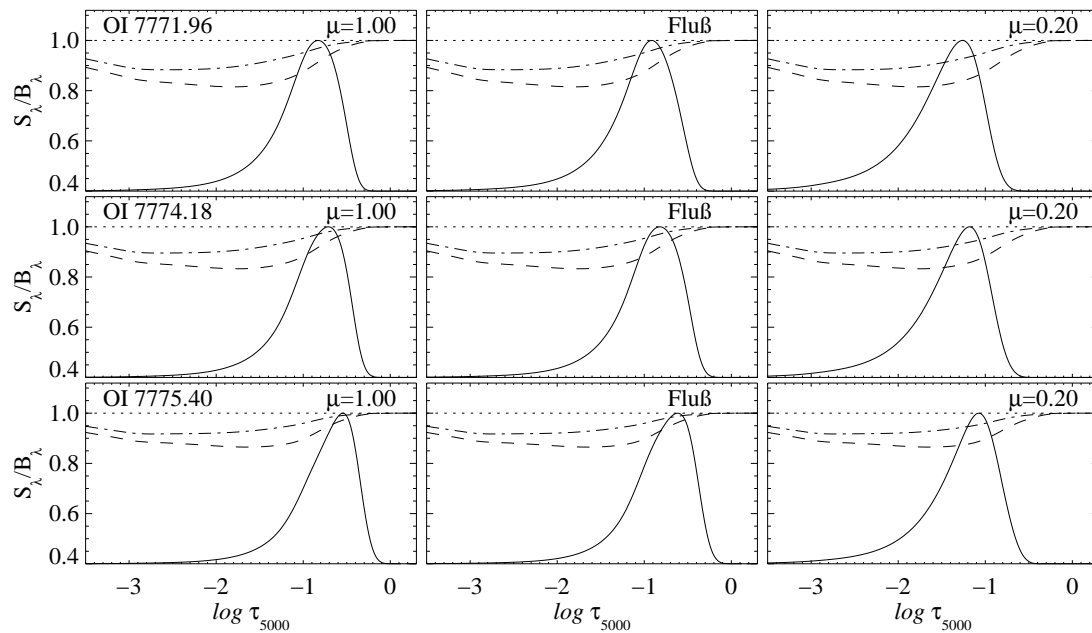


Abbildung 4.3 $S_{\lambda}^{\text{NLTE}}/B_{\lambda}$ und Beitragsfunktionen für die Zentren der OI7773-Tripletlinien für die Sonne (HM74-Modell). Die NLTE-Beitragsfunktion wurde für $S_{\text{H}} = 0$ berechnet. Der Verlauf von S_{λ}/B_{λ} ist ohne Wasserstoffstöße (gestrichelt) und mit $S_{\text{H}} = 5$ (punkt-gestrichelt) dargestellt. Darüber ist die NLTE-Beitragsfunktion (—) eingetragen (skaliert und vertikal versetzt). Für die Rechnungen wurde $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.77$ angesetzt. $S_{\lambda}^{\text{NLTE}}$ ist nicht die Linienquellfunktion, sondern die gemäß Gl. 2.17, S. 24, definierte *gesamte* Quellfunktion (siehe auch Gl. 4.22, S. 140).

oberen Niveaus bis auf $n_{\text{max}} = 4$ reduziert. Dabei konnten wir eine allgemeine Erhöhung der b_i -Koeffizienten feststellen. Für die b_l/b_u -Verhältnisse ergaben sich allerdings keine signifikanten Änderungen. Da der Energieabstand zwischen den obersten OI-Niveaus mit $n = 8$ und dem Kontinuum immer noch zu groß sein kann, haben wir außerdem die Stoßraten für die gebunden-freien Übergänge, ausgehend von den höchsten OI-Niveaus, um mehrere Größenordnungen erhöht. Mit der verstärkten Stoßkopplung (vgl. Gl. 4.16) zwischen dem Kontinuum und den höchsten OI-Niveaus erhöhen sich auch die Besetzungsdichten nachfolgender OI-Niveaus. Während die Unterbesetzung der höheren Energieniveaus abnimmt, nimmt die Überbesetzung des metastabilen $3s^5S^{\circ}$ -Niveaus, welches den unteren Abschluß des Quintettsystem darstellt, zu. Allerdings ergeben sich auch bei diesem Test keine signifikanten Änderungen für das Verhältnis b_l/b_u , während das $3s^5S^{\circ}$ -Niveau um bis zu 20% stärker besetzt ist. Aufgrund der stärkeren Überbesetzung des $3s^5S^{\circ}$ -Niveaus verzerrt sich die monochromatische Tiefenskala gemäß $b_l \cdot \kappa_{lu}^*$ jedoch kaum. Die theoretischen OI 7773-Linienprofile reagieren kaum auf die Verschiebung der Linienentstehungstiefe; entsprechend geringfügig erweisen sich auch die erforderlichen NLTE-Korrekturen.

In einer weiteren Untersuchung zur Vollständigkeit des Atommodells wurden NLTE-Abweichungskoeffizienten zu dem in Abb. 4.1 dargestellten Standard-Atommodell mit b_i -Koeffizienten verglichen, die mit dem Atommodell von Sedlmayr (1974) berechnet worden sind. Bei der Rechnung mit dem Sedlmayr-Atommodell wurden lediglich dessen Energieniveaus verwendet. Die Stoß- und Strahlungsprozesse waren für beide Modelle identisch. Neutralteilchenstöße wurden dabei nicht berücksichtigt ($S_{\text{H}} = 0$). Wir können feststellen, daß sich sowohl die NLTE-Abweichungskoeffizienten von $3s^5S^{\circ}$ und $3p^5P$ als auch die b_l/b_u -Verhältnisse (zumindest für $\log \tau_0 > -2$) ähnlich verhalten. Beide Modelle liefern bei $\log \tau_0 = -2$ einen Maximalwert von $b_l/b_u \approx 1.34$ für die $3s^5S^{\circ}$ - und $3p^5P$ -Niveaus. Allerdings erhalten wir mit unserem komplexeren Atommodell eine Überbesetzung des $3s^5S^{\circ}$ -Niveaus von $\approx 5\%$, während Sedlmayr (1974) eine Unterbesetzung berechnet.

Wir können festhalten, daß die *Linienquellfunktion* des O I 7773-Tripletts in unentwickelten F- und G-Sternen nicht nennenswert von der Vollständigkeit des Atommodells abhängt.³ Die Abweichungen der O I 7773-Einzellinienhäufigkeiten vom LTE, die im Fall $b_l \neq 1$ grundsätzlich auch auf die Verschiebung der Linienentstehungstiefe zurückgehen können, hängen bei unentwickelten F- und G-Sternen typischerweise ebenfalls nicht von der Vollständigkeit des Atommodells ab. Die NLTE-Linienentstehung von stellaren O I 7773-Tripletts sind nicht mit der Überbesetzung des $3s^5S^0$ -Niveaus zu erklären, sondern müssen auf die relative Unterbesetzung der $3p^5P_J$ -Niveaus zurückgeführt werden.⁴ Die Zwei-Niveau-Approximation, die Kiselman und Nordlund (1995) im Rahmen ihrer Granulationssimulationen verwenden, ist durchaus gerechtfertigt.

Die bislang behandelten Effekte (UV-Strahlungsfeld, Ladungsaustausch, Vollständigkeit des Modellatoms) haben sich für die Analyse des O I 7773-Tripletts in kühlen Sternen als unwesentlich herausgestellt. Stattdessen reagieren die NLTE-Abweichungskoeffizienten empfindlich auf die Variation von T_{eff} , Schwerebeschleunigung und Metallizität bzw. Sauerstoffhäufigkeit. Mit zunehmender Metallizität vergrößert sich der Unterschied zwischen den O I 7773-Linienquellfunktionen und der Planck-Funktion. Im Gegensatz zum Al I-Atom (Baumüller und Gehren 1997) ist dieser *Metallizitätseffekt* aber keine Folge eines bei abnehmender Linienopazität zunehmenden UV-Strahlungsfeldes. Photoionisationseffekte hinsichtlich O I sind in kühlen unentwickelten Sternen bedeutungslos.

Nach Gl. 4.8 kann die *Erhöhung der Stoßratenkoeffizienten* C_{lu}^e , beispielsweise aufgrund höherer Elektronendichten n_e , ebenfalls eine Ursache für den Metallizitätseffekt darstellen. Wenn die metallizitätsabhängige Elektronendichte eine wesentliche Bedeutung hätte, würden wir erwarten, daß der NLTE-Effekt abnimmt, wenn sich die Elektronendichte oberhalb der Wasserstoffionisationszone aufgrund höherer Metallizität erhöht. Tatsächlich stellen wir aber fest, daß der NLTE-Effekt sich mit zunehmender Metallizität erhöht und die O I 7773-Quellfunktionen S_λ zunehmend kleiner werden als $B_\lambda(T)$ (siehe Abb. 6.7 auf S. 221). Ähnliches finden wir auch, wenn wir lediglich die Sauerstoffhäufigkeit variieren. So haben wir für solare Parameter NLTE-Rechnungen mit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.92$ und $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.72$ durchgeführt und fanden, daß sich die NLTE-Besetzungsdichte des $3p^5P$ -Niveaus ab $\log \tau_0 < -1$ umso mehr an die LTE-Besetzungsdichte angleicht, je kleiner die vorausgesetzte Sauerstoffhäufigkeit bzw. der vorausgesetzte $gf\varepsilon$ -Wert ist. Wir konnten darüber hinaus verfolgen, daß die b_l -Koeffizienten des überbesetzten $3s^5S^0$ -Niveaus kaum variieren, während die Unterbesetzung des $3p^5P$ -Niveaus mit abnehmenden $gf\varepsilon$ -Werten verschwindet.

Der *Mechanismus*, der also für den NLTE-Effekt der O I 7773-Triplettlinien verantwortlich ist, basiert auf der temperatur-, dichte- und metallizitätsabhängigen Linienentstehungstiefe. Mit abnehmender Temperatur, größerer Schwerebeschleunigung oder kleinerer Metallizität (bzw. Sauerstoffhäufigkeit) verringert sich die Linienentstehungstiefe des O I 7773-Tripletts, so daß diese Linien in einem zunehmend tieferen Bereich der Photosphäre entstehen, wo die Besetzungsverhältnisse aufgrund höherer Stoßraten vergleichsweise gut durch LTE beschrieben werden können. Dieser Mechanismus wurde bereits von Eriksson und Toft (1979) als wesentlich für NLTE-Abweichungen des O I 7773-Tripletts erkannt und nachgewiesen. Für die stellare O I 7773-Triplettanalyse bedeutet dies, daß die vorausgesetzte Sauerstoffhäufigkeit stets mit der aus der NLTE-Analyse resultierenden Häufigkeit verglichen und gegebenenfalls im Rahmen mehrerer Iterationszyklen korrigiert werden muß. Die aus dem O I 7773-Triplett in Sternen mit höherer Effektivtemperatur und niedrigerer Schwerebeschleunigung bestimmten NLTE-Einzellinienhäufigkeiten sind kleiner als die

³Vergleiche Abb. 4.3 mit Sedlmayr (1974, Abb. 12)

⁴In A- und B-Sternen ist die Überbesetzung des $3s^5S^0$ -Niveaus hingegen von größerer Bedeutung. In dem für die Linienentstehung relevanten Photosphärenbereich können die NLTE-Besetzungsdichten zwischen 3 bis 10-mal größer sein als die LTE-Besetzungsdichten (Baschek *et al.* 1977, S. 381), so daß die Verschiebung der monochromatischen Tiefenskala relevant sein kann.

LTE-Einzellinienhäufigkeiten, weil die Linien in diesen Sternen in einer höheren photosphärischen Schicht entstehen und folglich größere NLTE-Korrekturen erfordern (siehe Abb. 6.6 auf S. 220 und Abb. 6.7). Für die Konstruktion des Atommodells ergibt sich aus dem genannten Mechanismus folgende Konsequenz: Da die Summen- gf -Werte von Linienübergängen zwischen Multiplettermen größer sind als die gf -Werte einzelner Feinstrukturkomponenten, scheinen die berechneten unaufgespaltenen Linien in einer höheren Photosphärenschicht zu entstehen als die schwächeren aufgespaltenen Feinstrukturkomponenten. Bei metallarmen oder kühlen Sternen fällt der Unterschied in der Entstehungstiefe kaum ins Gewicht, aber die Diskrepanz vergrößert sich mit wachsender Linienstärke. Aufgrund dieser Überlegung haben wir die $2p^4\ ^3P$ - und $3p^5\ ^5P$ -Niveaus aufgespalten (S. 131).

Kiselman kommt zu dem Ergebnis, daß die NLTE-Korrekturen (ohne Berücksichtigung von Neutralteilchenstößen) für das O I 7773-Tripletts mit abnehmender Metallizität nur bis $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -2$ kleiner werden (siehe Kiselman 1991, Abb. 3). Für $[\text{Fe}/\text{H}] < -2$ berechnet er NLTE-Korrekturen, die bemerkenswerterweise sogar größer sind als im Falle des solaren O I 7773-Tripletts erforderlich. Kiselman erklärt diesen Effekt, durch den die auf dem O I 7773-Triplett basierenden LTE-Sauerstoffhäufigkeiten in extrem metallarmen Zwergen⁵ um bis zu 0.4 dex nach unten korrigiert werden müßten, mit der Reduktion der Elektronenstöße. Diese Erklärung ist nicht einsichtig, denn die O I 7773-Linien entstehen bei diesen niedrigen Metallizitäten am inneren Rand der Photosphäre, wo die Elektronen unabhängig von der Metallhäufigkeit durch Ionisation von Wasserstoff geliefert werden. Im Rahmen unserer NLTE-Rechnungen können wir den von Kiselman (1991) angegebenen Trend nicht nachvollziehen. Im Gegenteil: Für HD 140283 ($T_{\text{eff}} = 5814\text{ K}$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.34$) berechnen wir eine NLTE-Korrektur von 0.06 dex, während für Sterne mit $[\text{Fe}/\text{H}] > -2$ grundsätzlich größere NLTE-Korrekturen berechnet werden (Abb. 6.1 auf S. 205).

4.3 Skalierung der Stoßraten

Die Ergebnisse der NLTE-Rechnungen hängen empfindlich von den Stoßquerschnitten $\sigma_{lu}(E)$ (Gl. 4.10) in einem Energiebereich von $0.1 \lesssim E \lesssim 2\text{ eV}$, den typischen Energieabständen E_{lu} zwischen den hochangeregten Niveaus ab. Wir berechnen die Elektronenstoßquerschnitte mit Formeln, die teilweise durch neuere theoretische und empirische Daten überholt sind. Für Übergänge zwischen dem Grundzustandsniveau $2p^4\ ^3P$ und angeregten Niveaus findet man bei Laher und Gilmore (1990) sowie Itikawa und Ichimura (1990) Elektronenanregungsquerschnitte aus der aktuellen Literatur. Allerdings dürfte eine Berücksichtigung geänderter neuerer *Stoßanregungsquerschnitte* für die O I 7773- und O I 8446-Triplett-Übergänge ohne Konsequenzen bleiben: die UV-Linien sind in den Photosphären unentwickelter F- und G-Sterne optisch dick, und das UV-Strahlungsfeld nimmt erst in der Chromosphäre auf die Verteilung der Besetzungszahlen Einfluß (Carlsson und Judge 1993). Die *Stoßanregungsquerschnitte* sind für die Besetzung der $3s^5\ ^5S^{\circ}$ - und $3s^3\ ^3S^{\circ}$ -Niveaus im Vergleich zu den Querschnitten für stoßinduzierte Übergänge zwischen $3s^5\ ^5S^{\circ}$ und $3p^5\ ^5P$ unkritisch, weil die Überbesetzung von $3s^5\ ^5S^{\circ}$ und $3s^3\ ^3S^{\circ}$ über die (indirekte) Kopplung an das stärker besetzte Kontinuum geregelt wird. Für Übergänge zwischen angeregten Niveaus existieren laut Itikawa und Ichimura (1990) keine zuverlässigen Daten.

Pradhan und Gallagher (1992) geben an, daß der effektive Gauntfaktor \bar{g} in Gl. 4.15 nur bis auf einen Faktor 3 genau ist. Nach Aussage der Autoren gibt es zwar experimentelle Hinweise dafür, daß $\bar{g} = 0.2$ eine gute Näherung für Resonanzübergänge in niedrig geladenen Ionen darstellt, aber für einige Übergänge mit $\Delta n \neq 0$ kann \bar{g} auch kleiner sein. In unserem NLTE-Standardmodell setzen wir für Übergänge mit $\Delta n = 0$, also insbesondere für die O I 7773- und O I 8446-Trip-

⁵ $T_{\text{eff}} = 6000\text{ K}$, $\log g = 4.0$, $[\text{Fe}/\text{H}] < -2$

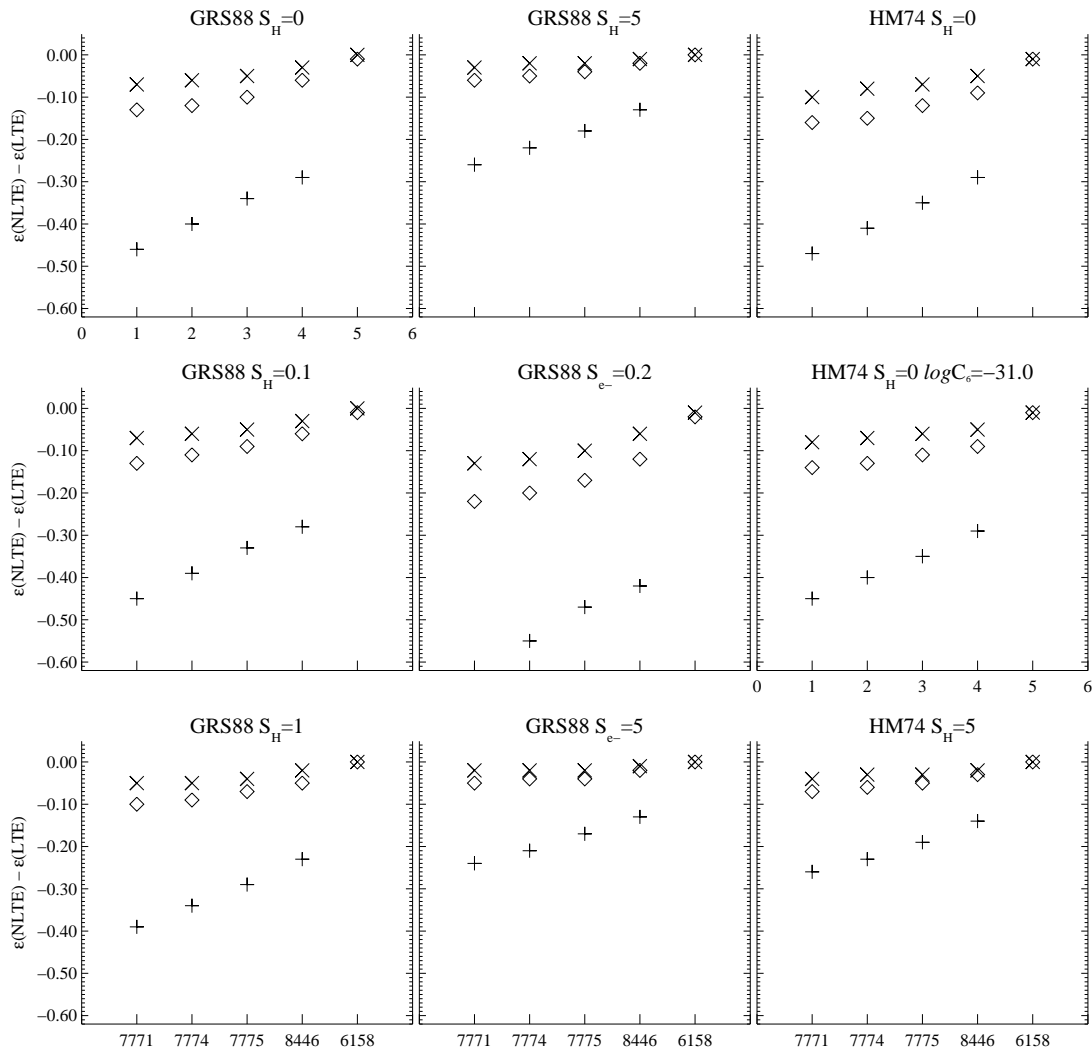


Abbildung 4.4 NLTE-Korrekturen für Einzelinienhäufigkeiten aus den solaren O I 7773-, O I 8446- und O I 6158-Linien. Dargestellt werden die auf einzelne \triangleright NLTE-Modelle bezogenen *theoretischen* Häufigkeitsänderungen für Intensitätsäquivalentbreiten $\mu = 1$ (\times), $\mu = 0.2$ (+) und Flußäquivalentbreiten (\otimes). Verwendet wurden die Äquivalentbreiten aus Tab. 3.6. Die Angabe des $\log C_6$ -Wertes betrifft nur die O I 7773-Tripletlinien. Standardmäßig werden die C_6 -Werte aus Tab. 3.6 verwendet. Wir stellen fest, daß Elektronen- und Wasserstoffstöße kaum unterschieden werden können (vgl. die Abbildungen mit $S_H = 5$ und $S_e = 5$, wobei $S_H = 0$). Der Skalierungsfaktor S_e wurde auf *alle* Elektronenstoßraten angewendet. Wie zu erwarten, sind die NLTE-Effekte im Randspektrum am prägnantesten. Je größer die mittlere Häufigkeitsdiskrepanz $\Delta\varepsilon$ umso größer wird der Trend in den Einzelinienhäufigkeiten: Dieser Effekt ermöglicht die *empirische* Bestimmung von NLTE-Effekten in stellaren O I 7773-Linien anhand von LTE-Einzelinienhäufigkeiten. Weil bei der LTE-Analyse

lett-Übergänge, $\bar{g} = 0.7$ voraus (Mihalas 1978, S. 133). Ein kleinerer Gauntfaktor würde kleinere Elektronenstoßraten für erlaubte Übergänge bewirken und größere NLTE-Effekte zur Folge haben.⁶ Wir müssen davon ausgehen daß die Elektronenstoßraten anhand geeigneter spektroskopischer Signaturen kalibriert werden müssen.

⁶Betrachten wir die Konsequenzen für das O I 7773-Triplett: Mit $E_{lu} = 1.595$ eV und $T \approx 6000$ K ist $u_{lu} = 3.1$ und $0.276 \exp(u_{lu}) \cdot E_1(u_{lu}) = 0.07 < \bar{g} = 0.7$, so daß C_{lu}^e gemäß Gl. 4.15 empfindlich von dem vorausgesetzten Gauntfaktor abhängt.

Die von Tomkin *et al.* (1992) verwendeten C_{lu}^e können nicht unmittelbar mit unseren Stoßratenkoeffizienten verglichen werden, da die Autoren Stoßratenkoeffizienten von Kiselman (1991) verwenden. Kiselman verweist⁷ seinerseits auf Carlsson und Judge (1993) als Quelle für C_{lu}^e . Letztere berechnen die Elektronenstoßraten für gebunden-freie Übergänge nach der von Seaton (1962a) angegebenen Formel. Die Stoßanregungsraten für optisch erlaubte Übergänge vom $2p^4\ ^3P$ -Niveau stammen aus neueren Quellen (siehe Zitate bei Carlsson und Judge 1993, S. 357) von denen angegeben wird, daß die verwendeten Elektronenstoßanregungsquerschnitte auf einen Faktor 2 genau sind. Übergänge, zu denen keine Stoßquerschnitte verfügbar sind, werden von Carlsson und Judge mit der Formel von Seaton (1962b) berechnet. Die Autoren erwähnen nicht explizit, ob die Stoßratenkoeffizienten für die O I 7773-Übergänge ebenfalls nach Seaton (1962b) berechnet worden sind. Kiselman (1991) (bzw. Kiselman 1993) macht keine zusätzlichen Angaben über die verwendeten Elektronenstoßquerschnitte für Übergänge *zwischen* hochangeregten O I-Niveaus. Stöße zwischen den Triplettsystem- und Quintettsystem-Niveaus sind in dem Modell von Carlsson und Judge nicht berücksichtigt worden. Entsprechend verzichtet auch Kiselman (1993) auf die Stoßkopplung der einzelnen Spinsysteme, die wir gemäß Formel 4.14 behandeln. Dazu zählt auch der Übergang $2p^4\ ^4S - 3s^5\ ^5S^o$. Kiselman stellt fest, daß zusätzliche Stöße zwischen den Spinsystemen keine nennenswerten Auswirkungen auf die O I 7773-Linien haben, und daß eine Skalierung von C_{lu}^e für den Übergang $3s^5\ ^5S^o - 3p^5\ ^5P$ lediglich eine Häufigkeitsänderung von $\log \varepsilon_{\odot}(7773) \approx 0.02$ dex bewirkt. Wir haben die Empfindlichkeit der aus dem O I 7773-Triplett abgeleiteten NLTE-Häufigkeiten auf die Unsicherheit der Elektronenstoßraten getestet, indem alle C_{lu}^e -Koeffizienten mit S_e skaliert wurden (siehe S. 141). Konsequenzen, die sich aus der Erhöhung der Stoßraten für einzelne Übergänge ergeben könnten, haben wir nicht überprüft.

Die Querschnitte für Stöße mit H I-Atomen können mit der Drawinschen Formel Gl. 4.20 nur bis auf eine Größenordnung genau berechnet werden (Lambert 1993). Wir gehen davon aus, daß die berechneten Wasserstoffraten unzuverlässiger sind als die Elektronenstoßraten, und werden deshalb zunächst nur die Neutralteilchenstoßraten skalieren, bevor eine Skalierung der Elektronenstoßraten ins Auge gefaßt wird. Da die in der Literatur verwendeten Elektronenstoßquerschnitte nicht grundsätzlich vergleichbar sind, können wir nicht erwarten, daß der von uns bestimmte Skalierungsfaktor S_H mit den Skalierungsfaktoren anderer Autoren übereinstimmt. Da allerdings Takeda (1995) ebenfalls Gl. 4.15 anwendet, sollte unser Skalierungsparameter S_H zumindest mit Takeda übereinstimmen. Es ist zu erwähnen, daß sich S_H -Werte auch deshalb unterscheiden können, weil die C_{lu}^H mit der verallgemeinerten Formel von Lambert (1993, Gl. A9) berechnet worden sind, die um einen zusätzlichen Skalenfaktor von Gl. 4.20 abweicht.

Abb. 4.3 auf S. 136 zeigt den Verlauf von $S_{\lambda}/B_{\lambda}(T)$. Hier wird nicht die Linienquellfunktion betrachtet, sondern die gesamte Quellfunktion, die sich für eine Linie mit der Linienopazität $\kappa_{\lambda}^l \sim gf\varepsilon$ und dem Kontinuum mit der Kontinuumsopazität κ_{λ}^c folgendermaßen darstellt:

$$S_{\lambda} = \frac{1 + \frac{\kappa_{\lambda}^l S_{\lambda}^l}{\kappa_{\lambda}^c B_{\lambda}}}{1 + \frac{\kappa_{\lambda}^l}{\kappa_{\lambda}^c}} B_{\lambda}(T). \quad (4.22)$$

Bei dieser Darstellung wird die Abhängigkeit der *gesamten* Quellfunktion vom Linienabsorptionskoeffizienten κ^l deutlich – sofern die Linienquellfunktion S_{λ}^l von der Planck-Funktion abweicht. $S_{\lambda}/B_{\lambda}(T)$ hängt also im Gegensatz zu S_{λ}^l von $gf\varepsilon$ ab. Im Falle des O I 7773-Triplets ist S_{λ}^l kleiner als S_{λ} und für jede Feinstrukturkomponente (fast) identisch, weil wir vorausgesetzt haben, daß die energetisch eng benachbarten $3p^5\ ^5P_J$ -Niveaus relativ zueinander thermisch besetzt sind. Abb. 4.3 zeigt die Verschiebung der NLTE-Beitragsfunktionen in Abhängigkeit von den $gf\varepsilon$ -Werten (s. f -Werte auf S. 104) und den verschiedenen solaren Spektralatlanten ($\mu = 1, 0.2$ und Fluß). Die

⁷Die Arbeit von Carlsson und Judge (1993) lag Kiselman (1991) offensichtlich vor ihrer Veröffentlichung vor.

S/B -Verhältnisse, die einmal für $S_H = 5$ und einmal für $S_H = 0$ dargestellt sind, werden in unterschiedlichen Bereichen der optischen Tiefenskala *abgetastet*. Die NLTE-Korrekturen hängen entsprechend sowohl von μ als auch von den linienspezifischen $gf\varepsilon$ -Werten ab.

Anhand von Abb. 4.4 können die *linienspezifischen* NLTE-Korrekturen in Abhängigkeit von den vorausgesetzten Skalierungsfaktoren S_H bzw. S_e studiert werden. Die NLTE-Korrekturen für das O I 7773-Triplett hängen wie erwartet von den $gf\varepsilon$ -Werten ab. Der Trend verstärkt sich zwar (für $S_H = 0$) von der Sonnenmitte bis zum Rand, jedoch zeigt sich nur eine geringe Abhängigkeit vom zugrundegelegten Photosphärenmodell: Mit HM74 und GRS88 erhalten wir ohne Neutralteilchenstöße nur geringfügig unterschiedliche NLTE-Korrekturen. Die kleinen Unterschiede in den *Trends* der aus den Zentralintensitäts- und Flußäquivalentbreiten abgeleiteten NLTE-Korrekturen können mit dem Verlauf der Temperaturstrukturen im Bereich der Linienentstehung zu erklärt werden. Es ist auch zu beachten, daß der Trend der NLTE-Korrekturen für das O I 7773-Triplett auch von der Wahl der van der Waals-Konstanten C_6 abhängt.

Die in Abb. 4.4 dargestellten Ergebnisse bestätigen Kiselman insofern, als daß die Variation *aller* Elektronenstoßraten um einen Faktor 5 eine Änderung der aus den *Flußäquivalentbreiten* bestimmten O I 7773-Häufigkeit um ± 0.08 dex herbeiführt. Wir stellen fest, daß die Einzellinienhäufigkeiten aus dem Randspektrum, sowohl für GRS88 als auch für HM74, einen Trend aufweisen, wenn Wasserstoffstoßraten mit $S_H > 1$ oder Elektronenstoßraten mit $S_e > 1$ veranschlagt werden. Zwischen $S_H = 5$ und $S_H = 1$ kann gut anhand der Häufigkeitstrends der O I 7773-Linien unterschieden werden, während eine Entscheidung zwischen $S_H = 1$ und $S_H = 0.1$ nur noch anhand des solaren Randintensitätsspektrums möglich ist. Damit sind wir etwas pessimistischer als Takeda (1995), der eine Unterscheidung von $S_H = 0$ und $S_H = 1$ allein anhand der O I 7773-Linienprofile des solaren Flußspektrums für möglich hält.⁸ Damit ergeben unsere Rechnungen, daß die NLTE-Korrekturen für das O I 7773-Triplett im Vergleich zu den für Al I (Baumüller 1996) Mg I (Zhao *et al.* 1998) wesentlich unempfindlicher auf Skalierung der Stoßquerschnitte reagieren. Eine Unterscheidung zwischen $S_H = 0.1$ und $S_H = 0$ ist selbst anhand des Randspektrums nicht mehr zu treffen.

Die absoluten Einzellinienhäufigkeiten aus dem Randspektrum ($\mu = 0.2$) in Abb. 4.5 weisen $S_H = 5$ noch einen deutlich Häufigkeitstrend auf, während er für $S_H < 1$ weitgehend verschwindet. Der LTE-Häufigkeitstrend im Randspektrum verschwindet also weitgehend, wenn die Neutralteilchenstoßraten auf $S_H = 0$ reduziert werden. Die LTE-Häufigkeitstrends, die sich bei Analyse der Randintensitätsprofile bereits andeuten, sind in Sternen mit niedrigerer Schwerebeschleunigung und höherer Temperatur noch deutlicher zu erkennen (Abb. 6.2 auf S. 208) und stellen ein besseres Hilfsmittel zur Bestimmung von S_H und gegebenenfalls S_e dar. Uns steht somit eine Methode zur Verfügung, mit der wir im Rahmen der Analyse von stellaren O I 7773-Triplets auf empirischem Weg und weitgehend unabhängig von der zugrundegelegten Modellphotosphäre feststellen können, in welchem Umfang NLTE-Korrekturen zu veranschlagen sind.

Die winkelabhängige Linienentstehungstiefe bietet eine plausible Erklärung für das Mitte-Rand-Verhalten des O I 7773-Triplets, auch wenn wir inhomogene Geschwindigkeitsfelder als Ursache nicht ausschließen können. Die Mitte-Rand-Variation des O I 7773-Triplets, die von vielen Autoren als Indikator der NLTE-Linienentstehung betrachtet wird, ist allerdings *keine* gute Signatur zur Überprüfung des NLTE-Modells bzw. der Skalierungsfaktoren S_H und S_e , denn die theoretische Reproduktion der Mitte-Rand-Variation hängt empfindlich von der zugrundegelegten Temperaturschichtung ab. Abb. 4.5 zeigt, daß die Mitte-Rand-Variation der NLTE-Einzellinienhäufigkeiten mit der GRS88-Photosphäre lediglich reduziert aber keinesfalls beseitigt werden kann, während

⁸Takeda (1994) (bzw. Takeda (1995)) untersucht die Mitte-Rand-Variation allerdings unter Verwendung der ATLAS6-Photosphäre von Kurucz (1979), die der GRS88-Photosphäre ähnelt (siehe S. 117 unter Punkt 2).

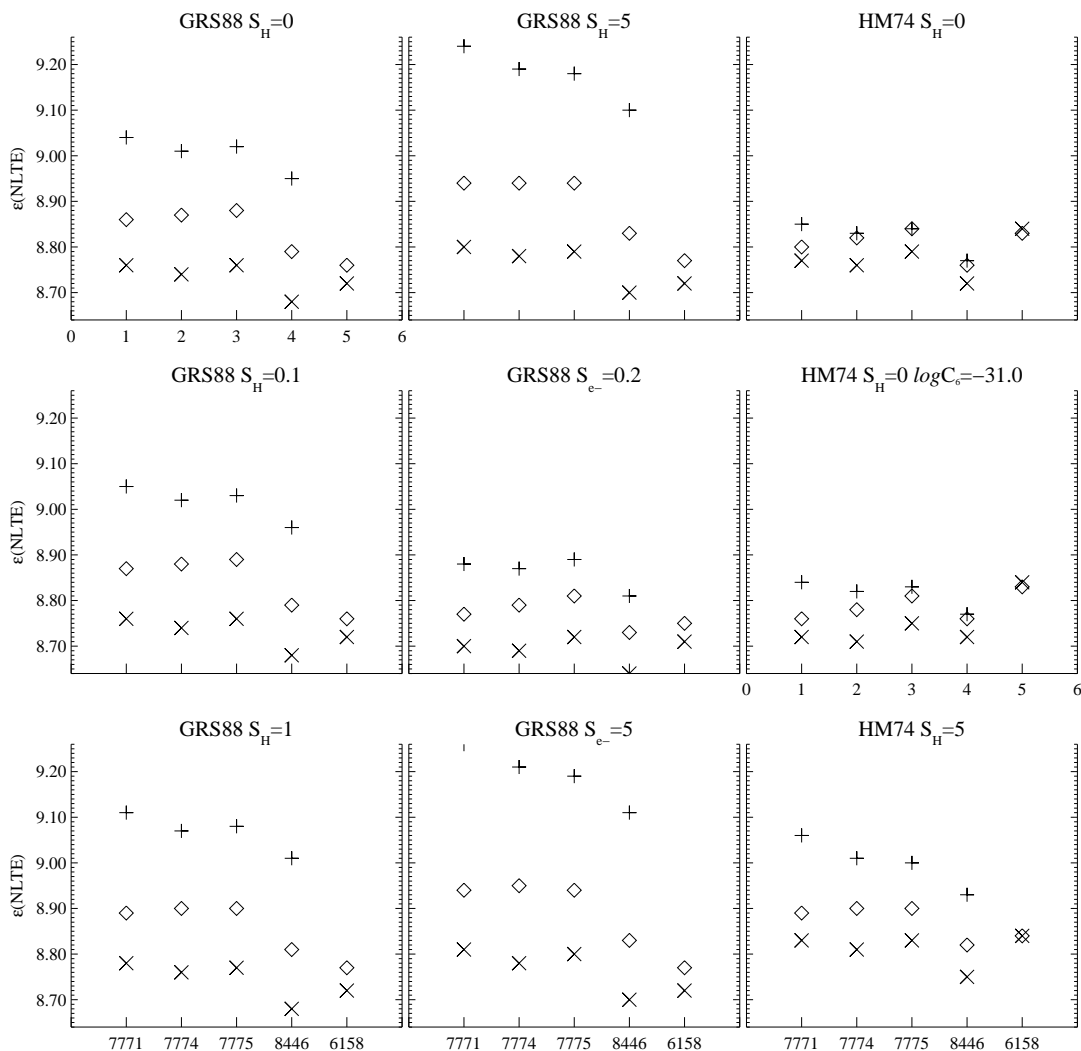


Abbildung 4.5 NLTE-Einzellinienhäufigkeiten aus den solaren O I 7773-, O I 8446- und O I 6158-Linien in Abhängigkeit vom jeweils zugrundegelegten NLTE-Modell (Photosphärenmodell, Atommodell, Verbreiterungsparameter). Die Einzellinienhäufigkeiten wurden aus Intensitätsäquivalentbreiten $\mu = 1$ (\times), $\mu = 0.2$ (+) und Flußäquivalentbreiten (\circ) bestimmt. Verwendet wurden die Äquivalentbreiten aus Tab. 3.6. Die Angabe des $\log C_6$ -Wertes betrifft nur die O I 7773-Tripletts. Standardmäßig werden die C_6 -Werte aus Tab. 3.6 verwendet. Am Rand ($\mu = 0.2$) gehen wir von einer tiefenunabhängigen Mikroturbulenz von 1.8 km s^{-1} aus. Während die LTE-Einzellinienhäufigkeiten inkonsistent sind und in Abhängigkeit von μ unterschiedliche Häufigkeiten ergeben, können wir das Mitte-Rand-Verhalten des Triplets bei Vernachlässigung von Neutralteilchenstößen mit dem HM74-Modell wiedergeben.

mit der HM74-Photosphäre (und $S_H = 0$) eine deutlich bessere Übereinstimmung erzielt wird.

Die Mitte-Rand-Variation der aus dem O I 7773-Triplett abgeleiteten Einzellinienhäufigkeiten reagiert in ähnlicher Weise auf eine Variation von S_e wie auf eine Skalierung der Neutralteilchenstoßraten (siehe Abb. 4.4, mittleres Bild *oben* und *unten*). Der effektive Gauntfaktor $\bar{g} = 0.7$ für den O I 7773-Triplettübergang wurde nicht speziell variiert, da wir bei kühlen Sternen bis an den inneren Photosphärenrand davon ausgehen können, daß $\bar{g} > 0.276 \cdot \exp(u_{lu}) E_1(u_{lu})$ (s. Gl. 4.15). Auch bei heißeren Sternen, z.B. Procyon, wäre der Unterschied zwischen einer Skalierung des

Gauntfaktors und einer Skalierung von C_{lu}^e allenfalls für $\bar{g} < 0.1$ relevant (siehe Fußnote 6 auf S. 139). Angaben über die Skalierung von Neutralteilchenstoßraten hängen von den zugrundegelegten C_{lu}^e ab. Unter der Annahme, daß die C_{lu}^e zuverlässiger sind als die C_{lu}^H , skalieren wir bei der NLTE-Analyse der stellaren O I 7773-Triplets lediglich C_{lu}^H .

4.4 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Parameterstudie konnten wir die Ergebnisse der *theoretischen* Untersuchungen von Kislman (1993) und der vorangegangenen Arbeit von Sedlmayr (1974) weitgehend bestätigen. Von Kislman (1993) unterscheidet sich lediglich unsere Interpretation der Ergebnisse im Hinblick auf die *scheinbare* Inkonsistenz der solaren Sauerstoffhäufigkeit. Wir können *keine ungeklärte Diskrepanz* zwischen $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OI})$ bzw. $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m})$ und $\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ feststellen (vgl. Kislman 1991). Kislman (1993) zweifelt den hohen Skalierungsfaktor von $S_H \gtrsim 5$ an, aber sieht sich nicht in der Lage, eine niedrigere Sauerstoffhäufigkeit zu begründen und somit die solare Sauerstoffhäufigkeit von Anders und Grevesse (1989) bzw. Lambert (1978) ernsthaft in Frage zu stellen.

Neutralteilchenstöße sind entweder zu vernachlässigen oder die Elektronenstoßratenkoeffizienten, die sich im Falle des O I 7773-Triplets in kühlen Sternen proportional zum effektiven Gauntfaktor verhalten, müssen reduziert werden. Dieser Befund, der gleichbedeutend ist mit der Feststellung, daß das O I 7773-Triplett in der Sonne und in Sternen mit moderater Metallizität *signifikante* NLTE-Effekte zeigt, gründet auf zwei Säulen. Erstens können wir zeigen, daß kein solarer Sauerstoffhäufigkeitsindikator die *zuverlässige* Bestimmung einer solaren Sauerstoffhäufigkeit mit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) > 8.81$ dex gestattet. Zweitens kann nicht nur die Mitte-Rand-Variation des solaren O I 7773-Triplets im Rahmen eines NLTE-Modells mit $S_H = 0$ und dem HM74-Modell besser reproduziert werden, sondern wir sind mit einem solchen NLTE-Modell sogar in der Lage, die signifikanten LTE-Häufigkeitstrends innerhalb der O I 7773-Einzellinienhäufigkeiten von F- und G-Sternen aufzuheben (Abb. 6.5). Die linienspezifische Verschiebung der Beitragsfunktionen erklärt die LTE-Häufigkeitstrends, die sich ebenfalls bei Analyse von Randintensitätsprofilen unter Annahme von LTE zeigen.

Unser *NLTE-Standardmodell*, mit dem die NLTE-Rechnungen für Sauerstoff in metallarmen Sternen durchgeführt worden sind, umfaßt das in Abb. 4.1 dargestellte Termschema sowie die Verwendung von kontinuierlichen Hintergrundopazitäten (ohne Linienopazitäten) und Quantendefektphotoionisationsquerschnitten. Die Elektronenstoßraten wurden nicht gesondert parametrisiert. Für die O I 7773- und O I 8446-Übergänge setzen wir $\bar{g} = 0.7$ voraus. Der Skalierungsfaktor S_H wird jeweils gesondert angegeben.

5. Spektroskopische Beobachtungen

Im folgenden behandeln wir die experimentelle Seite der vorliegenden Arbeit: Die spektroskopischen Beobachtungen und ihre Aufbereitung (Datenreduktion) für den Vergleich mit synthetischen Spektren. Wir werden das Beobachtungsmaterial vorstellen und eine Einschätzung zur Qualität¹ der reduzierten Beobachtungsdaten vornehmen. Wir gehen etwas ausführlicher auf wichtige Aspekte der Datenakquisition und Datenreduktion ein.

In den Jahren 1990 ... 1995 wurden zahlreiche F- und G-Sterne in den Spektralbereichen um die CNO-Hydridbanden im UV, [O I] 6300,6363 und O I 7773 spektroskopiert. Dabei sind Teleskope und Spektrographen des Deutsch-Spanischen Astronomischen Zentrums auf dem Calar Alto/Spain (DSAZ) und der Europäischen Südsternwarte (ESO) in La Silla/Chile benutzt worden. Tabelle 5.1 auf der nächsten Seite gibt einen Überblick über Beobachtungen und Beobachter. Es werden nur solche Beobachtungen aufgelistet, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt oder reduziert worden sind.

Der Tabelle ist zu entnehmen, daß nicht von allen Objekten, wie ursprünglich beabsichtigt, zwei oder mehrere Sauerstoffhäufigkeitsindikatoren beobachtet werden konnten. Lediglich von HD 22879 stehen eigene Beobachtungen aller drei wichtigen Indikatoren (O I 7773, [O I] 6300, OH A-X) zur Verfügung. Die Qualität der Spektren ist heterogen. Unsere Datenbasis wird durch zwei O I 7773-Spektren (HD 128279, HD 140283) von P. Magain (Magain 1995, priv. Mitteilung) erweitert. Einige Äquivalentbreiten, insbesondere für [O I] 6300, stammen aus der Literatur. Wir konnten außerdem auf zahlreiche Spektren verwenden, die Fuhrmann (1998, priv. Mitteilung) mit dem FOCES-Spektrographen am 2.2m-Teleskop beobachtet hat (siehe Abb. 5.3 auf S. 157).

Im folgenden Abschnitt werden wir typische Merkmale der verwendeten Spektrographen beschreiben und einzelne Schritte unserer Standard-Datenreduktion erläutern. Trotz gelegentlich allgemein gewählter Formulierungen zählen zum Gegenstand der Ausführungen ausschließlich die im Rahmen der vorliegenden Arbeit beobachteten Objekte, Spektralbereiche und verwendeten Spektrographen. Die drei anschließenden Abschnitte widmen sich jeweils den Beobachtungen des O I 7773-Tripletts, der [O I] 6300-Linie und der Hydridbanden im UV. Die Reduktion der [O I] 6300- und UV-Beobachtungsdaten ist nicht unproblematisch und wird deshalb mit besonders kritischer Aufmerksamkeit behandelt. Im fünften und letzten Abschnitt werden Radialgeschwindigkeiten angegeben, die anhand der in Tab. 5.1 angegebenen Spektren ermittelt wurden. Die Radialgeschwindigkeiten werden mit solchen verglichen, die erstmalig aus den seit 1986 beobachteten Spektren anderer Spektralbereiche gemessen worden sind.

5.1 Allgemeines zu Beobachtung und Datenreduktion

Bei unseren Spektralaufnahmen handelt es sich um *hochaufgelöste* stellare Absorptionsspektren mit einer typischen spektralen Auflösung von $R := \lambda/\Delta\lambda > 20000$. Die Beobachtungen wurden mit zwei Arten von Gitterspektrographen durchgeführt: Mit Spektrographen, die nur eine Gitterordnung auf dem CCD abbilden (Langspalt-Spektrographen) und solchen, die simultan mehrere

¹Qualitätsmerkmale hinsichtlich der beobachteten Spektren sind u.a. S/N , spektrale Auflösung und Instrumentenprofil, Unsicherheiten bei der Beseitigung von *cosmics*, Dünnschichtinterferenzen, tellurische Linien, Himmelshintergrund und Streulicht, sowie Residuen der Wellenlängenkalibration.

Tabelle 5.1 UV-, [O I] 6300- und O I 7773- Beobachtungen

Objekt	Bereich [†]	Datum	$\lambda/\Delta\lambda$	S/N [‡]	Teleskop	Instrument *	Detektor [□]	Beob.
HD 3567	O I 7773	Nov 90	60k	67	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	Axer
HD 6434	"	Nov 90	60k	110	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	Axer
HD 6582	[O I] 6300	Oct 93	37k	450	Calar Alto 2.2m	Coudé, L	TEK#6	Reetz
"	O I 7773	Oct 93	35k	377	Calar Alto 2.2m	Coudé, L	TEK#6	Reetz
HD 7983	O I 7773	Nov 90	60k	96	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	Axer
BD-01 306	O I 7773	Nov 90	60k	96	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	Axer
HD 19445	"	Oct 93	34k	94	Calar Alto 2.2m	Coudé, L	TEK#6	Reetz
HD 20807	"	Nov 90	60k	133	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	Axer
HD 22879	UV	Jan 94	29k	30	ESO 3.6m	CASPEC, L	TEK#32	Reetz
"	[O I] 6300	Oct 93	34k	340	Calar Alto 2.2m	Coudé, L	TEK#6	Reetz
"	O I 7773	Nov 90	60k	110	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	Axer
HD 31128	UV	Feb 95	29k	26	ESO 3.6m	CASPEC, L	TEK#37	Reetz
"	O I 7773	Nov 90	60k	94	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	Axer
HD 45282	UV	Jan 94	29k	20	ESO 3.6m	CASPEC, L	TEK#32	Reetz
"	O I 7773	Oct 93	31k	111	Calar Alto 2.2m	Coudé, L	TEK#6	Reetz
HD 46341	O I 7773	Nov 90	60k	100	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	Axer
CD-33 3337	UV	Jan 94	29k	19	ESO 3.6m	CASPEC, L	TEK#32	Reetz
"	O I 7773	Nov 90	60k	95	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	Axer
HD 51929	"	Mar 92	45k	91	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	Fuhrmann
Procyon	UV	Feb 95	29k	100	ESO 3.6m	CASPEC, L	TEK#37	Reetz
"	[O I] 6300	Feb 95	100k	1390	ESO 1.4m CAT	CES, L	TEK#32	"
"	[O I] 6363	Feb 95	100k	850	ESO 1.4m CAT	CES, L	TEK#32	"
"	O I 7773	Oct 93	38k	761	Calar Alto 2.2m	Coudé, L	TEK#6	"
HD 69611	O I 7773	Mar 92	45k	75	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	Fuhrmann
HD 74000	UV	Feb 95	29k	25	ESO 3.6m	CASPEC, L	TEK#37	Reetz
"	O I 7773	Feb 95	45k	42	ESO 1.4m CAT	CES, L	TEK#32	"
HD 88261	O I 7773	Feb 95	50k	99	ESO 1.4m CAT	CES, L	TEK#32	"
HD 102200	UV	Feb 95	29k	28	ESO 3.6m	CASPEC, L	TEK#37	"
"	O I 7773	Feb 95	50k	84	ESO 1.4m CAT	CES, L	TEK#32	"
HD 106516	UV	Feb 95	29k	45	ESO 3.6m	CASPEC, L	TEK#37	"
HD 122196	UV	Feb 95	29k	27	ESO 3.6m	CASPEC, L	TEK#37	"
HD 128279	UV	Feb 95	29k	30	ESO 3.6m	CASPEC, L	TEK#37	"
HD 140283	UV	Feb 95	29k	30	ESO 3.6m	CASPEC, L	TEK#37	"
HD 189558	O I 7773	Nov 90	60k	87	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	Axer
HD 193901	"	Nov 90	60k	88	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	"
HD 196892	"	Nov 90	60k	93	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	"
HD 198245	"	Nov 90	60k	99	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	"
HD 199288	"	Nov 90	60k	121	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	"
HD 203608	"	Nov 90	60k	149	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	"
HD 205582	"	Nov 90	60k	106	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	"
HD 205650	"	Nov 90	60k	91	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	"
HD 207978	[O I] 6300	Oct 93	34k	470	Calar Alto 2.2m	Coudé, L	TEK#6	Reetz
"	O I 7773	Oct 93	26k	260	Calar Alto 2.2m	Coudé, L	TEK#6	Reetz
HD 211998	O I 7773	Nov 90	60k	147	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	Axer
HD 219617	"	Nov 90	60k	96	ESO 1.4m CAT	CES, S	RCA#9	Axer
HD 224930	[O I] 6300	Oct 93	34k	450	Calar Alto 2.2m	Coudé, L	TEK#6	Reetz
"	O I 7773	Oct 93	38k	291	Calar Alto 2.2m	Coudé, L	TEK#6	Reetz

† UV: $\lambda\lambda$ 3100 – 3500Å bzw. $\lambda\lambda$ 3100 – 4000Å

‡ mittlerer Signal-zu-Rausch-Abstand der koaddierten Spektren (im UV bei 3140Å)

* Instrument, Kamera (L:lang, S:kurz)

□ CCD Nummern gemäß ESO bzw. DSAZ

Gitterordnungen auf der Detektoroberfläche darstellen (Echelle-Spektrographen).²

5.1.1 Verwendete Spektrographen

Spektren, die mit einem *Langspaltspektrographen* beobachtet worden sind, können relativ einfach von Himmelshintergrund, ggf. vorhandenen tellurischen Emissionslinien (*night sky*) und Streulicht bereinigt werden. Da der Eintrittsspalt deutlich länger ist als drei FWHM des stellaren *seeing*-Scheibchens reicht in vielen Fällen das einfache Subtraktionsverfahren. Himmels- und Streulichthintergrund können so im Abstand einiger HWHM vom Maximum des Querdispersionsprofils ermittelt werden. Weil quer zur Dispersionsrichtung ausreichend Platz zur Verfügung steht, ist sichergestellt, daß die Extraktion des Sternspektrums entlang eines etwa drei FWHM breiten Streifens auf dem gerasterten CCD ohne Verlust an spektrophotometrischer Genauigkeit³ durchgeführt werden kann. Langspaltspektrographen haben den Nachteil, daß hochaufgelöste Spektren nur einen relativ kleinen Wellenlängenbereich abdecken.⁴ Außerdem müssen die je nach freiem Spektralbereich überlappenden Nachbarordnungen mit Bandpaß oder Kantenfiltern abgeblockt werden, sofern sie nicht, wie beim CES⁵, mit einem Predisperser getrennt werden.

Mit *Echellespektrographen* lassen sich typischerweise große spektrale Überdeckungen bei gleichzeitig hoher spektraler Auflösung erzielen. Das Echellegitter ($\tan \alpha_{Blaze} \gtrsim 2$) wird in hohen Gitterordnungen ($n \approx 70 \dots 300$) betrieben. Ein nachgeschalteter Querdisperser (Gitter oder Prisma) trennt die einzelnen Ordnungen, die sich sonst überlappten, und plaziert sie seitlich zueinander versetzt auf die Detektorfläche. Mit dieser Technik wird die Detektorfläche ökonomisch genutzt (Abb. 5.1). Allerdings müssen Himmelshintergrund und Streulicht aufwendig modelliert werden, wenn die Echelleordnungen zu eng benachbart sind. Da die Ordnungsabstände beim CASPEC-Spektrographen im UV vergleichsweise klein sind, werden wir der Behandlung des Streulichts in Abschnitt 5.4.2 auf S. 177 besondere Aufmerksamkeit widmen.

Um sicherzustellen, daß sich die Ordnungen in lateraler Richtung (Querdispersionsrichtung) nicht überlagern, wird die Länge des Eingangsspalts mit einem Decker begrenzt. Im günstigsten Fall kann der Decker so eingestellt werden, daß pro Ordnung neben dem *seeing*-Scheibchen auch ein Teil des Himmelshintergrundes abgebildet wird und gleichzeitig für die Bestimmung der inkohärenten Streulichtverteilung genügend Raum zwischen den Ordnungen bleibt (Interordnungsbereich von mindestens 3 Pixeln Breite). Die Ordnungsabstände verringern sich beim CASPEC wegen des als Querdisperser eingesetzten Gitters mit abnehmender Wellenlänge. Die Ordnungen sind bei 3100 \AA so eng benachbart, daß der Decker einen signifikanten Teil des *seeing*-Scheibchens ($\gtrsim 1.5''$) beschneiden muß, um die Minimalanforderung an die Breite des Zwischenordnungsbereichs zu erfüllen. Auf eine separate Extraktion des Himmelshintergrundes mußte unter solchen Bedingungen ebenfalls verzichtet werden.⁶

²*Langspaltspektrograph* und *Echellespektrograph* bezeichnen hier lediglich Prototypen. In der Tat können Echellespektrographen, die die einzelnen Ordnungen hinreichend voneinander trennen oder bei denen benachbarte Ordnungen ausgeblendet werden, ebenfalls unter die Kategorie der Langspalt-Spektrographen fallen; so beispielsweise der CES. Der Prototyp *Echellespektrograph* ist durch die Eigenschaft gekennzeichnet, zahlreiche Echelleordnungen, in kleinen Abständen lateral versetzt, auf einer Detektorfläche abzubilden.

³Oft deuten künstliche Kantenstrukturen im extrahierten Sternspektrum darauf hin, daß die Extraktionsbreite für das durch die CCD-Bildelemente unzureichend aufgelöste Querdispersionsprofil zu klein ist. Abhängig von der Ausrichtung des Spektrums auf dem Raster können einzelne Pixel über- oder unterbewertet werden, weil sie vom Extraktionsspalt lediglich geschnitten werden. Alternativ zur Wahl einer genügend großen Extraktionsbreite bietet sich natürlich die Möglichkeit, fehlerhaft bewertete Pixel im Rahmen eines Modells des Querdispersionsprofils (möglicherweise sogar der ganzen Ordnung) zu korrigieren. Bei gegebener Extraktionsbreite würde sich die spektrophotometrische Genauigkeit vergrößern, wenn das zweidimensionale Spektrum parallel zu den CCD-Bildelementen ausgerichtet und die Länge des Eintrittsspalts durch einen Decker klein genug gewählt wird.

⁴Die Spektren des Coudé-Spektrographen am 2.2m-Teleskop auf dem Calar Alto/Spanien überdecken, je nach Kamerabrennweite, einen Spektralbereich von 50 bis 120 \AA .

⁵Cassegrain-Echelle-Spektrograph am ESO 1.4m CAT auf La Silla.

⁶Wir schätzen allerdings ab, daß der Himmelshintergrund nicht mehr als 1% der mittleren Flächenhelligkeit der

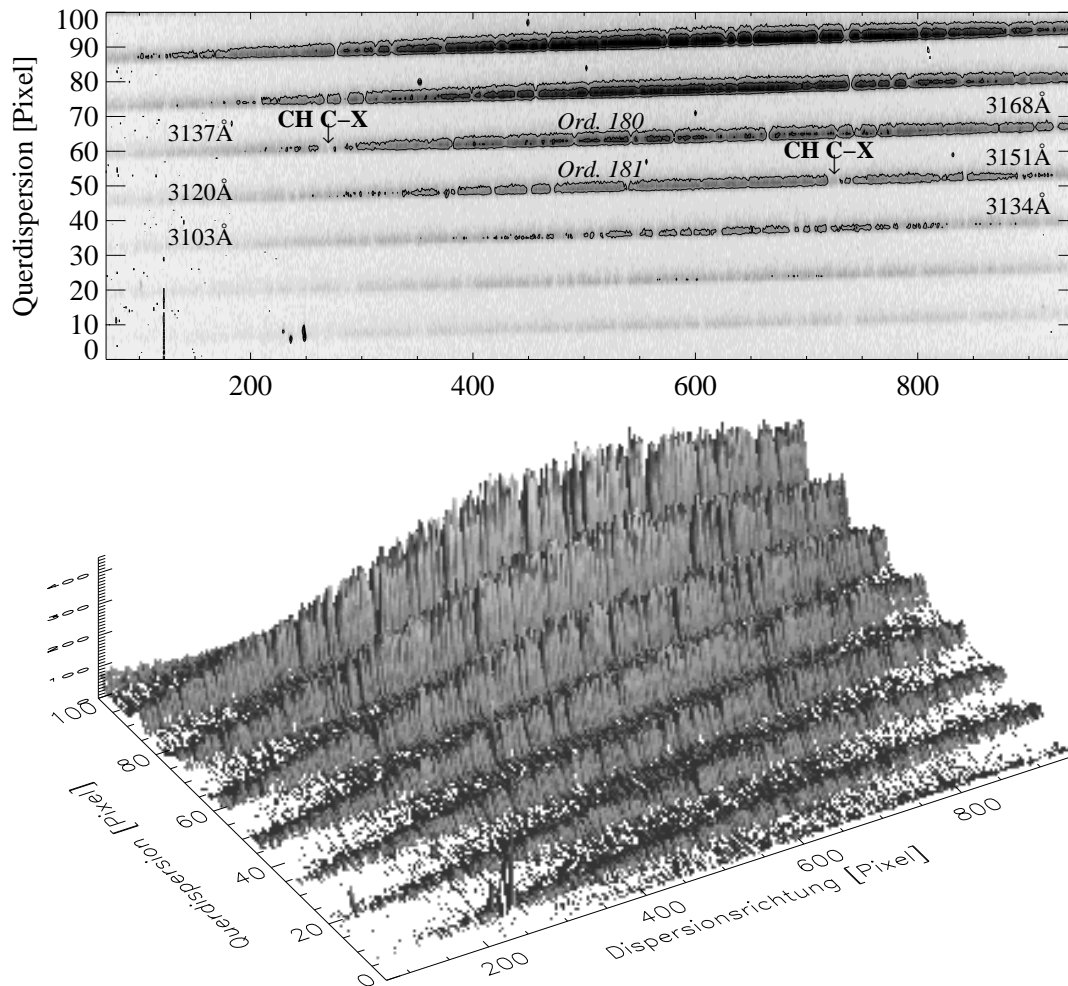


Abbildung 5.1 Zweidimensionales CCD-Spektrum von HD 140283, aufgenommen am 19.02.95. Die Abbildung vermittelt einen Eindruck von den Ordnungsabständen und dem starken Intensitätsabfall im UV. Gezeigt werden u.a. die Ordnungen 180 und 181 mit OH A-X-Banden und dem CH C-X-Bandenkopf. Die CCD-Aufnahme wurde bis auf wenige Ausnahmen im Zwischenordnungsbereich von *cosmics* bereinigt; der *dark* wurde subtrahiert. Allerdings ist der Streulichthintergrund kosmetischer Bearbeitung wieder hinzugefügt worden. Man beachte, daß jede Ordnung ihre Nachbarordnungen mit ca. 15\AA überlappt (vgl. CH C-X-Bandenkopf). Dieser Bereich liefert redundante Information, die sich vor allem zur Beurteilung systematischer Fehler bei der Datenreduktion (Streulichtabzug, kosmetische Bearbeitung, Ordnungsextraktion, Kontinuumsrektifikation) nutzen läßt. Aufgrund zunehmenden Spektrographendurchsatzes und höherer Detektoreffizienz im blauen Spektralbereich nimmt die Intensität mit abnehmenden Ordnungsnummern (von unten nach oben) drastisch zu. Das Streulicht im Zwischenordnungsbereich folgt der Blazecharakteristik kaum sichtbar. Wir können daraus jedoch noch keine Schlußfolgerungen über die Präsenz lokaler Streulichtanteile ziehen. Eine genauere Untersuchung zeigt aber, daß die dargestellten Zwischenordnungsbereiche, eine im Rahmen der Photonstatistik nahezu homogene Intensitätsverteilung aufweisen, in der sich keine Linien erkennen lassen (s. Abb. 5.16). Diese Tatsache rechtfertigt u.a., die Intensitätsverteilungen in den Ordnungen als inkohärent zu betrachten, so daß der Streulichthintergrund anhand von lokalen Zwischenordnungsminima (Abb. 5.15b) bestimmt und abgezogen werden kann. Die in Abb. 5.15 auf S. 178 dargestellten Querdispersionsprofile ermöglichen eine quantitative Bewertung von Ordnungsabständen, Intensitäten und Streulichtniveau.

5.1.2 Objekt- und Kalibrationsaufnahmen

Für die Datenreduktion sind im allgemeinen folgende Aufnahmen gemacht worden⁷:

A) Zur Bestimmung von Ladungsoffset und CCD-Ausleserauschen wurden unbelichtete Aufnahmen von 0 s Dauer gemacht, sogenannte *bias-Aufnahmen* B_{ij} . Über mehrere *bias*-Aufnahmen wurde jeweils pixelweise gemittelt. Das Ausleserauschen wurde anhand einer Aufnahme bestimmt.

B) Um thermisch bedingten Ladungsänderungen (pro Pixel) während der Dauer Δt_{exp} einer CCD-Belichtung quantitativ zu erfassen, sind *Dunkelstromaufnahmen* (*darks*) gemacht worden. Ein *dark* ist eine unbelichtete CCD-Aufnahme der Dauer Δt_{exp} . Dunkelströme äußern sich in einer zeitlichen Zunahme registrierter Elektronen bei unbelichteten CCD-Aufnahmen (typischerweise 1 ... $10 e^-$ /Pixel/h).

C) Die photometrische Kalibration von Spektrograph und Detektor (CCD-Pixel) erfolgt mit Hilfe einer internen (oder ggf. externen) Weißlichtquelle (Quarz-Halogen- oder Quarz-Lampe) mit einer kontinuierlichen Intensitätsverteilung. Die entsprechenden Aufnahmen F_{ij} werden als *flatfield*-Aufnahmen oder *flatfields* bezeichnet. Wir benötigen die *flatfield*-Aufnahmen

1. zur Kalibration der pixel- und wellenlängenabhängigen Detektoreffizienz bzw. Quantenausbeute $Q_{i,j}(\lambda)$ (Pixel-Pixel-Variation).
2. zur Beseitigung der Gitterblazefunktion, und um die Normalisierung des Flußkontinuums zu erleichtern,
3. zur (näherungsweisen) spektrophotometrischen Korrektur von Dünnschichtinterferenzen,
4. zur Überprüfung von photometrischen Nichtlinearitäten.

D) Für die spektroskopische Kalibration wurden *Wellenlängenkalibrationsspektren* W_{ij} mit einer Th-Ar-Lampe aufgenommen. Das Th-Ar-Spektrum zeichnet sich durch eine hohe Liniendichte bei weitgehend homogener Linienverteilung aus (D'Odorico *et al.* 1987, S. 12ff). Es eignet sich deshalb für die Kalibration hochaufgelöster Spektren. Bei Beobachtungen mit einem Cassegrain-Spektrographen, der mit dem Teleskop mitgeführt wird, sollten möglichst vor und nach jeder Objektbeobachtung Wellenlängenkalibrationsspektren aufgenommen werden. Auf diese Weise lassen sich geometrische Verschiebungen des Spektrums auf dem CCD zwischen den einzelnen Belichtungen berücksichtigen. Diese Verschiebungen können durch Verbiegung des Spektrographen hervorgerufen werden. CASPEC zeigt signifikante spektroskopische Instabilitäten, die durch die richtungsabhängige Verbiegung des Instrumentes (Abschnitt 5.5 auf S. 189).

E) Die Beobachtung des *Objektspektrums* S_{ij} wurde mit Spaltlängen von mehr als 3 FWHM des *seeing*-Scheibchens durchgeführt (beim Langspalt-Spektrographen). Die Wahl der Spaltlänge richtet sich i.a. nach dem Flächenhelligkeitsverhältnis Objekt/Himmelshintergrund. Beim CASPEC-Spektrographen kann der Himmelshintergrund nicht separiert werden, weil die Ordnungen zu eng benachbart sind. Die Spaltlänge wurde mit dem Decker auf etwas mehr als eine *seeing*-FWHM reduziert, damit für die Zwischenordnungsbereiche eine Breite von mindestens 3 Pixeln gewährleistet ist. Bei weniger Zwischenraum zwischen den Ordnungen ließe sich das Streulicht nur im Rahmen einer komplizierten Modellbeschreibung berücksichtigen.

Prinzipiell ist der Objektstern auf die Spaltmitte zu positionieren. Allerdings hat das *seeing*-Scheibchen infolge differentieller Refraktion eine von Zenitdistanz und Brechungsindex abhän-

seeing-Scheibchen betragen kann.

⁷Die Indizes i und j bezeichnen jeweils Reihe (Dispensionsrichtung) und Spalte (Querdispensionsrichtung) des CCD

gige ovale Form. Diese *seeing*-Ellipse rotiert in Abhängigkeit vom Stundenwinkel mit dem \triangleright parallaktischen Winkel (Filipenko 1982). Um Lichtverluste im gewünschten Spektralbereich zu vermeiden, ist der Spalt auf die lange Hauptachse der *seeing*-Ellipse auszurichten, d.h. dem parallaktischen Winkel entsprechend zu drehen. Die Richtung des Eintrittsspalt wurde während der CASPEC-Aufnahme kontinuierlich angepaßt.

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (S/N) pro Detektorelement (Pixel) wird im wesentlichen aus der Summe aller Elektronen bestimmt, die durch die insgesamt auf ein Detektorelement getroffenen Photonen ausgelöst wurden. Dabei ist die monochromatische Quantenausbeute $Q_{ij}(\lambda)$ und der Analog-zu-Digital-Umwandlungsfaktor (ADU) A_{e-} zu berücksichtigen, der die Anzahl von Elektronen angibt, die das Auslösen bzw. die Registrierung eines Ereignisses hervorrufen. Je empfindlicher die Ausleseelektronik, umso kleiner ist der ADU-Faktor A_{e-} . Wenn $\psi_i(j)$ das normierte Querspektroskopprofil darstellt, dessen Form insbesondere von der Länge des Deckers, von der Breite des *seeing*-Scheibchens und der Teleskopnachführung abhängt, dann beträgt die registrierte Anzahl von Ereignissen (*counts*) E_{ij} dem Produkt $\psi_i(j) \cdot N_{ij}(\Delta t_{exp}) Q_{ij} / A_{e-}$. Dabei ist $N_i(\Delta t)$ die Anzahl der während der Dauer Δt auf das spektrale Element i fallenden Photonen. Über das Querspektroskopprofil integriert erhalten wir die Anzahl der pro spektralem Element i durch Photonen ausgelösten Ereignisse⁸

$$E_i(\Delta t_{exp}) = \frac{N_i(\Delta t_{exp})}{A_{e-}} \cdot \sum_j \psi_i(j) \cdot Q_{ij}(\lambda) = \frac{N_i(\Delta t_{exp}) \overline{Q}_i}{A_{e-}}. \quad (5.1)$$

Zusätzlich zum Photonenrauschen $\sqrt{E_i A_{e-} / \overline{Q}_i}$ ist ein Ausleserauschen σ_{e-} zu veranschlagen, das thermisch bedingt ist und von Eigenschaften der Ausleseelektronik abhängt. σ_{e-} wird als Standardabweichung der Ladungsverteilung auf einer *bias*-Aufnahme bestimmt. Während der Belichtungsdauer Δt_{exp} wird ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von

$$S/N = \frac{N_i(\Delta t_{exp})}{\sqrt{N_i(\Delta t_{exp}) + \sigma_{e-}^2}} = \sqrt{\frac{A_{e-}}{Q_i}} \frac{E_i(\Delta t_{exp})}{\sqrt{E_i(\Delta t_{exp}) + \frac{Q_i}{A_{e-}} \sigma_{e-}^2}} \quad (5.2)$$

erzielt. σ_{e-} ist das über das Querspektroskopprofil gemittelte Ausleserauschen. Es wird durch die Methode der *optimalen Extraktion* minimiert. Zur Berechnung von S/N haben wir für die Quantenausbeute die (pessimistische) Annahme $Q_i = 1$ gemacht. Dadurch errechnen wir zu kleine Signal zu Rausch-Verhältnisse. Da die Quantenausbeute bei den UV-Beobachtungen typischerweise bei 20% lag, ist das tatsächliche S/N ungefähr zweimal höher als berechnet.

Zur Abschätzung von $N_i(\Delta t_{exp})$ sind folgende Faktoren zu berücksichtigen: Die scheinbare Helligkeit des Sterns innerhalb des spektroskopierten Bandbereichs, die von der Zenitdistanz abhängige Extinktion der Erdatmosphäre, Variation des *seeing*-Scheibchens und der differentiellen Refraktion, die die Photonenstromdichte am Spektrographenspalt beeinflussen, sowie Teleskopnachführung und Lichtverluste am Spalt, Spektrographendurchsatz und Gitterblazefunktion(en), Dispersion der dispergierenden Elemente in beiden Richtungen, Fläche der Detektorelemente. Die Belichtungsdauer Δt_{exp} muß groß genug sein, damit die Anzahl registrierter Photonen bei gegebener Sternhelligkeit deutlich über der Rauschschwelle σ_{e-} liegt. Um den Abstand zum Ausleserauschen zu vergrößern, ist ggf. die elektronische Gruppierung mehrerer Pixel (*binning*) in Betracht zu ziehen, wobei allerdings bei gegebenem Δt_{exp} , wegen der vergrößerten Fläche, die Anzahl der *cosmics* pro Auflösungselement erhöht wird. Die Belichtungsdauer Δt_{exp} hängt von der Sättigungsgrenze und der Ereignisrate für *cosmics* ab.

⁸ $E_i(\Delta t_{exp})$ ist die Meßgröße nach Extraktion des Spektrums sofern vor den Extraktion nicht durch die *flatfield*-Aufnahme geteilt wurde.

5.1.3 Standard-Datenreduktion

Die Datenreduktion erfolgte mit IDL-Programmen, die an der Universitätssternwarte entwickelt worden sind (Gehren, Axer, Fuhrmann, Reetz 1989 ... 1995). Die Software gestattet dem Anwender, einzelne Reduktionsschritte visuell zu verfolgen und interaktiv Eingriffe vorzunehmen. Im folgenden wird die Standarddatenreduktion – insbesondere von zweidimensionalen Langspaltspektren⁹ – auf eindimensionale, wellenlängenkalibrierte, rektifizierte und dopplerkorrigierte Spektren beschrieben.

1. Bestimmung des Ausleserausches anhand einer *bias*-Aufnahme. Innerhalb einiger repräsentativer Ausschnitte wird die *rms*-Schwankungsbreite σ der registrierten Ereignisse gemessen und daraus das Ausleserauschen $\sigma_{e-} = \sigma A_{e-}$ bestimmt.
2. Über mehrere *bias*-Aufnahmen wird gemittelt (\overline{B}_{ij}). Vorhandene Defektpixel werden ggf. durch Vergleich mit anderen *bias*-Aufnahmen entfernt.
3. Sollte das CCD einen signifikanten Dunkelstrom aufweisen, werden *dark*-Aufnahmen verwendet. Die mit *cosmics* kontaminierten *darks* werden kosmetisch behandelt: Defektpixel, deren *counts* mehr als $4 - 5 \sigma$ vom Median abweichen, werden durch diesen ersetzt. *Darks* mit derselben Aufnahmedauer Δt_k werden gemittelt $\overline{D}_{ij}(\Delta t_k)$, und anschließend wird aus der aufgenommenen Zeitreihe $\overline{D}_{ij}(\Delta t_k)$, $k = 1, 2, \dots$ eine *dark*-Aufnahme $\overline{D}_{ij}(\Delta t_{\text{exp}})$ interpoliert.¹⁰
4. Aus den *flatfield*-Aufnahmen wird nach Abzug des *dark* oder *bias* ein mittleres *flatfield* gebildet: $\hat{F}_{ij} = F_{ij} - \overline{D}_{ij}(\Delta t_{\text{flat}})$.
5. Die Th-Ar-Vergleichslichtaufnahme $\hat{W}_{ij} = W_{ij} - \overline{D}_{ij}(\Delta t_{\text{ThAr}})$ und $\hat{W}_{ij}/\hat{F}_{ij}$ wird berechnet, das Vergleichslichtspektrum wird extrahiert.
6. Die Objektaufnahme $\hat{S}_{ij} = (S_{ij} - \overline{D}_{ij}(\Delta t_{\text{exp}}))/\hat{F}_{ij}$ wird berechnet¹¹, und anschließend von *cosmics* bereinigt. Himmelshintergrund und Streulicht werden anhand mehrerer Pixelreihen im beidseitigen Randbereich des Spaltbildes ermittelt. Wenn die Nachführung des Sterns entlang des Eingangsspalts stabil war, dann beschreibt das Querdispersionsprofil zwar ungefähr eine Gaußfunktion. Wir verwenden aber das Verfahren der *optimalen Extraktion* (Horne 1986), bei dem die monochromatischen Querdispersionsprofile $\psi_i(j)$ numerisch ermittelt werden. Um zu vermeiden, daß der Himmelshintergrund (und Streulicht) \hat{H}_{ij} überschätzt wird, haben wir den Hintergrund im Abstand von ≥ 3 HWHM vom Zentrum des Querdispersionsprofils bestimmt. Dort ist nur weniger als 0.1% der Ordnungszentralintensität zu erwarten.¹² Die Verteilung von \hat{H}_{ij} im Bereich des Sternspektrums wird anhand der Restintensität in den parallel zur jeweiligen Ordnung verlaufenden Randstreifen spaltenweise (Querdispersionsrichtung) durch lineare Interpolation ermittelt. Der Reduktionsschritt der

⁹Besonderheiten bei Reduktion der CASPEC-Aufnahmen werden in Abschnitt 5.4 behandelt.

¹⁰Die mit einem Querstrich versehenen Großbuchstaben stehen für pixelweise gemittelte Aufnahmen. Mit $\hat{}$ werden CCD-Aufnahmen gekennzeichnet, bei denen der Dunkelstromanteil bereits entfernt wurde.

¹¹Es ist nur dann sinnvoll und angezeigt, die Objektaufnahme $S_{ij} - \overline{D}_{ij}(\Delta t_{\text{exp}})$ vor der Streulichtsubtraktion durch das *flatfield* zu dividieren, wenn der Spalt von der *flatfield*-Lampe gleichmäßig ausgeleuchtet wurde. Alternativ dazu kann die Division auch später erfolgen, wobei auf eine Korrektur der Pixel-Pixel-Variation auf den Randstreifen der Spaltbildes verzichtet werden muß.

¹²Sollte der Himmelshintergrund H_{ij} in unzureichendem Abstand vom Objektspektrum ermittelt worden sein und deshalb aus einem signifikanten Anteil δ des Objektspektrums bestehen, so wird das Spektrum nach der Subtraktion von H_{ij} lediglich um eine multiplikative Konstante $(1 - \delta)$ verfälscht. Bei der späteren Normierung bzw. Spektrumsrektifikation wird dieser Fehler wieder ausgeglichen.

Bestimmung von H_{ij} wurde während der Datenreduktion visuell kontrolliert. Vor der Ordnungsextraktion werden Streulicht und Himmelshintergrund vom Sternspektrum \hat{S}_{ij} subtrahiert: $\check{S}_{ij} = \hat{S}_{ij} - \hat{H}_{ij}$.

7. Extraktion des Objektspektrums durch Koaddition jener Pixelreihen, die signifikante Anteile des Spektrums enthalten. Mit abnehmendem Signal vergrößert sich der Anteil des Ausleserausches. Dem begegnen wir durch die *optimale Extraktion* (Horne 1986) der Spektren. Mit der *optimalen Extraktion* können innerhalb weniger Iterationszyklen *cosmics* entdeckt und beseitigt werden. Bei dieser Methode wird zunächst für jede Spalte i das exakte Querdispersionsprofil $\psi_i(j)$ bestimmt, normiert und mit den unmittelbar benachbarten normierten Querdispersionsprofilen verglichen. Dabei können *cosmics* entdeckt werden. Anschließend werden die Beiträge \check{S}_{ij} entlang der Querdispersionsrichtung gewichtet aufsummiert. Die Gewichte ergeben sich aus den reziproken Varianzen des Photonen- und Ausleserausches. Dadurch wird den Photonen im Zentrum des Querdispersionsprofils stärkeres Gewicht beigemessen. Die vom Ausleserauschen beeinträchtigten Flügel des Querdispersionsprofils werden hingegen kaum in Betracht gezogen. Schließlich liegt das eindimensionale Spektrum $s_i = \sum_j \psi_i(j) \check{S}_{ij}$ vor.

Im Hinblick auf die Extraktion wurde bereits bei der Beobachtung darauf geachtet, daß der *Spalt* parallel zu den Pixelzeilen ausgerichtet ist. Ein nicht parallel ausgerichteter Spalt führt zur Verminderung der spektralen Auflösung.¹³

8. Die Wellenlängenkalibration entspricht einer Transformation $i \mapsto \lambda(i)$ anhand bekannter Linien des Th-Ar-Vergleichsspektrums. Die Linienpositionen wurden Tabellen von Breckinridge *et al.* (1975); Palmer und Engleman (1983); D'Odorico *et al.* (1987) entnommen. Zunächst wurde anhand strategischer Linien ein Ausgleichspolynom 3. Grades bestimmt, daß die Dispersion $i(\lambda)$ beschreibt. Anschließend wurden weitere Th-Ar-Linien aus dem Spektralbereich verwendet, um durch Splineinterpolation, eine repräsentative Ausgleichsfunktion samt Wellenlängenresiduen zu bestimmen. Die Wellenlängenkalibration wurde akzeptiert, wenn alle Residuen weniger als 10% der spektralen Auflösung betragen.
9. Mehrere Spektren des gleichen Sterns wurden koaddiert, um das S/N zu erhöhen. Aufeinanderfolgend aufgenommene Spektren, bei denen die Variation der Radialgeschwindigkeit vernachlässigbar ist, wurden nach der Extraktion und vor der Wellenlängenkalibration pixelweise koaddiert. Die Koaddition nach der Wellenlängenkalibration kann mit einer Degradation der Spektren verbunden sein, weil diese vor der Koaddition auf ein gemeinsames i -Raster $\lambda(i)$ interpoliert werden müssen. Sollte eine Interpolation, wegen zu unterschiedlichen Radialgeschwindigkeiten, unausweichlich gewesen sein, so wurden alle N Spektren auf eine gemeinsame $\{\lambda(i)\}$ -Skala gebracht, die sich aus der geordneten Menge aller Skalen $\{\{\lambda(i_1)\}, \{\lambda(i_2)\}, \dots, \{\lambda(i_N)\}\}$ zusammensetzt.
10. Die extrahierten Objektspektren wurden rektifiziert, damit sie mit normierten synthetischen Spektren verglichen werden können. Anhand manuell bestimmter Kontinuumpunkte wird der Kontinuumsverlauf durch Polynom- oder Splineausgleich berechnet. Kontinuumsrektifikation bedeutet im Ergebnis, daß die monochromatischen Flüsse der Linienspektren $s_l(\lambda)$ auf die kontinuierlichen Flüsse $s_c(\lambda)$ bezogen werden: $s_{\text{norm}}(\lambda) = s_l(\lambda)/s_c(\lambda)$. Der Kontinuumsrektifikation bzw. Normierung eines theoretischen Flußspektrums entspricht eine Division des absoluten Linienspektrums durch das absolute Kontinuum, bei dessen Erzeugung

¹³Bei den CASPEC-Beobachtungen war die Spaltausrichtung nicht optimal. In Abb.5.1 befinden sich die CHC-X-Bandenkopfe von Ordnung 180 und 181 nicht exakt auf einer Horizontalen.

nur gebunden-frei- und frei-frei-Übergänge sowie Streuprozesse berücksichtigt werden. Residuen von Interferenzerscheinungen (Abb. 5.2 und 5.3) wurden nach Möglichkeit ebenfalls auf diese (subjektive) Weise eliminiert.

Die Rektifikation ist schon allein deshalb erforderlich, weil die spektralen Intensitätsverteilungen von *flatfield*-Lampe und Stern (auch wegen unterschiedlicher Effektivtemperaturen) nicht vergleichbar sind. Wir beseitigen im Rahmen der Rektifikation auch wellenlängenabhängige Modulationen des Kontinuums, die durch die Transmissionscharakteristik von Erdatmosphäre, Teleskop, Spektrograph (Blazefunktion, Filter) und die Detektoreffizienz hervorgerufen werden. Für den Fall, daß wie bei den UV-Beobachtungen kein *flatfield* für eine spektrophotometrische Kalibration vorliegt, ist diese subjektive Form der Kontinuumsbegradigung schwieriger zu realisieren.

Damit sind auch einige der Gründe genannt, die für den Vergleich von normierten theoretischen Spektren mit *rektifizierten* beobachteten Spektren sprechen. Der Vergleich von absoluten Flußverteilungen stellt hohe, mit der notwendigen Präzision oft nicht erreichbare Ansprüche, sowohl an theoretische Modellatmosphären (Abschn. 2.1), als auch an die Qualität der beobachteten Spektren (Reduktion und Kalibration).

Dennoch darf die Genauigkeit der Kontinuumsrektifikation nicht vernachlässigt werden. Die Zuverlässigkeit der Rektifikation hängt maßgeblich von der spektroskopischen Auflösung, dem S/N und der Liniendichte ab. Zudem muß bei der Bewertung der Genauigkeit der Kontinuumsbestimmung auch die Stärke (Linienflügel) der zu analysierenden Linien berücksichtigt werden. Unsicherheiten in der Festlegung des Kontinuums beeinflussen die Genauigkeit der Analyse der schwachen [O I] 6300-Linien stärker, als die der stärkeren O I 7773-Tripletlinien. Die Rektifikation im UV und im Bereich des g-Bandes unterhalb von 4300 Å ist grundsätzlich problematisch und kann nur iterativ, nämlich durch den wiederholten Vergleich von synthetischen und beobachteten Spektren, verbessert werden.

11. Wegen der hohen Radialgeschwindigkeiten der Sterne (bis zu 350km/s) sind die beobachteten Linienspektren gegenüber der Laborreferenz verschoben. Die Dopplerverschiebungen werden durch Kreuzkorrelation mit dem solaren Flußspektrum (KPNO84) bestimmt und auf die Sternspektren angewendet (Abschnitt 5.5 auf S. 189).

5.1.4 Instrumentenverbreiterung

Die Bestimmung des \triangleright Instrumentenprofils könnte auch zur Datenreduktion gezählt werden, nämlich dann, wenn man die *Entfaltung* des beobachteten Spektrums ins Auge faßt. Allerdings ist bereits die direkte Bestimmung der Instrumentenprofile mit Fourier-Methoden, wie z.B. von Smith *et al.* (1976) oder Gray (1977) am Beispiel des hochaufgelösten Sonnenspektrums vorgeführt wird, aufgrund ungünstiger Signal-zu-Rausch-Verhältnisse und ungenügender spektraler Auflösung bei unseren Spektren nicht möglich. Die Methode der *optimalen Filterung* (Brault und White 1971), ein iteratives Verfahren zur Bestimmung von Verbreiterungsprofilen, böte eine Alternative. Wir haben jedoch darauf verzichtet, weil die instrumentelle Linienverbreiterung grundsätzlich mit gaußförmigen Instrumentenprofilen reproduziert werden konnte. Aber Vorsicht ist geboten: Wir führen keinen Nachweis darüber, ob die Faltung der theoretischen Spektren allein mit einem Gauß-Profil für den Vergleich mit *jedem* unserer Spektren adäquat ist. Tatsächlich können unberücksichtigte Streulichtanteile, die sich eher durch eine Dispersionsverteilung (Lorentz-Profil) repräsentieren lassen, systematische Fehler bei Einzellinienhäufigkeiten zur Folge haben. Ob die Einzellinienhäufigkeiten dann tendentiell zu klein oder zu groß ausfallen, hängt von mehreren Be-

gleitumständen (z.B. Lage des Kontinuums) ab.¹⁴ In einigen Fällen verbreitern wir theoretischen Spektren auch mit Voigt-Profilen, um mögliche Fehler abzuschätzen. Wir testen bzw. verwenden mehrere Methoden, um die Breite des Instrumentenprofils zu bestimmen:

- Bestimmung der FWHM von Th-Ar-Emissionslinien.
- Untersuchung der FWHM von hinreichend separierten \triangleright tellurischen Absorptionslinien.
- Vergleich beobachteter Mondspektren mit dem Gauß- oder Voigt-verbreiterten solaren Flußatlas (KPNO84).
- Vergleich beobachteter Spektren des Himmelsstreulichts (gestreutes solares Flußspektrum) mit unterschiedlich verbreitertem KPNO84-Atlas.
- Direkter Vergleich von theoretischen und beobachteten Linienprofilen: Zunächst wird die Einzellinienhäufigkeit aus der Äquivalentbreite der beobachteten Linie bestimmt (Die Einzellinienhäufigkeit wird so bestimmt, daß theoretische und beobachtete Äquivalentbreiten übereinstimmen). Die theoretischen Linienprofile werden anschließend durch Verbreiterung mit einem entsprechenden Makroturbulenz- und Instrumentenprofil mit dem beobachteten Profil zur Deckung gebracht. Diese Methode ist allerdings nur dann angebracht, wenn die Entstehung der betrachteten Linien hinreichend verstanden ist. Unberücksichtigte NLTE-Effekte, die das Linienprofil beeinträchtigen, sowie inadäquate Mikroturbulenz und fehlerhafte Dämpfungsverbreiterung können das resultierende Verbreiterungsprofil verfälschen.

Jede der genannten Methoden hat ihre Vor- und Nachteile. Wir erinnern daran, daß das Instrumentenprofil auch von der Beleuchtung des Spektrographeneingangsspalts abhängt. Darin unterscheiden sich die Sternbeobachtungen (Intensitätsprofil der *seeing*-Scheibe) von den Aufnahmen der Mond-, Himmelsstreulicht- und Vergleichslichtspektren. Je nach Spaltbreite, *seeing* und der Stabilität der Teleskopnachführung wird die volle Halbwertsbreite (FWHM) des *wahren* Instrumentenprofils kleiner sein, als wir anhand von Th-Ar-, Mond- oder Himmelsstreulichtspektren bestimmen.

¹⁴Es wäre plausibel anzunehmen, daß Einzellinienhäufigkeiten, die durch *Profilanpassung* unter Annahme gaußförmiger Instrumentenverbreiterung bestimmt werden, zu größeren Werten tendieren, weil eine Reproduktion von Linienflügeln, die auf Instrumentenstreulicht beruhen, entsprechend größere Einzellinienhäufigkeiten erfordert. Würde man das theoretische Spektrum mit einem Voigt-Profil falten, könnten die gleichen streulichtbedingten Flügel bereits mit geringeren Einzellinienhäufigkeiten wiedergegeben werden. Andererseits darf die FWHM der beobachteten Linien nicht durch die theoretischen Profile überschritten werden. Orientiert man sich bei Profilvergleichen stärker an den Linienflanken, so ist auch eine Unterschätzung von Einzellinienhäufigkeiten möglich.

5.2 Beobachtungen von O I 7773 ($\lambda\lambda$ 7730 ... 7800 Å)

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das O I 7773-Triplett von 32 Sternen mit dem Coudé-Spektrographen am 2.2m Teleskop auf dem Calar Alto und dem CES-Spektrographen am 1.4m CAT der ESO auf La Silla beobachtet. Die normierten, dopplerkorrigierten Spektren werden in Abb. 5.2 gezeigt. Zusätzlich wurde das Triplett in zahlreichen \triangleright FOCES-Spektren vermessen, die von Fuhrmann (1998a) in bereits reduzierter Form zur Verfügung gestellt worden sind (Abb. 5.3, siehe auch Tab. 6.2 auf S. 204 und Tab. 6.7 auf S. 274). Die Beobachtungen und die Datenreduktionen sind in der in Abschn. 5.1 beschriebenen Weise durchgeführt worden. Allerdings sind einige Besonderheiten hervorzuheben.

Die Untersuchung von *flatfield*-Sequenzen mit unterschiedlicher Belichtungsdauer ergab, daß photometrische Nichtlinearitäten bei den aufgetretenen Belichtungsstärken ($\lesssim 10k$ counts/Pixel) nicht signifikant sind. Dies gilt insbesondere für den in den Jahren 1990 ... 1992 verwendeten RCA-Detektor (ESO CCD #9, siehe Tab. 5.1), von dem einige Beobachter berichteten, daß Nichtlinearitäten aufgetreten seien. Auffällig war allerdings, daß die Dünnschichtinterferenzen bei diesem CCD kontrastreichere Strukturen aufweisen als in den Aufnahmen, die mit den CCD's der Firma Tektroniks gemacht wurden (siehe Abb. 5.2). Während der Datenreduktion stellte sich heraus, daß die Interferenzstrukturen auf den *flatfields* mit den Interferenzstrukturen auf den Objektbelichtungen nicht vergleichbar sind; möglicherweise deshalb, weil sich die Lichtwege von Stern- und internem Vergleichslicht unterschieden und infolgedessen auch die Ausleuchtung des Spektrographenspaltes unterschiedlich gewesen ist.

Um zu vermeiden, daß das Objektspektrum durch nicht übereinstimmende Interferenzstrukturen auf der Vergleichslichtaufnahme im Zuge der *flatfield*-Division zusätzlich beeinträchtigt wird, wurde der Kontrast der Strukturen vermindert, indem wir über mehrere *flatfield*-Aufnahmen mittelten, die mit einem wesentlich breiteren Spalt belichtet worden sind. Verbliebene Interferenzstrukturen, die die Objektspektren bereits vor der *flatfield*-Division beeinträchtigten, nahmen wir in Kauf. Diese stellen zum Teil erhebliche Unsicherheiten dar. *Dome-flatfields* wurden nicht verwendet, weil sie aus Zeitgründen nicht unmittelbar im Anschluß an die Objektbelichtungen, sondern lediglich zum Beginn und am Ende jeder Beobachtungsnacht aufgenommen worden sind. Außerdem wäre das S/N der Quotientenspektren in vielen Fällen von dem geringeren S/N der *dome-flatfields* deutlich verringert worden. Die internen *flatfields* konnten auch nicht durch Spektren von schnell rotierenden B-Sternen ersetzt werden, weil das O I 7773-Triplett in B-Sternen ebenfalls prägnant ist. Dies hätte die Unterscheidung von Interferenzstrukturen und stellaren Absorptionslinien erschwert. Weil bei der Extraktion über mehrere Pixelreihen parallel zur Dispersionsrichtung addiert wird und außerdem mindestens zwei unabhängige Beobachtungen eines Sterns zur Koaddition verfügbar sind, vermindert sich der Kontrast der Interferenzstrukturen. Jedoch verhindern zahlreiche Faktoren, wie z.B. zeitlich und lokal variierendes *seeing*, Teleskop-Nachführung (beim Coudé-Spektrographen), und Temperaturabhängigkeit der Dünnschichtinterferenzen, eine quantitative Bewertung.

Die Interferenzstrukturen erstrecken sich typischerweise über ≈ 5 Å und können deshalb in den extrahierten Spektren lokalisiert werden, sofern nicht zusätzlich diffuse tellurische O₂- und H₂O-Banden stören. Um tellurische Absorptionslinien identifizieren zu können, wurden Vergleichsaufnahmen von schnell rotierenden B-Sternen ($v \sin i > 250\text{km/s}$) gemacht, allerdings nur mit dem 2.2m Coudé-Spektrographen unter Verwendung des CCD von Tektroniks. In diesen B-Sternspektren befanden sich im Bereich des O I 7773-Triplets keine tellurischen Absorptionsbänder. Wir können deshalb davon ausgehen, daß die in Abb. 5.2 erkennbaren Modulationen der mit dem RCA-Detektors aufgenommenen CES-Spektren ebenfalls nicht auf tellurische Absorptionsbanden zurückzuführen sind.

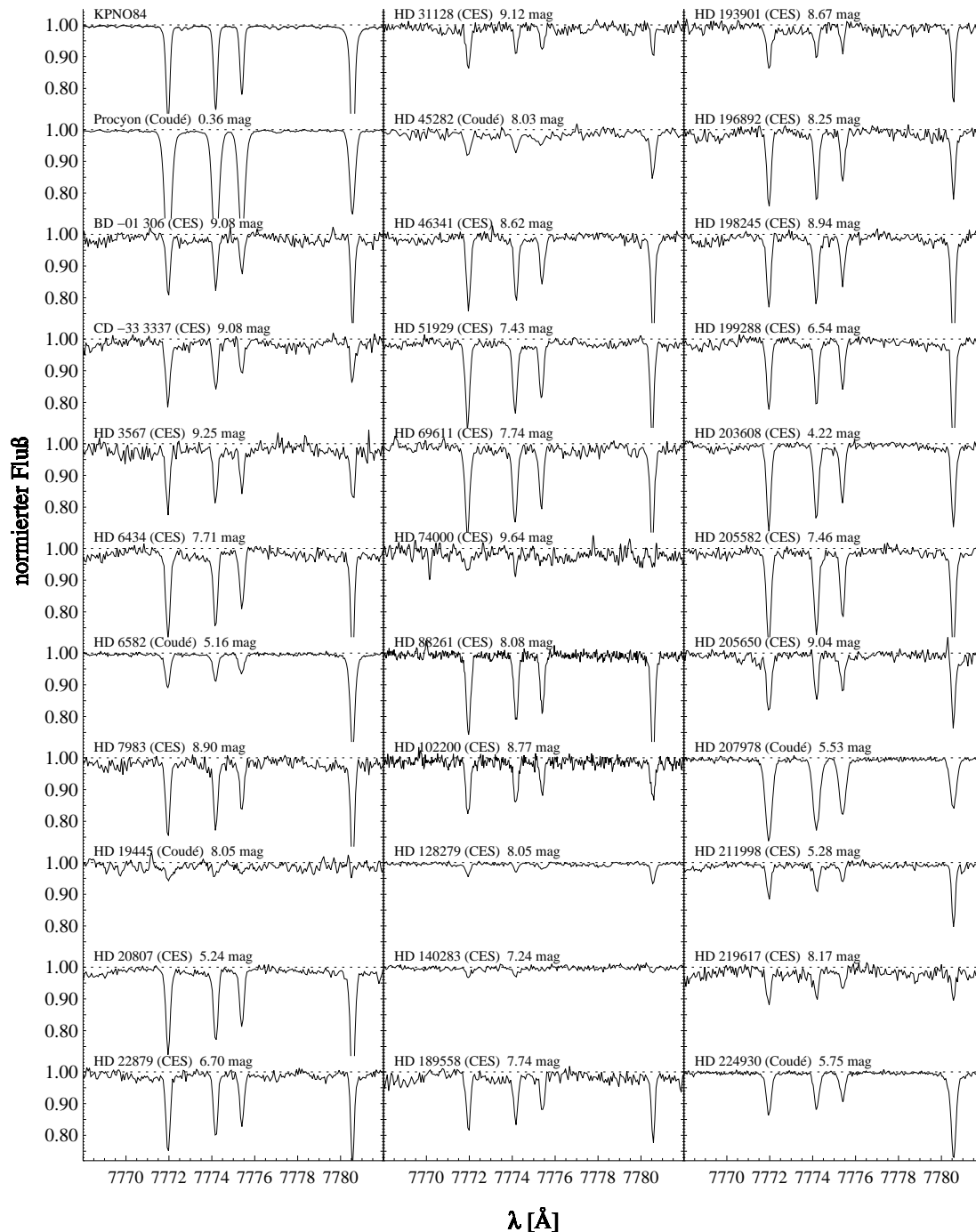


Abbildung 5.2 O17773-Spektren, die mit dem CES- und dem Coudé-Spektrographen beobachtet wurden (Äquivalentbreiten werden in Tab. 6.1 auf S. 203 angegeben). *Oben links* ist zum Vergleich das Triplet aus dem Kitt Peak Atlas dargestellt. Die koaddierten Spektren sind rektifiziert und dopplerkorrigiert. Neben der Sternbezeichnung ist der verwendete Spektrograph und die scheinbare visuelle Helligkeit (V) angegeben. Bei 7780.59\AA befindet sich eine Fe I (1154)-Linie. Die unterschiedliche Qualität der Spektren korreliert zum Teil mit den scheinbaren Helligkeiten, hängt aber auch von Dünnschichtinterferenzen auf dem verwendeten Detektor ab. Man beachte die nach der Kontinuumsrektifikation verbliebenen Modulationen auf den meisten CES-Spektren, während die Coudé-Spektren derartige Strukturen nicht aufweisen (HD 88261 und HD 102200 wurden nicht mit dem RCA Detektor beobachtet). Das Spektrum von HD 74000, das schwächste Objekt, wird geglättet dargestellt, und hat mit $S/N \approx 40$ ($\Delta t_{\text{exp}} = 40$ min) die schlechteste Qualität, eignet sich dennoch zur Bestimmung einer Häufigkeitsobergrenze. Die Position der O-Linien wurde durch Kreuzkorrelation mit dem theoretischen Spektrum verifiziert.

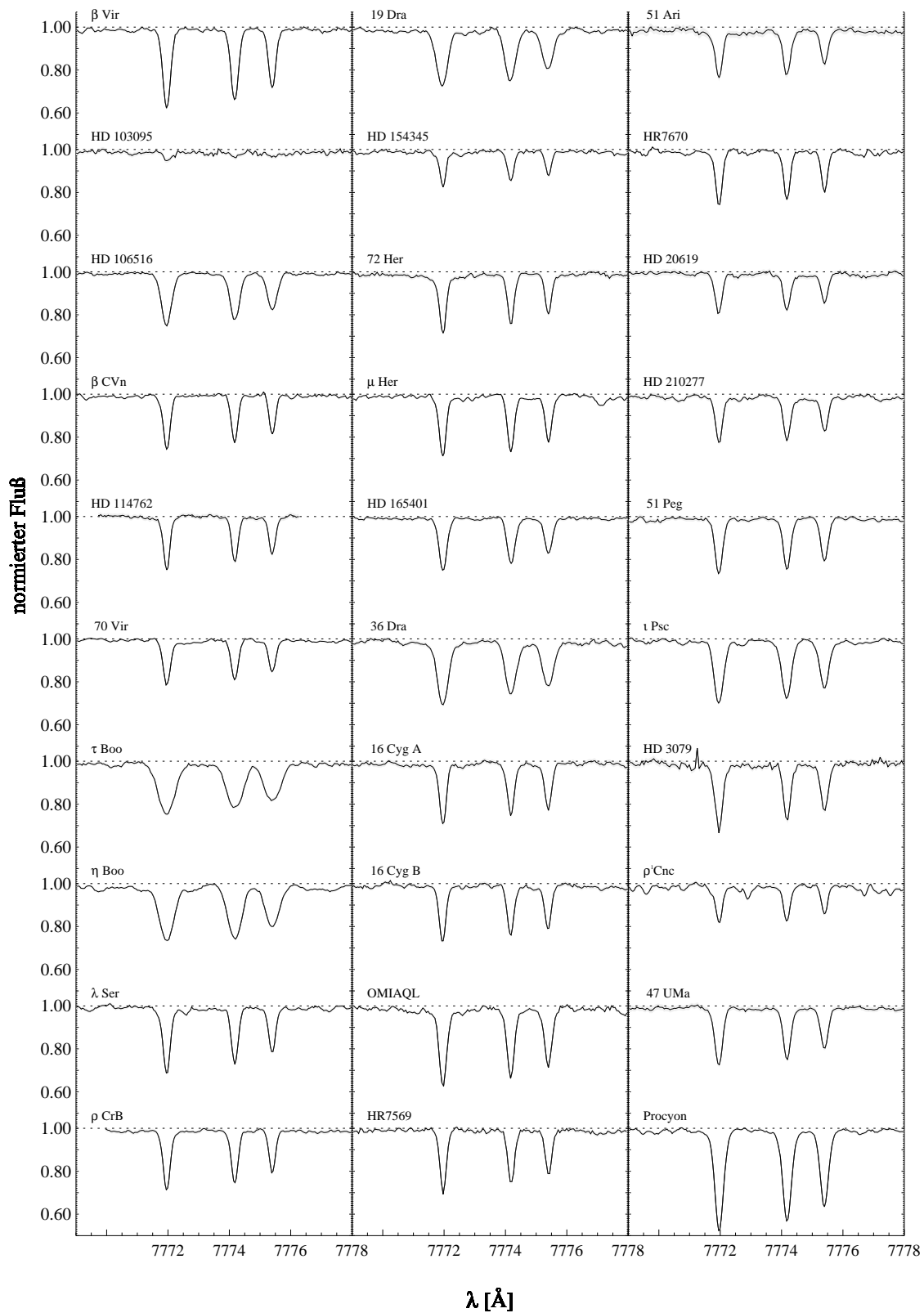


Abbildung 5.3 O I 7773-Spektren, die von Fuhrmann (1998a) mit dem FOCES-Spektrographen am 2.2m-Telescop auf dem Calar Alto beobachtet worden sind (Äquivalentbreiten in Tab. 6.2 auf S. 204). Die koaddierten Spektren wurden rektifiziert und dopplerkorrigiert. Die 2σ -Schwankungsbreite wird zusätzlich dargestellt; Schwankungen aufgrund von Dünnschichtinterferenzen werden damit allerdings nicht beschrieben.

Glücklicherweise liefert uns das O I 7773-Triplett weitgehend redundante Häufigkeiten.¹⁵ Zumindest anhand der stärkeren Linien O I 7772 Å und 7774 Å können wir einen Häufigkeitsfehler abschätzen.

Unbeseitigte Dünnschichtinterferenzen oder geringes S/N können die Identifikation des O I 7773-Triplets erschweren¹⁶, zumal die Objektspektren dopplerverschoben sind. Das Problem stellt sich besonders für jene Linien, die so schwach sind, daß sie sich nur für die Bestimmung einer oberen Grenze für die Sauerstoffhäufigkeit eignen (z.B. HD 74000, HD 140283). Die Objektspektren wurden mit dem solaren Flußspektrum kreuzkorreliert, um die Dopplerverschiebung entsprechend der Laborwellenlängenskala zu korrigieren. Durch den Vergleich von heliozentrischen Radialgeschwindigkeiten, die wir aus den O I 7773-Linien und anderen Wellenlängenfenstern bestimmten (Tab. 5.4), kann das O-Triplett in allen Spektren eindeutig identifiziert werden.¹⁷

¹⁵Bei Mittelung der drei O I 7773-Einzellinienhäufigkeiten muß die NLTE-Linienentstehung berücksichtigt werden, weil eine LTE-Analyse - zumindest bei heißen *turn off*-Sternen und Unterriesen – unterschiedliche Einzellinienhäufigkeiten liefern kann (siehe Abschnitt 6.2 auf S. 202).

¹⁶Siehe HD 19445, HD 45282, HD 74000, HD 140283 und HD 128279 in Abb. 5.2.

¹⁷P. Magain hatte seine Spektren bereits dopplerkorrigiert. Die Lage des O-Triplets von HD 140283 und HD 128279 wurde anhand der Kreuzkorrelationsmaxima überprüft.

5.3 Beobachtungen von [O I] 6300 ($\lambda\lambda$ 6270 ... 6330 Å)

Tab. 5.2 enthält eine Übersicht über die beobachteten Objekte und die Qualität der Spektren (vgl. auch Tab. 5.1). Die verbotene [O I] 6300-Linie konnte nur für die hellsten Sterne aus dem von Axer *et al.* (1994) analysierten Ensemble spektroskopiert werden. Mit Ausnahme von Procyon wurden alle Beobachtungen mit dem Coudé-Spektrographen am 2.2m Teleskop auf dem Calar Alto durchgeführt. Die [O I] 6300-Linie ist in Hauptreihensternen selbst bei moderater Metallunterhäufigkeit von $[\text{Fe}/\text{H}] > -1$ nur schwer zu beobachten und auszuwerten. Bei extrem metallarmen Zwergsternen muß auf eine Analyse dieser Linie verzichtet werden.

Neben der Darstellung unseres Beobachtungsmaterials wollen wir in diesem Abschnitt deutlich machen, daß die mit $R \approx 35000$ beobachteten Coudé-Spektren sinnvoll analysiert werden können. Äquivalentbreitenfehler, die einem Häufigkeitsfehler von 0.3 dex entsprechen, können beispielsweise ausgeschlossen werden. Sieht man von \triangleright modellspezifischen Fehlern ab, so werden natürlich bei größerer spektraler Auflösung auch genauere Einzellinienhäufigkeiten bestimmt.

Die [O I]-Linie wird seit mehr als zwei Jahrzehnten für O-Häufigkeitsbestimmungen von extrem metallarmen Riesensternen mit $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$ verwendet (Lambert *et al.* 1974; Kjærgaard *et al.* 1982; Gratton 1986; Barbay 1988). In metallarmen Riesensternphotosphären ist das Verhältnis $n(\text{H}^-)/n(\text{H})$ im Mittel kleiner, so daß die Äquivalentbreite der [O I] 6300-Linie

$$W \propto \frac{\kappa^l}{\kappa^c} \propto \frac{n_{\text{O}}}{n_{\text{H}} \cdot n_{\text{e}}} \quad (5.3)$$

größer als $50 \text{ m}\text{\AA}$ sein kann. Anders ist die Situation bei kühlen Hauptreihensternen: Im solaren Flußspektrum beträgt die Äquivalentbreite der [O I] 6300-Linie $\approx 5 \text{ m}\text{\AA}$, was erwarten läßt, daß diese Linie in metallarmen Zwergen, selbst bei einem Sauerstoffexzeß $[\text{O}/\text{Fe}] \geq 0.5$, noch schwächer sein dürfte.¹⁸

An die Beobachtungen von [O I] 6300 in metallarmen Zwergsternen werden höhere beobachtungstechnische Anforderungen gestellt als an die Beobachtungen in Riesensternen, zumal die [O I] 6300-Linie durch photosphärische und tellurische Absorptionslinien empfindlich gestört wird (Abb. 5.5). Je höher die spektrale \triangleright Auflösung R , um so besser lassen sich tellurische und photosphärische Linien im Objektspektrum voneinander trennen. Die relative Lage der tellurischen Linien bezüglich [O I] hängt von der auf den Beobachter bezogenen Radialgeschwindigkeit des Sterns ab. [O I] 6300 kann fast völlig ungestört sein (vgl. Abb. 5.5b) oder aber stark mit tellurischen O_2 -Linien blenden (vgl. Abb. 5.10). Um die tellurischen Absorptionslinien aus den beobachteten Objektspektren entfernen zu können, wurden Vergleichsaufnahmen von schnell rotierenden B-Sternen gemacht. Aus der Division der *Objektspektren* durch die *Vergleichsspektren* erhalten wir *Quotientenspektren*, die von den tellurischen Absorptionslinien bis auf wenige Residuen befreit sind.

Die für die Häufigkeitsbestimmung notwendige Mindestäquivalentbreite läßt sich folgendermaßen bestimmen. Mit $\Delta W \approx 2 \cdot \text{FWHM} \cdot \Delta r$ kann der absolute Fehler für die Äquivalentbreite einer schwachen Linie abgeschätzt werden. $\Delta r = 1/(S/N)$ wird mit dem 1σ -Fehler des Kontinuums identifiziert. Damit der relative 1σ -Fehler $\Delta W/W$ weniger als 33% beträgt, fordern wir:

$$W > 3\Delta W = 6 \cdot \frac{\lambda}{R \cdot (S/N)} \quad (5.4)$$

¹⁸Allerdings kann die [O I] 6300-Äquivalentbreite wegen verringerter Elektronendichte in metallarmen Unterriesen auch 1 ... 2 mÅ größer sein als in der Sonne.

Tabelle 5.2 Beobachtungen von [O I] 6300 (jeweils 1. Zeile). In der jeweils zweiten Zeile werden die korrespondierende Beobachtungen schnell rotierender B-Sterne angegeben. Spektraltyp und Rotationsgeschwindigkeit der B-Sterne stammen aus dem Yale *Bright Star*-Katalog. ζ_{Atm} ist die Luftmasse. Die Breite des Eintrittsspalts ist in Bogensekunden angegeben. Während der Beobachtungen lag das *seeing* bei $1.5'' \dots 2''$. Ein großer Teil des Sternlichts wurde durch den Eingangsspalt abgeblockt. In den letzten beiden Zeilen der Tabelle sind die beiden mit dem CES beobachteten [O I]-Linien angegeben.

Objekt	V_{mag}	Δt_{exp} [s]	R	S/N	Spalt	ζ_{Atm}	Datum	Sp-Typ, $v \sin i$	Abb.
Mond		1200	34k	2280	0.46''	1.59 – 1.55	23.10.93		5.8
HR 7557	0.77	520	34k	1000		1.17 – 1.20	23.10.93	A7V, 242 km/s	
HD 6582	5.16	5400	37k	450	0.34''	1.06 – 1.16	28.10.93		5.10a
HR 264	2.47	1040	37k	640		1.12	"	B0IVe, 300 km/s	
HD 22879	6.70	5400	34k	340	0.46''	1.32 – 1.44	25.10.93		5.11
HR 2845	2.90	900	34k	570		1.26	"	B8Ve, 276 km/s	
HD 207978	5.53	5400	34k	470	0.46''	1.01 – 1.04	23.10.93		5.12
HR 264	2.47	1200	34k	930		1.09 – 1.12	24.10.93	B0IVe, 300 km/s	
HD 224930	5.75	3300	34k	450	0.46''	1.01 – 1.02	24.10.93		5.13
HR 8762	3.62	1200	34k	540		1.08	24.10.93	B6IIIpe, 330 km/s	
Procyon	0.36	960	37k	550	0.34''	1.19	25.10.93		5.5a
HR 264	2.47	1040	37k	640		1.12	28.10.93	B0IVe, 300 km/s	
Procyon	0.36	1350	100k	1390		1.24 – 1.26	21.02.96	[O I] 6300	5.5b
"		720	100k	850		1.20	"	[O I] 6363	

Demnach sollte es mit $S/N = 300$ und $R = 35000$ noch möglich sein, eine Linie mit $3.6 \text{ m}\text{\AA}$ auf $\pm 0.1 \text{ dex}$ genau zu analysieren. Diese Abschätzung ist grob. Praktisch stellt sich die Situation etwas günstiger dar, weil die beobachteten Linienprofile anhand von Blendrechnungen ausgewertet werden. Außerdem wird das Kontinuum nicht allein von dem Signal zweier Pixel festgelegt. Nicht identifizierte tellurische Blends und Residuen im Quotientenspektrum können die Genauigkeit der Analyse vermindern.

Folgende Bedingungen müssen für die erfolgreiche Beobachtung der [O I] 6300-Linie in kühlen Hauptreihensternen erfüllt sein:

1. Die Metallizität darf nicht zu klein sein ($[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -1$), abhängig von $[\text{O}/\text{Fe}]$, $\log g$, S/N und spektraler Auflösung.¹⁹
2. Die spektrale Auflösung R sollte mindestens $R > 35000$ betragen, damit die [O I] 6300-Linie von den benachbarten photosphärischen Linien Si I 6299.6, Sc II 6300.7 und Fe I 6301.5 sowie den tellurischen O_2 - und H_2O -Linien ausreichend getrennt werden kann. Zugeständnisse hinsichtlich der spektralen Auflösung erhöhen die Unsicherheit bei der Festlegung des Kontinuums und erfordern für die Auswertung eine Synthese des ganzen Blendkomplexes.
3. $S/N \gtrsim 300$ bei hoher spektraler Auflösung.
4. Nur relativ helle metallarme Zwerge und Unterriesen kommen daher für die Beobachtung der [O I] 6300-Linie mit dem uns zur Verfügung stehenden 2.2m Teleskop in Betracht.

5.3.1 Besonderheiten bei Beobachtung und Datenreduktion

Beobachtungen und Datenreduktionen wurden in der für Langspaltspektrographen beschriebenen Weise (siehe S. 149) durchgeführt. Als Besonderheit ist zu erwähnen, daß

¹⁹Spite und Spite (1991) gelang es mit dem CFHT (Canadian France Hawaii Telescope) auf Hawaii Unterzwerge mit $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.4 \text{ dex}$ und -1.6 dex zu beobachten, wobei mit einer spektralen Auflösung $R \approx 80000$ ein $S/N \approx 300$ erzielt wurde.

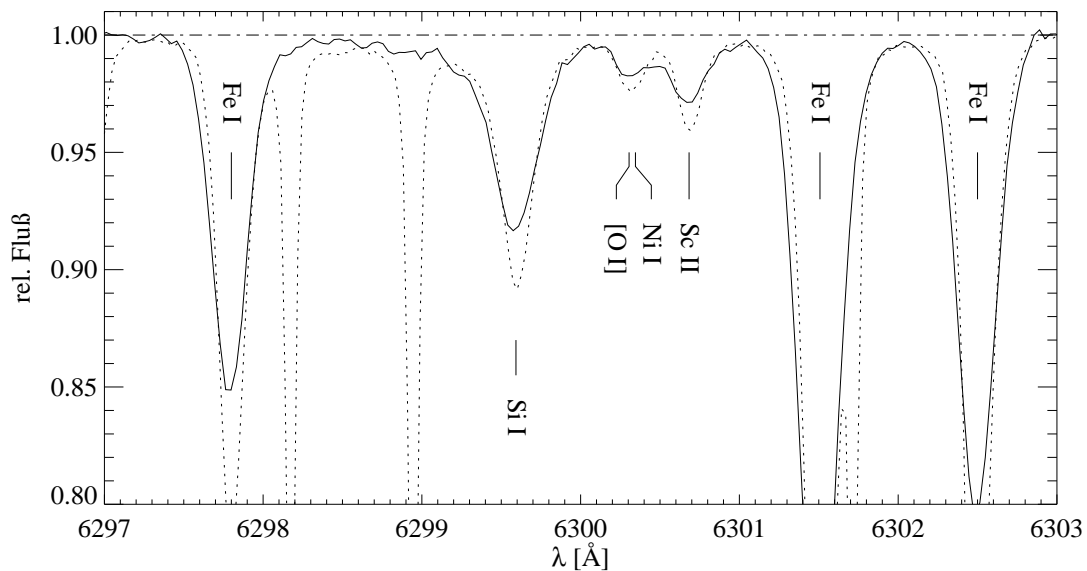
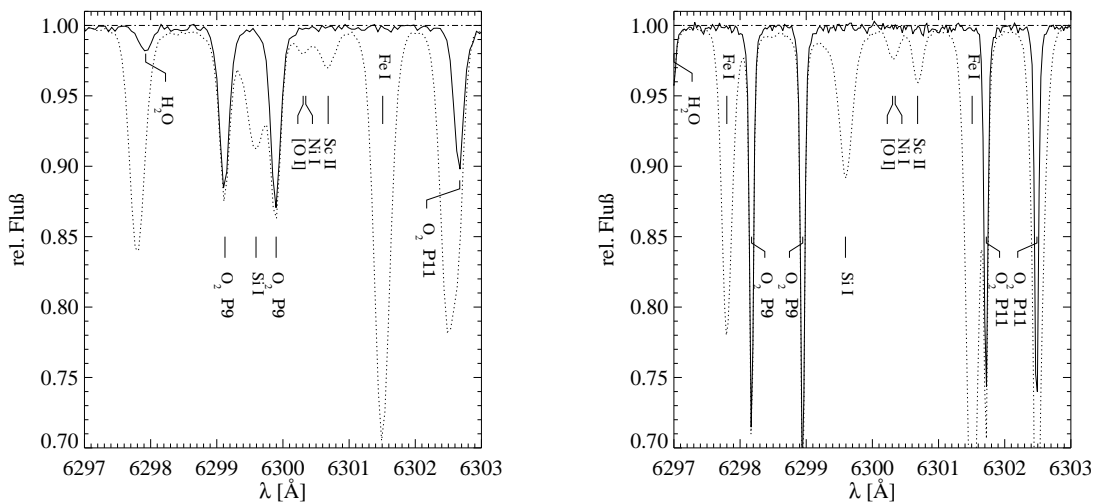


Abbildung 5.4 [O I] 6300: CES-Spektrum (\cdots) im Vergleich mit dem Coudé-Spektrum (---) von Procyon. Das CES-Spektrum ($R=100000$, $S/N \approx 1400$) enthält tellurische Linien, die aus dem Coudé-Spektrum ($R=37000$, $S/N \approx 550$) bis auf wenige Residuen mittels Division durch ein rektifiziertes B-Sternspektrum (HR 264) entfernt wurden. Die [O I]-Linie ($W=4.2\text{mÅ}$) im Coudé-Spektrum wird besonders von der benachbarten Sc II-Linie geblendet. Der blaue Linienflügel der [O I]-Linie ist durch die Beseitigung der O_2 (2,0) P(9)-Linie etwas verformt (vgl. Abb. 5.5a); hier setzt die geringe spektrale Auflösung deutliche Grenzen. Das Kontinuum des Coudé-Spektrums ist unsicherer. Die Darstellung zeigt jedoch, daß die Analyse der [O I] 6300-Linie auch bei einer Auflösung $R \approx 37000$ möglich ist, sofern das S/N ausreichend ist und der Bereich um die verbotene Linie synthetisiert wird. Zur Diskussion der Ni I-Linie siehe Abschnitt 3.3.2 auf S. 48.

- die Einzelspektren, bis auf HD 224930 (s. Abb. 5.13), pixelweise koaddiert werden konnten, weil die Dopplerverschiebung während der aufeinanderfolgenden Beobachtungen um weniger als 200 m s^{-1} variierte (vgl. v_{dop} in Tab. 5.4),
- die tellurischen Linien aus den Objektspektren (= Sternspektrum + tellurische Linien) entfernt wurden, indem sie durch adäquate Vergleichsspektren schnell rotierender B-Sterne (beobachtet bei gleicher Luftmasse) dividiert worden sind,
- der Kontrast von Interferenzstrukturen im Vergleich zu den O I 7773-Triplettspektren, vernachlässigbar war,
- die Vergleichsspektren, d.h. die tellurischen Linien, vor der Division gemäß Gl. 5.5 skaliert werden mußten, weil die Luftmassen, bei denen die Vergleichsaufnahmen gemacht wurden, nicht vergleichbar waren,
- die koaddierten Objekt- und Vergleichsspektren vor der Division rektifiziert wurden, was zusätzliche Unsicherheiten verursacht haben könnte. Die lokalen Flügel von rotationsverbreiterten Linien, die allenfalls schwach in den B-Sternspektren vertreten waren, wurden ebenfalls rektifiziert.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Beobachtungen waren aus zwei Gründen nur bedingt erfolgreich. Die für den 2.2m Coudé-Spektrographen laut Bedienungsanleitung (Pascual 1983;



(a) Coudé-Spektren ($R=37k$) vom 25.10.93:
 (···) Procyon mit $S/N \approx 1170$, $\zeta_{Atm} \approx 1.19$ und
 (—) HR 264 mit $v \sin i = 300 \text{ km s}^{-1}$, $S/N \approx 640$,
 $\zeta_{Atm} \approx 1.12$

(b) CES-Spektren ($R=100k$) vom 21.02.96:
 (···) Procyon mit $S/N \approx 1400$, $\zeta_{Atm} \approx 1.2$ und
 (—) β CMi mit $v \sin i = 276 \text{ km s}^{-1}$, $S/N \approx 415$,
 $\zeta_{Atm} \approx 1.3$

Abbildung 5.5 [O I] 6300: Spektren von Procyon und Vergleichsspektren von schnell rotierenden B-Sternen, die zur Isolation tellurischer Linien beobachtet wurden. Die Radialgeschwindigkeitsverschiebungen der Procyon-Spektren wurden korrigiert. Deshalb sind die tellurischen Linien in beiden Abbildungen bezüglich ihrer Laborreferenz verschoben. Ein Vergleich der beiden Abbildungen zeigt, daß sich die [O I]-Linie in (a) auf dem roten Flügel der O_2 (2,0)-P(9)-Linie befindet, während sie in (b) aufgrund der radialen Geschwindigkeitskomponente von Procyon zum Zeitpunkt der Beobachtung ungestört ist. Da das S/N von HR 264 in (a) kleiner ist als von Procyon, wird die Unsicherheit des Quotientenspektrums (vgl. Abb. 5.4) durch das S/N des Vergleichsspektrums bestimmt. Weitere Unsicherheiten ergeben sich aus der zeitlichen und räumlichen Variation der tellurischen Linienprofile (insbesondere von H_2O) während der Objekt- und Vergleichsbeobachtung.

Boller und Chivens 1984) zu erwartende spektrale Auflösung²⁰ von $R \approx 57000$ konnte nicht erreicht werden. Eine Ursache könnte eine mangelhafte Fokussierung der f/12-Kamera gewesen sein. Aus den FWHM von tellurischen Moleküllinien ermitteln wir eine spektrale Auflösung von $R \approx 37000$ (Abb. 5.7a).

Unsicher sind die aus den Coudé-Spektren gewonnenen Sauerstoffhäufigkeiten u.a. deshalb, weil die [O I]-Linie mit räumlich und zeitlich veränderlichen, und deshalb schwer zu beseitigenden, tellurischen H_2O -Linien blendet. Im Gegensatz zu den O_2 -Linien konnten H_2O -Linien auch bei hohem S/N nicht ohne Verbleib von Residuen entfernt werden. Man beachte die zahlreichen kleinen Wasserdampflinien in Abb. 5.6 und ihr Verhalten bei Variation der Luftmasse.

In Abb. 5.4 sind zwei mit unterschiedlicher Auflösung beobachtete Procyon-Spektren zu sehen. Das eine Spektrum wurde mit dem 2.2m Coudé-Spektrographen ($R = 37000$) beobachtet, das andere mit dem CES-Spektrographen ($R = 100000$). Die Abbildung illustriert, daß die verborgene Linie auch mit geringerer Auflösung ausgewertet werden kann, vorausgesetzt, der gesamte Blend wird synthetisiert, das S/N ist hinreichend groß und es stören keine stark variablen tellurischen Linien. Aus dem Coudé-Spektrum wurden tellurische Absorptionslinien entfernt (vgl. mit Abb. 5.5a). Verbliebene Residuen machen aber deutlich, daß die tellurischen Absorptionslinien bei geringerer Spektrographenauflösung ungenauer zu beseitigen sind.

²⁰Mit einer Dispersion von 2.2 \AA/mm bei 6300 \AA , dem Gitter #3 (f/12 Kamera) und einer Pixelbreite von $24 \mu\text{m}$ decken 2 Pixel $\approx 106 \text{ m\AA}$ ab.

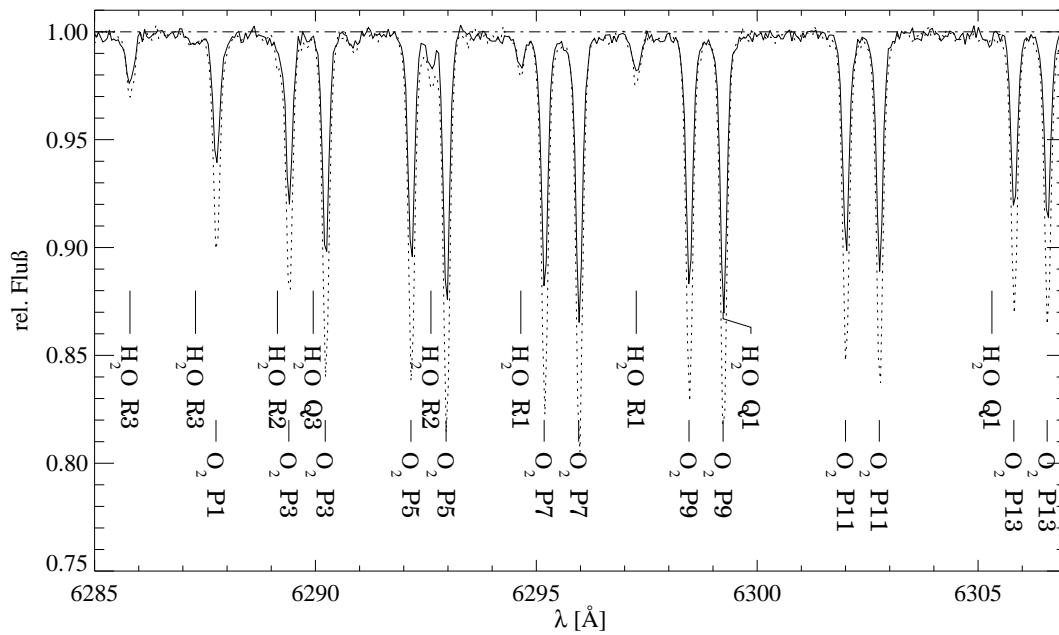


Abbildung 5.6 Tellurische Absorptionslinien in den Spektren des B0 IVe-Sterns HR 264, beobachtet am 28.10.93 mit dem Calar Alto 2.2m Coudé-Spektrographen (f/12-Kamera) bei Luftmasse $\zeta_{Atm}=1.12$ (—) und 1.99 (· · ·). Wegen der geringen Zahl geeigneter heller, schnell rotierender B-Sterne, konnte nicht zu jeder erforderlichen Luftmasse ein Vergleichsspektrum beobachtet werden. Da die Linieneinsenkungen allerdings linear mit ζ_{Atm} anwachsen (siehe Abb.5.7c und 5.7d), wurden die Vergleichsspektren gemäß $r'(\lambda) = 1 - c(\zeta_{Atm}) \cdot (1 - r(\lambda))$ skaliert, wobei $r(\lambda)$ und $r'(\lambda)$ das Ausgangs- bzw. skalierte Spektrum darstellen, und c ist ein von ζ_{Atm} abhängiger, und durch Vergleich mit den tellurischen Linien auf dem Objektspektrum zu bestimmender Skalierungsfaktor (vgl. Abb. 5.11).

Abb. 5.4 illustriert auch, daß Nissen und Edvardsson (1992) günstigere instrumentelle Voraussetzungen zur Beobachtung von [O I] in metallarmen Hauptreihensternen hatten als wir. Nissen und Edvardsson beobachteten die [O I] 6300-Linie von 21 Zwergsternen im Metallizitätsbereich $-0.85 < [Fe/H] < +0.25$ mit dem CES am ESO 1.4m CAT und erzielten bei einer Auflösung von $R = 100000$ ein typisches S/N von ≈ 250 . Als Detektor verwendeten sie das ESO CCD #9 (RCA) ($15\mu\text{m}$ Pixelbreite). Die Sauerstofflinienprofile sind demnach mit 12 Pixeln aufgelöst. Die von ihnen gemessenen Äquivalentbreiten rangieren zwischen 2.3 mÅ und 11 mÅ .

Abb. 5.5 zeigt die Spektren von Procyon gemeinsam mit isolierten tellurischen Linien. Procyon ist das mit Abstand hellste unserer beobachteten Objekte. Die Belichtungsdauer konnte deshalb ausreichend klein gewählt werden, und die Luftmasse ζ_{Atm} , somit auch die Einsenkung der tellurischen Linien, änderte sich während der Beobachtung kaum. Die lichtschwächeren Sterne mußten länger beobachtet werden, typischerweise 3×30 min. Je nach Kulminationshöhe der Objekte variiert die Luftmasse während der Integrationszeit mehr oder minder stark (vgl. Tab. 5.2). Die darauf zurückzuführende Unsicherheiten sind vermutlich vernachlässigbar. Abb. 5.6 zeigt zwei Spektren mit tellurischen Absorptionslinien, die bei Luftmasse $\zeta_{Atm} = 1.12$ und 1.99 beobachtet wurden.

Abb. 5.6 zeigt, wie die Einsenkungen der tellurischen Linien von der Luftmasse $\zeta_{Atm} = 1/\cos \varphi$ (Zenitdistanz φ) abhängen. Zwar wäre es für die Rekonstruktion der photosphärischen Spektren wichtig, die Vergleichsspektren in zeitlich und räumlich (Sternkoordinaten) eng aufeinanderfolgender Reihenfolge zu beobachten, doch ist dies i.a. nicht zu gewährleisten, weil sich selten helle, schnell rotierende B-Sterne, in kleinem Winkelabstand zum beobachteten Halostern befinden. Für Halosterne in höheren galaktische Breiten ist es nicht möglich, adäquate B-Sterne zu finden, so

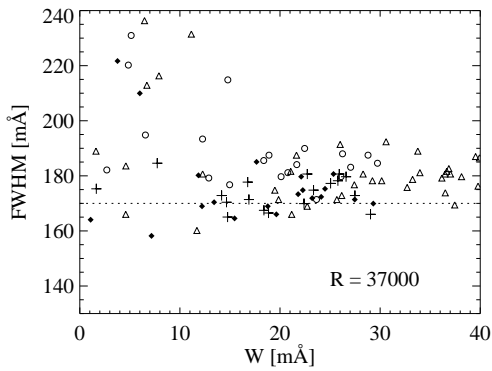
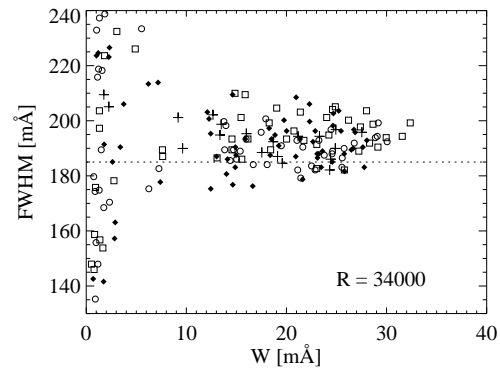
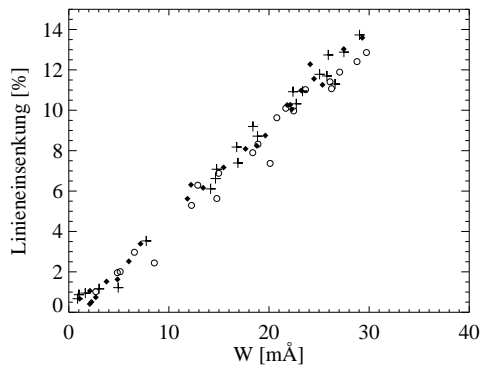
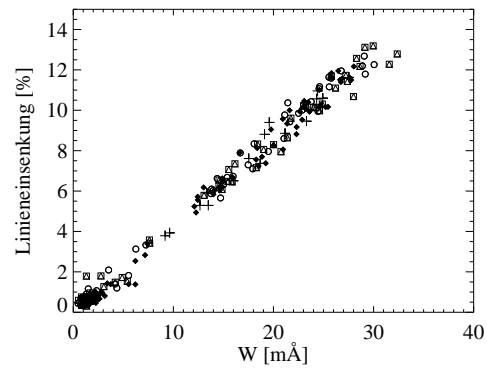
(a) 150 μm Spaltbreite (0.34'')(b) 200 μm Spaltbreite (0.45'')(c) 150 μm Spaltbreite(d) 200 μm Spaltbreite

Abbildung 5.7 (a) und (b): Bestimmung der erzielten spektralen Auflösung R anhand der FWHM tellurischer Absorptionslinien bei unterschiedlichen Luftmassen. (c) und (d): Korrelation zwischen relativer Linienversenkung und Äquivalentbreite tellurischer O_2 -Linien. Symbole: (+) $\zeta_{Atm} < 1.08$, (\blacklozenge) $1.08 \leq \zeta_{Atm} < 1.12$, (o) $1.12 \leq \zeta_{Atm} < 1.18$, (\square) $1.18 \leq \zeta_{Atm} < 1.30$, (\triangle) $1.30 \leq \zeta_{Atm}$. Die FWHM schwacher Linien ($W < 10$) streuen stark, weil der relative Fehler bei der Bestimmung der Linienzentren für schwache Linien größer ist (Unsicherheit bei der Festlegung des Kontinuums). Die tellurischen O_2 -Linien sind ungesättigt, wie anhand der linearen Abhängigkeit von Linienversenkung und Äquivalentbreite in Abb. (c) und (d) deutlich wird. Desweiteren liefern die gleichen tellurischen Linien, mit dem CAT-Spektrographen bei $\zeta_{Atm} = 1.3$ beobachtet, eine FWHM von $\approx 70\text{mÅ}$ und sind demnach gute Indikatoren für die spektrale Auflösung. Zur Bestimmung der spektralen Auflösung wurde der untere Rand der in Bild (a) und (b) dargestellten Verteilungen gewählt, weil unaufgelöste Blends und unsere tendentiell konservative Festlegung des Kontinuums zu eher größeren FWHM führt. Zudem zeigt die Streuung der FWHM auch die Grenze der Reproduzierbarkeit von Spaltbreite und Spaltbeleuchtung auf. Die abgeleiteten Auflösungen von $R = 37000$ und 34000 werden durch die mittlere FWHM (170mÅ bzw. $\approx 185\text{mÅ}$) von Th-Ar-Emissionslinien der Wellenlängenkalibrationsspektren bestätigt. Die scheinbare Korrelation zwischen FWHM und ζ_{Atm} in Bild (a) ist allein bei fünf Spektren nicht aussagekräftig; (b) läßt eine solche Korrelation nicht erkennen.

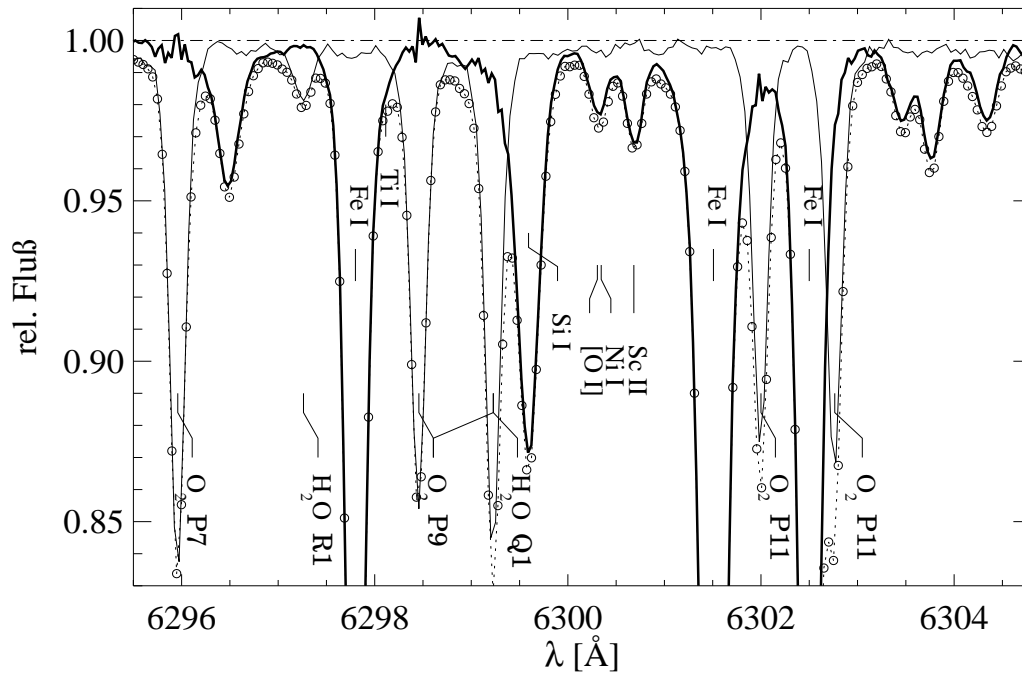


Abbildung 5.8 Mondspektrum (o) mit dem 2.2m Coudéspektrographen beobachtet bei $\zeta_{\text{Atm}} \approx 1.57$ ($R = 34000$, $S/N=2280$). Darüber befindet sich ein skaliertes Vergleichsspektrum (—) (HR 7557 mit $S/N=1000$, $\zeta_{\text{Atm}} \approx 1.18$). Die O_2 -Linien, der bei unterschiedlichen Luftmassen beobachteten Spektren, können mit dem Skalierungsfaktor $c(\zeta_{\text{Atm}}) = 1.28$ (gemäß Gl. 5.5) in Übereinstimmung gebracht werden. Im Quotientenspektrum (—, fett) sind kaum Residuen verblieben, bis auf wenige markante Stellen. Obwohl die rotationsverbreiterten ($v \sin i = 242 \text{ km s}^{-1}$) photosphärischen Linien des A7V Vergleichssterne im Rahmen der Kontinuumsrektifikation manuell beseitigt werden mußten. Man beachte, daß die skalierte 6297.26 \AA H_2O -Linie ebenfalls aus dem Objektspektrum entfernt werden kann.

daß der Vergleichssterne bestenfalls bei gleicher Luftmasse, aber zu anderen Zeiten und in anderer Raumrichtung beobachtet werden muß. Dies bedeutet aber, daß auf ein vollständiges Monitoring tellurischer Linien im Hinblick auf die richtungs- bzw. zeitabhängigen (H_2O -) Linien verzichtet werden muß. Geringfügige, aber durchaus signifikante Differenzen zwischen den Luftmassen der Objekt- und der Vergleichsspektren, die ohne Korrektur Residuen im Quotientenspektrum zur Folge hätten, sind daher unvermeidbar.²¹

Um die Bereinigung der photosphärischen Spektren dennoch vornehmen zu können, wurden die Vergleichsspektren $r(\lambda)$ skaliert

$$r'(\lambda) = 1 - c(\zeta_{\text{Atm}}) (1 - r(\lambda)) \quad (5.5)$$

Der Skalierungsfaktor²² $c(\zeta_{\text{Atm}})$ wurde anhand von Vergleichen mit verschiedenen ungeblendeten O_2 -Linien im Objektspektrum experimentell bestimmt (siehe Abb. 5.12). Die Skalierung der Vergleichsspektren nach Gl. 5.5 läßt sich damit rechtfertigen, daß die O_2 -Linien ungesättigt sind und der monochromatische Extinktionskoeffizient klein ist. Wie nämlich aus Abb. 5.7 hervorgeht, folgt

²¹ Dieses Problem wird von Nissen und Edvardsson (1992) nicht erwähnt. Die Autoren befanden die im Januar 1991 auf La Silla herrschenden Witterungs- und seeing-Bedingungen zwar als exzellent, und man kann annehmen, daß ihre Spektren geringer mit tellurischen Wasserdampflinien kontaminiert sind, als die Ende Oktober '93 auf dem Calar Alto beobachteten Coudé-Spektren. Es dürfte aber auch für Nissen und Edvardsson das Problem bestanden haben, adäquate Vergleichssterne bei identischer Luftmasse zu finden.

²² $c(\zeta_{\text{Atm}}) = \exp\{-\zeta_{\text{Atm}} \tau_{\text{Atm}}\}$

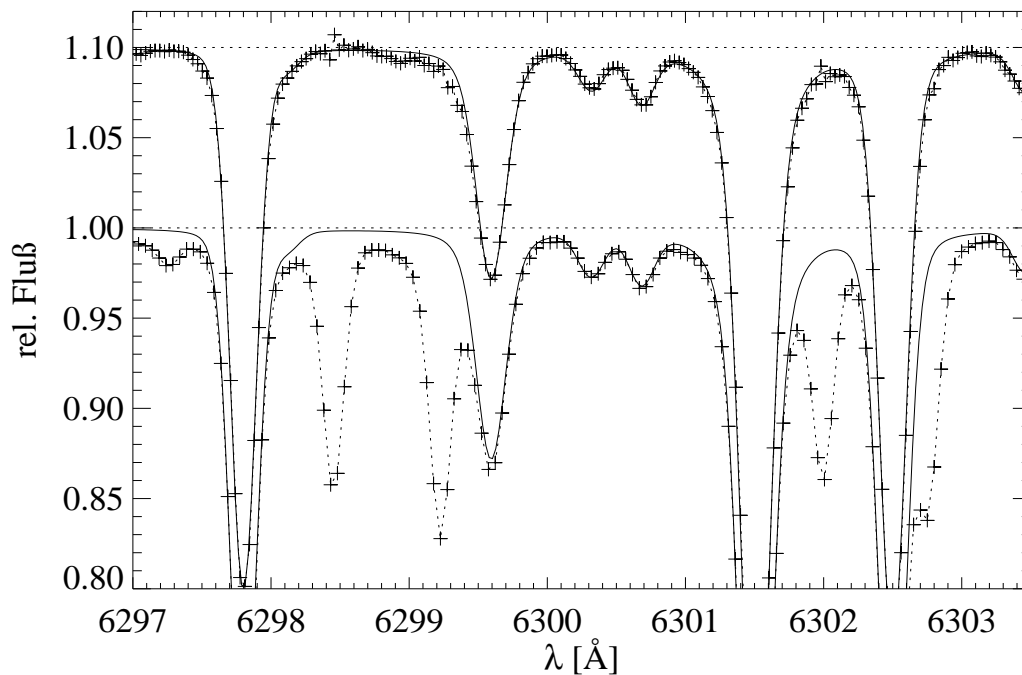


Abbildung 5.9 Mondspektrum (+) und theoretische Spektren (—). Nach oben versetzt sind das Quotientenspektrum (vgl. Abb. 5.8) und das angepasste theoretische Spektrum (GRS88) dargestellt. Die Rechnungen wurden mit dem Ni-Blend (s. S. 48) durchgeführt. Bis auf die O-Häufigkeit wurde mit solaren Häufigkeiten gerechnet. Die Sauerstoffhäufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O})$ mußte in der oberen Darstellung um -0.08 dex vermindert werden. In der unteren Darstellung ist das unbereinigte Mondspektrum (Objektspektrum) dargestellt. $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O})$ ist hier um 0.03 dex größer als der Fit an den solaren KPNO84-Atlas ergibt. Die theoretischen Spektren wurden mit einem Voigt-Profil ($v_{\text{dop}} = 5.6 \text{ km s}^{-1}$, $\Gamma = 8 \text{ mÅ}$) gefaltet. Die Rotationsverbreiterung wurde angesichts der Instrumentenverbreiterung vernachlässigt. Man beachte, daß das Voigt-Profil hier sowohl Instrumentenprofil als auch Makroturbulenzprofil und Rotationsprofil in sich vereint. Berücksichtigt man das aus dem direkten Vergleich von Mond- und KPNO84-Spektrum gewonnene Instrumentenprofil mit $v_{\text{Instr}} = 5.2 \text{ km s}^{-1}$ so erhalten wir mit $v_{\text{Rest}} = \sqrt{5.6^2 - 5.2^2} \approx 2 \text{ km s}^{-1}$ nahezu die FWHM des aus Rotationsverbreiterung ($v \sin i = 1.8 \text{ km s}^{-1}$) und Makroturbulenz ($\Xi_{\text{mac}} \approx 1.4 \text{ km s}^{-1}$) resultierenden Verbreiterungsprofils.

die Linieneinsenkung linear der Äquivalentbreite, während die FWHM konstant bleibt und somit allein vom Instrumentenprofil abhängt. Die Unsicherheit in der Bestimmung der Linieneinsenkung schwacher Linien ist größer, weil die Genauigkeit der Bestimmung des Kontinuums durch das S/N und ggf. H_2O -Blends auf etwa 0.5% limitiert ist. Dem entspricht nach Abb. 5.7d ein Fehler der Linieneinsenkungen von mehr als 10% . Zu den schwachen Linien ($W < 10 \text{ mÅ}$) zählen auch die H_2O -Linien, deren Variation mit ζ_{Atm} auf die einsetzende Sättigung hindeutet (Abb. 5.6).

Nissen und Edvardsson (1992) identifizieren in einigen ihrer Spektren die tellurische [O I]-Emissionslinie. Diese Linie ist in den 2.2m Coudé-Spektren und auch in den CES-Spektren von Procyon nicht zu finden, weil der Himmelshintergrund subtrahiert worden ist²³ (siehe Datenreduktion auf S. 151). Die Emissionslinie ist allerdings im Himmelshintergrund nicht sonderlich prägnant. Ein Verbleiben dieser Himmelslinie wäre zudem in den meisten Fällen unproblematisch, weil die Dopplerverschiebungen v_{dop} der beobachteten Sterne groß genug sind (Tab. 5.4) und die photosphärische Sauerstofflinie nicht gestört wurde.

²³Die Präsenz der [O I]-Himmelslinie in den reduzierten Spektren von Nissen und Edvardsson ist ein Indiz dafür, daß aus dem Objektspektrum keine Himmelslinien entfernt wurden.

5.3.2 Diskussion unserer [O I] 6300-Spektren

Mond-/Sonnenspektrum: Das instrumentelle Verbreiterungsprofil des 2.2m Coudé-Spektrographen und die erzielte Auflösung wurden anhand des beobachteten Mondspektrums ($R = 34000$) überprüft (Abb. 5.8). Der mit $R \approx 500000$ aufgelöste solare Flußatlas KPNO84 wurde mit adäquaten Verbreiterungsprofilen gefaltet und mit dem beobachteten Mondspektrum verglichen. Dabei zeigte sich, daß das Instrumentenprofil als Gauß-Profil mit $v_{\text{Instr}} = 5.2 \text{ km s}^{-1}$ dargestellt werden kann. Das beobachtete Mondspektrum kann bei 6300.3 \AA mit dem gefalteten solaren Flußatlas KPNO84 wiedergegeben werden. Geringfügige Abweichungen ergeben sich bei den tellurischen Linien, weil das Mondspektrum bei größerer Luftmasse ($\zeta_{\text{Atm}} = 1.57$) beobachtet worden ist als der KPNO84-Atlas.

Es ist zu beachten, daß der Spektrographenspalt von der vergleichsweise breiten Mondscheibe vollständig ausgeleuchtet wird. Die Ausleuchtung durch ein stellares *seeing*-Scheibchen unterscheidet sich von der projizierten Mondscheibe, sofern die spektrale Auflösung *seeing*-begrenzt ist. Das Verbreiterungsprofil des Mondspektrums kann also von dem des Sternspektrums abweichen.²⁴

Der empirisch bestimmte Beitrag des Dispersionsprofils fällt beim Mondspektrum (Abb. 5.9) geringer aus als bei Sternspektren (s. Abb. 5.9) Wie bei den stellaren Flußspektren – anders als beim Vergleich mit dem KPNO84-Atlas – muß zusätzlich zum Instrumentenprofil die Verbreiterung durch Makroturbulenz und Rotation berücksichtigt werden. Die einzelnen Anteile (Instrumentenprofil 5.2 km s^{-1} , Rotationsprofil 1.8 km s^{-1} Makroturbulenz $\approx 1.4 \text{ km s}^{-1}$), ergeben – quadratisch summiert – ungefähr die in Abb. 5.9 bestimmte Dopplerbreite von 5.6 km s^{-1} . Als Verbreiterungsprofil wurde allerdings eine Voigt-Funktion angesetzt. Es ist nicht geklärt, ob der von der Gauß-Funktion abweichende Beitrag zum Verbreiterungsprofil durch Instrumentenstreulicht, Spaltausleuchtung oder durch photosphärische Verbreiterungsmechanismen verursacht wird. Andererseits ist bekannt, daß das photosphärische Verbreiterungsprofil für das Flußspektrum nur näherungsweise durch eine Gaußfunktion wiedergegeben werden kann. Gray (1977) zeigt, daß die Makroturbulenzverbreiterung im Flußspektrum der Sonne durch ein Radial-Tangential-Profil (RT-Profil) beschrieben wird. Dieses Profil ist im Zentrum schmaler und hat breitere Flügel. Da das RT-Profil für andere Sterne kaum zu bestimmen ist, wurde das theoretische Spektrum in Abb. 5.9, wie für die Sternspektren, mit dem Voigt-Profil gefaltet. Aus dem gleichem Grund wurde auf das Rotationsprofil verzichtet.

Abb. 5.9 zeigt zwei Blendrechnungen: Einerseits eine Anpassung an das Quotientenspektrum, andererseits das Objektspektrum mit tellurischen Linien. Interessant ist die Frage, welche Konsequenzen sich aus der Division durch das Vergleichssternspektrum für die O-Häufigkeiten ergeben. Wie aus Abb. 5.9 zu ersehen ist, unterscheiden sich die jeweils bestimmten O-Häufigkeiten um 0.11 dex. Die Si-, Sc- und Fe-Häufigkeit ist jeweils solar.²⁵ Die Blendrechnungen sind unter Annahme eines signifikanten Ni-Blends (s. S. 48) vorgenommen worden. Für das Quotientenspektrum ergibt sich eine nur um 0.03 dex verschiedene Sauerstoffhäufigkeit.

Die Sauerstoffhäufigkeitsdiskrepanz, die sich aus der Division, des mit tellurischen Linien versehenen Vergleichsspektrums ergibt, ist wahrscheinlich auf tellurische Linien zurückzuführen, denn das S/N ist mit ≈ 1000 vergleichsweise groß. Man bedenke, daß sich auch tellurische Linien in den solaren Atlanten befinden dürften. Die Frage, ob nicht identifizierte tellurische Linien auch

²⁴Eine Abweichung würde man im Fall der vorliegenden Beobachtungen nur deshalb nicht erwarten, weil die Spaltbreite lediglich ein Drittel der FWHM eines typischen *seeing*-Scheibchens betrug (s. Abb. 5.7b).

²⁵Die Sc II-Linie erfährt eine Hyperfeinstrukturaufspaltung. Das daraus resultierende Linienprofil weicht geringfügig von dem in unserer Blendrechnung verwendeten Voigt-Profil ab.

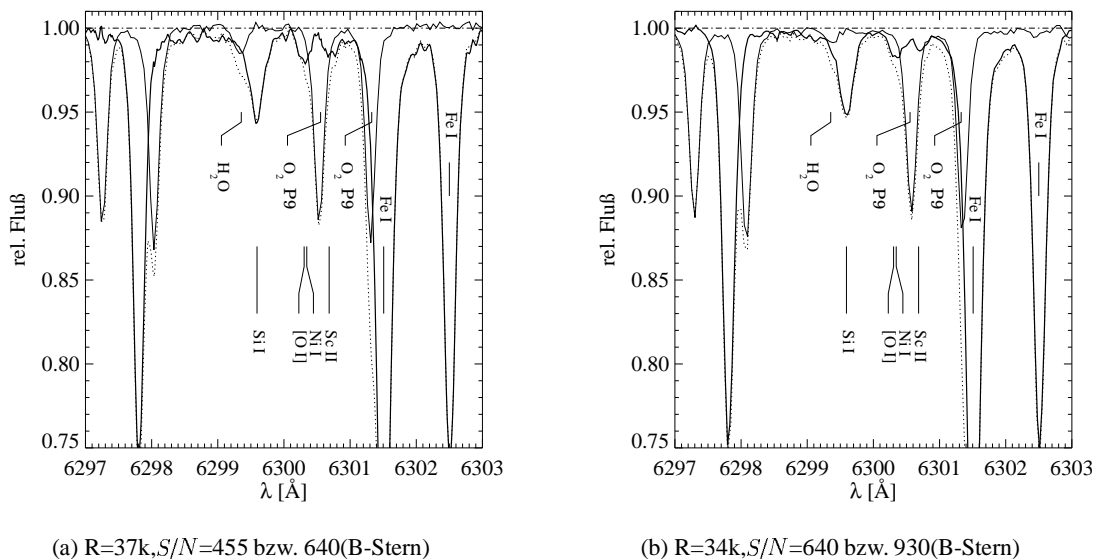


Abbildung 5.10 [O I] 6300: HD 6582 Objektspektrum (—), Vergleichsspektrum (HR 264, ···) und Quotientenspektrum (—, fett). Das Objektspektrum wurde dopplerkorrigiert, die tellurischen Linien erscheinen entsprechend versetzt.

in den hochaufgelösten solaren Fluß- und Intensitätsatlanten (KPNO72, LIEGE73, KPNO84) signifikant mit [O I] 6300 blenden, läßt sich bei der vergleichsweise geringen Auflösung des vorliegenden Mondspektrums, und dem S/N des Vergleichsspektrums nicht beantworten. Alles deutet jedoch darauf hin, daß die Blends mit tellurischen Absorptionslinien im Hinblick auf $\log \varepsilon_{\odot}([O I])$ signifikant sein können.

HD 6582: Abb. 5.10 zeigt Objektspektren und Quotientenspektren von HD 6582, die mit $R = 34000$ und 37000 aufgelöst sind. Die [O I]-Linie blendet derart mit einer O_2 -Linie, daß sie nicht einmal von der Sc-Linie getrennt erscheint. Nach Division durch das Vergleichsspektrum sind beide Linien gut voneinander getrennt, bei größerer Auflösung etwas besser. Der Vergleich mit dem synthetischen Spektrum weist darauf hin, daß die [O I]- und die Sc II-Linie reell, also keine Residuen aus der Division sind. Die Äquivalentbreite von [O I] wurde mit Hilfe einer Blendrechnung zu $4 \pm 0.8 \text{ mÅ}$ bestimmt. Abb. 5.10 demonstriert, daß die Auflösung von $R = 34000$ für die Beseitigung von tellurischen Linien ausreicht.

HD 22879: Für diesen Stern stellt sich der Fall schwieriger dar. Abb. 5.11 zeigt ebenfalls Objekt-, Vergleichs- und Quotientenspektrum. Vergleicht man die beobachtete mit der theoretischen Si-Linie könnte man zwar schließen, daß die Beseitigung der O_2 -Linie erfolgreich war. Andererseits macht sich das geringere S/N des Objektspektrums bemerkbar: Die Sauerstofflinie ist mit $3 \pm 1 \text{ mÅ}$ Äquivalentbreite schwächer und im Quotientenspektrum unsicherer bestimmt als bei HD 6582. Ein Vergleich mit theoretischen Spektren hilft den korrespondierenden Häufigkeitsfehler auf etwa 0.15 dex abzuschätzen. Dieser Fehler spiegelt sich in der gemessenen Äquivalentbreite wieder. Die Bestimmung der Äquivalentbreite mittels Blendrechnung hängt u.a. vom Instrumentenprofil ab.

Nissen und Edvardsson (1992) geben für HD 22879 eine Äquivalentbreite von $2.9 \pm 0.6 \text{ mÅ}$ an. Diese Äquivalentbreite ist mit unserer Messung vergleichbar. Allerdings ist der Fehler bei Nissen und Edvardsson geringer. Für unsere Häufigkeitsanalyse verwenden wir deshalb $W = 2.9 \text{ mÅ}$.

HD 207978: Das Objektspektrum in Abb. 5.12 wird zwar im Bereich der [O I]-Linie nicht von

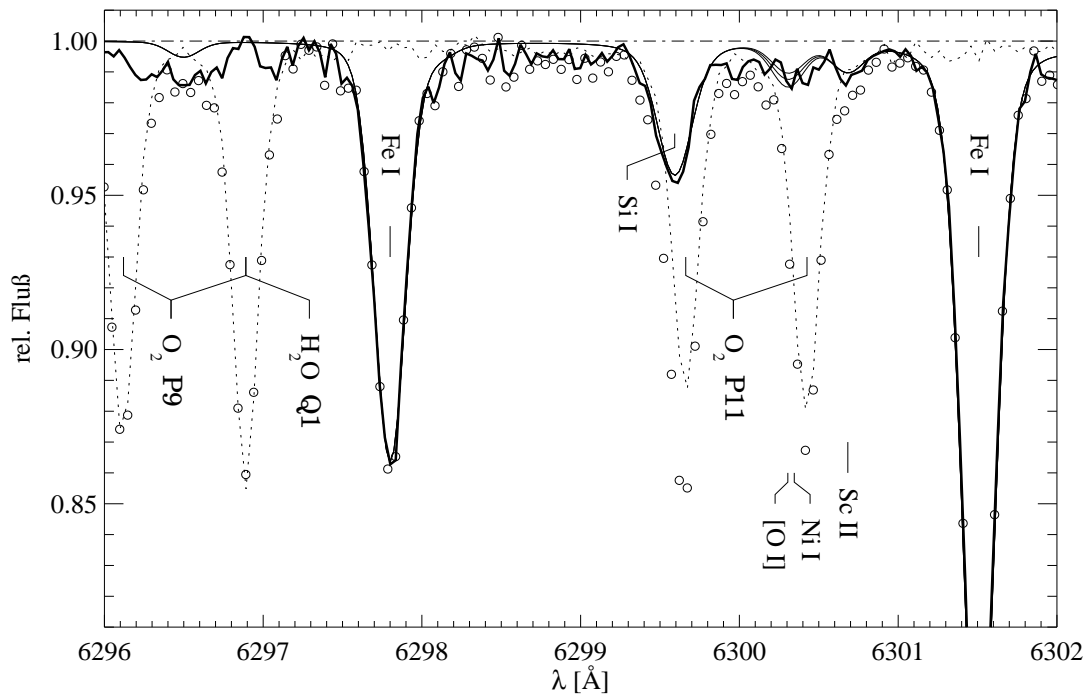


Abbildung 5.11 HD 22879 Objektspektrum (\circ) mit $R=34000$, $S/N=265$, $\zeta_{Atm}=1.40$; HR 2845 Vergleichsspektrum (\cdots) mit $S/N=570$, $\zeta_{Atm}=1.26$; Quotientenspektrum ($-$, fett); theoretische Spektren ($-$) mit stellaren Parametern nach Axer *et al.* (1994), $T_{eff}=5789$ K, $\log g=3.93$, $[Fe/H]=-0.85$ und $[Si/Fe]=0.35$, $[Sc/Fe]=0.0$, $[Ni/Fe]=0.0$, $[Ti/Fe]=0.4$ sowie $[O/Fe]=0.20, 0.30$ und 0.40 (Instrumentenprofil: $\Delta v_{dop}=5.7$ km s $^{-1}$, $\Gamma=20$ mÅ).

O₂-Linien geblendet, jedoch zeigt das Vergleichsspektrum an dieser Stelle eine leichte Depression, die wegen der Modulation auf kleiner Skala zwischen O₂ P(9) und O₂ P(11) nicht durch intrinsische Linien des B-Sterns hervorgerufen sein kann.²⁶ Interferenzstrukturen auf diesen kleinen Skalen können ebenfalls als Ursache ausgeschlossen werden. Allerdings ist bei $S/N = 930$ eine 3σ Schwankungsbreite von 0.3% im Kontinuum zu erwarten, so daß die Linie bei 6300.2 Å auch als Photonerauschen gewertet werden könnte. Andererseits ist das Kontinuum eines weiteren Vergleichsspektrums (Abb. 5.13) zwischen O₂ P(9) und O₂ P(11), ähnlich moduliert. Interpretiert man die Modulation als Photonerauschen, so müßte das Vergleichssternkontinuum um 0.3% höher gelegt werden (vgl. mit Abb. 5.13). Dementsprechend würde das Quotientenspektrum 0.3% tiefer liegen. Mit einem $S/N \gg 1000$ wäre die Frage nach der Ursache der Modulation, definitiv zu beantworten und der Verlauf des Vergleichssternkontinuums wäre sicherer als bis zu 0.2%. Die Unsicherheit des Objektsternkontinuums bleibt vergleichsweise groß und beeinträchtigt das Kontinuum des Quotientenspektrums maßgeblich. Wir bestimmen eine Äquivalentbreite von $W \approx 3.5 \pm \begin{cases} 1.0 \\ 0.5 \end{cases}$ mÅ.

HD 224930 (85 Peg): Abb. 5.13 zeigt zwei in unterschiedlichen Nächten beobachtete Objektspektren. Die Abbildung enthält u.a. Information über die Reproduzierbarkeit des Objektspektrums. Allerdings ist in beiden Nächten ein unterschiedliches S/N erzielt worden. Das Spektrum vom 23.10.93 ($S/N \approx 230$) ist stärker verrauscht. Die beobachtete Schwankungsbreite ist mit der erwarteten 1σ -Breite von 0.4% vereinbar. Das Spektrum vom 24.10.93 ist glatter ($S/N = 450$). Das

²⁶Die Rotationsgeschwindigkeit von $v \sin i = 300$ km s $^{-1}$ läßt nur Modulationen auf einer Skala von 1 Å oder mehr zu.

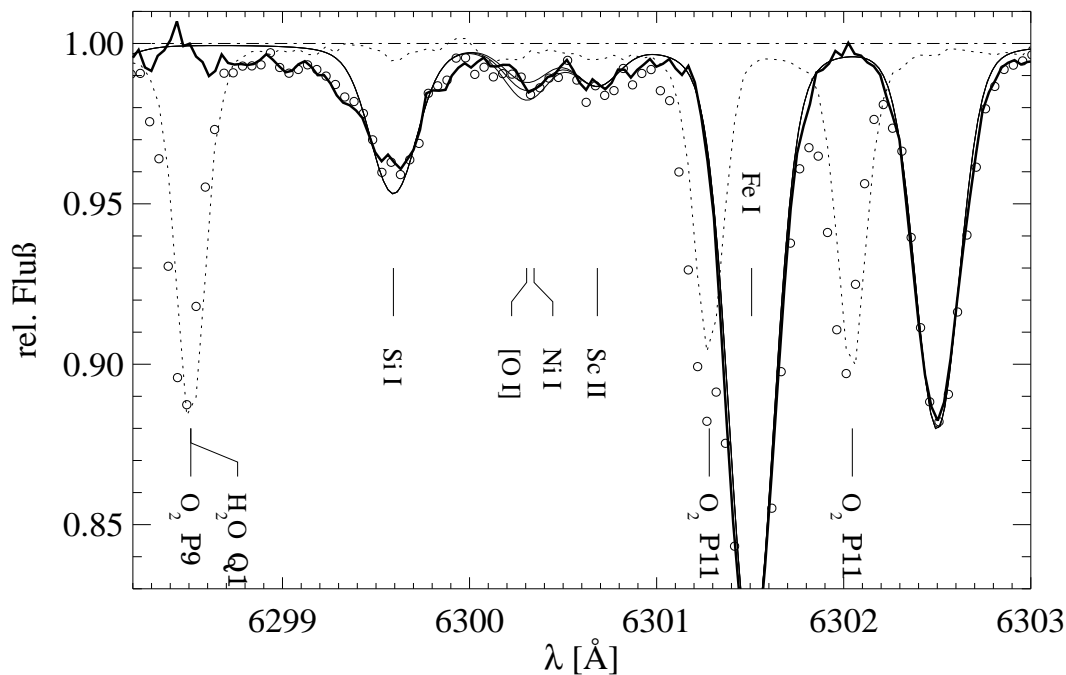


Abbildung 5.12 HD 207978 Coudé-Spektrum vom 23.10.93: Objektspektrum (\circ) mit $R=34000$, $S/N=470$, $\zeta_{Atm}=1.024$; skaliertes Vergleichsspektrum von HR 264 (\cdots) mit $S/N=930$, $\zeta_{Atm}=1.109$, Quotientenspektrum (—, fett). Drei theoretische Spektren mit $[O/Fe]=0.4, 0.5$ und 0.6 sind *durchgezogen* dargestellt (dabei wurde die Ni I (246)-Linie berücksichtigt). Sie wurden mit einem Voigt-Profil mit 6 km s^{-1} , $\Gamma=20 \text{ mÅ}$ gefaltet. Außerdem ist eine Rotationsverbreiterung mit $v \sin i \approx 5 \text{ km s}^{-1}$ erforderlich. Die von Axer (1993) abweichenden stellaren Parameter sind $T_{eff} = 6053 \text{ K}$, $\log g = 4.00$, $[Fe/H] = -0.75$, $\xi_{mic} = 1 \text{ km s}^{-1}$ und $[Si/Fe]=0.3$ und $[Sc/Fe]=0.2$. Möglicherweise wird die Modulation zwischen O₂ P(9) und O₂ P(11) überbewertet (siehe Diskussion auf S. 169). In Abb. 5.13 wird sie vernachlässigt. Hier ist die Division durch das Vergleichsspektrum notwendig, um den blauen Flügel von Fe I 6301.5 von der O₂ P(11)-Linie zu befreien.

Spektrum wurde aus der Koaddition zweier aufeinanderfolgender Beobachtungen gewonnen.

Die Fe-Linienflügel des ersten Spektrums weichen von denen des zweiten Spektrums ab. Der Interpretationsspielraum bei der Kontinuumsrektifizierung ist groß. Dominiert das Photonenrauschen, oder sind zahlreiche, unaufgelöste tellurische Linien Bestandteil des vermeintlichen Rauschens? Andererseits könnte sich das Instrumentenprofil trotz nominell gleicher Spaltbreite geändert haben, obwohl das *seeing*-Scheibchen vom Spalt auf etwa $1/3$ der FWHM begrenzt wurde. Die manuelle Nachführung könnte nicht hinreichend reproduziert worden sein, mit entsprechenden Konsequenzen für die Ausleuchtung des Spalts. Auch die Teleskopbrennweite, die optische Weglänge von Hauptspiegel zu Spektrographeneintrittsspalt, könnte unterschiedlich optimiert worden sein. Das *seeing*-Scheibchen mußte in beiden Nächten mehrfach auf den Eintrittsspalt fokussiert werden. Eine Defokussierung des auf dem Spektrographenspalt abgebildeten *seeing*-Scheibchens führt zu einem breiteren Instrumentenprofil.

Ein Vergleich des rauschärmeren beobachteten Spektrums mit dem theoretischen Spektrum deutet auf ein von der Gauß-Funktion abweichendes \triangleright Instrumentenprofil hin, denn die theoretischen Linienflügel von Fe I 6297.8, Fe I 6301.5 und Fe I 6302.5 können nicht allein durch Faltung mit ei-

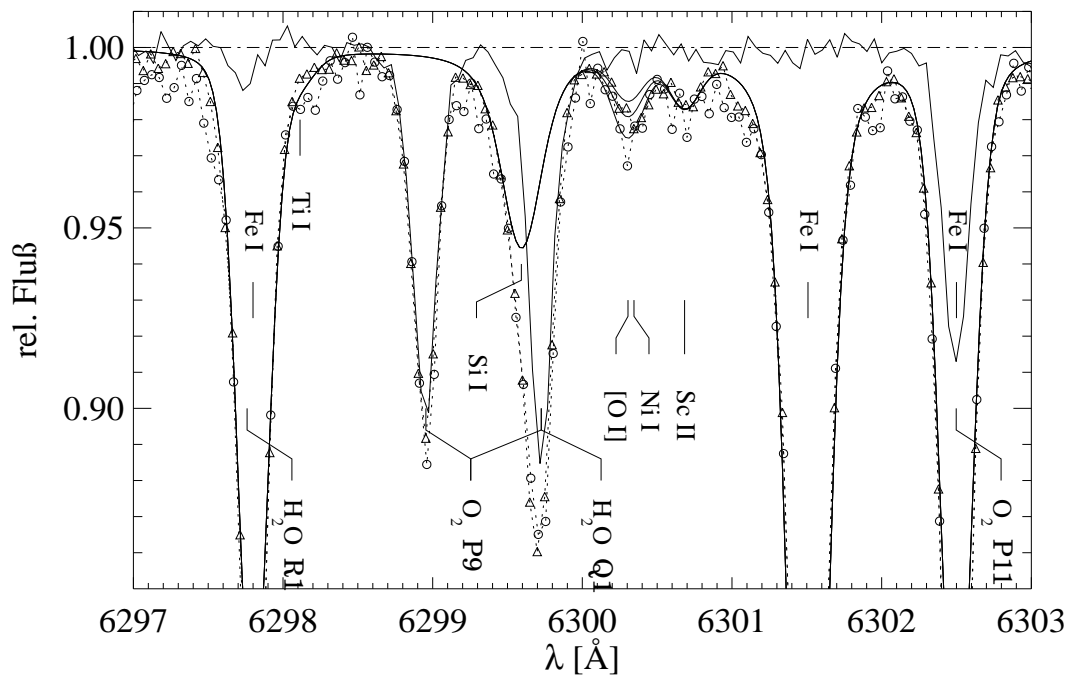


Abbildung 5.13 Coudé-Spektrum von HD 224930 (*gestrichelt*), beobachtet bei $\zeta_{\text{Atm}} \approx 1.02$ mit $R = 34000$. Aufgrund der Dopplerkorrektur sind die tellurischen Moleküllinien gegenüber dem Laborsystem versetzt. S/N beträgt am 23.10.93 (\circ) ≈ 230 und am 24.10.93 (Δ) ≈ 450 . Zusätzlich wird das *durchgezogene* Vergleichsspektrum (HR 8762 vom 24.10.93), beobachtet bei $\zeta_{\text{Atm}} = 1.08$ mit $S/N \approx 450$, dargestellt. Da [O I] von keiner O_2 -Linie geblendet ist, wurde auf die Division der Objektspektren verzichtet, obwohl in dem Vergleichsspektrum bei 6300.3 \AA vermeintlich tellurische Linien zu sehen sind. Allerdings ist nicht gesichert, ob diese Linien tatsächlich auch in den Objektspektren präsent sind, oder ob sie nicht durch Photonenrauschen hervorgerufen werden. Denn die beobachteten 0.3%-Schwankungen auf dem B-Sternspektrums entspricht in etwa der 3σ Schwankungsbreite. Ein Vergleich mit dem am 23.10. beobachteten Vergleichsspektrum zeigt, daß die Strukturen im Kontinuum bei 6300.5 \AA variieren. Als *durchgezogene* Linien sind drei synthetische Spektren dargestellt, die sich nur in der O-Häufigkeit unterscheiden. ($T_{\text{eff}} = 5524 \text{ K}$, $\log g = 4.61$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.86$ und $[\text{Si}/\text{Fe}] = 0.55$, $[\text{Sc}/\text{Fe}] = 0.5$ (!), $[\text{Ni}/\text{Fe}] = -0.1$, $[\text{Ti}/\text{Fe}] = 0.5$ sowie $[\text{O}/\text{Fe}] = 0.60, 0.75$ und 0.90) Die theoretischen Spektren wurden mit einem Voigt-Profil mit 5.8 km s^{-1} und $\Gamma = 20 \text{ m\AA}$ gefaltet. Ein reines Gauß-Profil hätte die Linienflügel nicht in der Weise, wie dargestellt, wiedergegeben. $[\text{Si}/\text{Fe}]$ und $[\text{Ti}/\text{Fe}]$ wurden durch Vergleich mit Linien des nicht dargestellten Quotientenspektrums abgeleitet.

nem Gauß-Profil reproduziert werden.²⁷ Die Diskrepanz zwischen Theorie und Beobachtung ließe sich dann in den Linienflügeln beseitigen, wenn das Instrumentenprofil nennenswerte Anteile eines Dispersionsprofils enthielte. Wichtig ist auch die Berücksichtigung von $[\text{Sc}/\text{Fe}] = +0.5$. Aus der Blendrechnung ergibt sich unter Berücksichtigung der unsicheren Kontinuumsfestlegung $W = 5.3 \pm 0.8 \text{ m\AA}$.

5.3.3 Beobachtungsbedingte Unsicherheiten

Eine quantitative Abschätzung der beobachtungsbedingten Fehler kann nicht objektiv sein, da u.a. die zeitliche Variation der tellurischen Linienprofile während der Belichtungsdauer von 30 Minuten nicht verfolgt werden konnte. B-Sternspektren konnten nicht immer in der für die Beseitigung von tellurischen Blends notwendigen Weise aufgenommen werden. Die Diskussion der Modulasi-

²⁷Die für den rechten Flügel der Fe I 6297.8 wichtige Ti-Häufigkeit wurde anhand von Ti I 6303.75 und Ti I 6312.24 bestimmt.

on des Kontinuums im Vergleichsspektrum auf S. 169 zeigt beispielhaft die Grenzen der von uns erreichbaren Genauigkeit bei Messung und Analyse der [O I] 6300-Äquivalentbreiten.

Die Bestimmung der [O I]-Häufigkeiten beruht auf einer zunächst vollständigen Synthese des Linienskomplexes Si I 6299.6, [O I] 6300, Sc II 6300.7 und Fe I 6301.5, wobei grundsätzlich alle Linien angepaßt worden sind. Die Parameter von Axer (1993) wurden vorausgesetzt. Bei der Anpassung der Profile wurden lediglich einzelne Elementhäufigkeiten sowie das Instrumentenprofil (Gauß- oder Voigt-Profil) variiert. Die Äquivalentbreite für die Linie bei 6300.35 Å ([O I] 6300 und Ni I (246)) wurde anschließend separat berechnet.²⁸ Es ist deshalb zweckmäßig den beobachtungsbedingten Fehler, als Äquivalentbreitenfehler anzugeben. Ursachen für Äquivalentbreitenfehler können sein:

1. Photonenrauschen,
2. Kontinuumsbestimmung von Objekt- und Vergleichsspektren,
3. inadäquates Instrumentenprofil, wegen der Bestimmung der Äquivalentbreite bei Anpassung des Blendkomplexes,
4. unbefriedigend angepaßte Linien (möglicherweise wegen inadäquater Stellarparameter) und deshalb unzulängliche Wiedergabe des Blendkomplexes,
5. Variable oder nicht reproduzierbare tellurische Linien (insbesondere H₂O-Linien) und demzufolge Residuen im Quotientenspektrum.

Von den genannten Faktoren können wir nur aus dem Photonenrauschen einen statistischen Fehler ableiten. Die Beurteilung anderer Fehlerfaktoren entzieht sich einer statistischen Bewertung, weil z.B. nur anhand eines Vergleichs mit dem berechneten Blendprofil (vgl. Abb. 5.11 und 5.13) Aussagen über die Qualität der Kontinuumsfestlegung möglich sind. Der auf Photonenrauschen beruhende Äquivalentbreitenfehler kann nach Cayrel (1988) bestimmt werden, wenn wir die FWHM der betrachteten Linie, das S/N und die Pixelbreite $\delta x = 0.024 \text{ mm} \cdot 2.08 \text{ \AA/mm}$ berücksichtigen. Für ein Quotientenspektrum mit S/N von 350 berechnen wir so einen Äquivalentbreitenfehler von $\sigma_W \approx 0.43 \text{ m\AA}$. Der systematische Fehler aufgrund der Kontinuumsbestimmung und von Residuen tellurischer Blends dürfte jedoch überwiegen.

Nissen und Edvardsson (1992) vertreten die Auffassung, man benötige eine hohe Auflösung von $R = 100000$, um die Kontinua auf 0.2% genau zu bestimmen, während Spiesman und Wallerstein (1991) das Kontinuum schon mit $R = 32000$ und $S/N \approx 125$ auf 0.3% genau festgelegt haben wollen. Bemerkenswert ist in diesem Zusammenhang, daß Spite und Spite (1991) zu dem Problem der Kontinuumsbestimmung keine Stellung beziehen und von sieben [O I] 6300-Spektren ausgerechnet dasjenige auf großer Skala abbilden, das mit 6 mÅ die größte und somit am sichersten zu bestimmende Äquivalentbreite hat.

Wir wollen festhalten, daß die tellurischen O₂-Linien aus unseren mit $R \gtrsim 34000$ aufgenommenen [O I] 6300-Spektren befriedigend entfernt werden können. H₂O-Linien lassen sich schlechter beseitigen und vergrößern den systematischen Fehler. Die für Objekt- und Vergleichsspektrum vor der Division notwendige Kontinuumsrektifizierung führt zu weiteren Unsicherheiten, so daß der Vergleich mit verbreiterten theoretischen Spektren zur Bewertung des Kontinuums und folglich der Äquivalentbreitenfehler unerlässlich ist. *Allein* die ungenügende Modellierung des Verbreiterungsprofils, belastet die Profilvergleiche und damit die Messung der Äquivalentbreiten von

²⁸Die Äquivalentbreite benötigen wir, um die Sauerstoffhäufigkeit später sowohl für verschiedene stellare Parameter als auch für verschiedene Annahmen über den Einfluß des Ni-Blends bestimmen zu können.

[O I] 6300 mit einem Fehler von einigen Prozent ($\sigma_W \approx 0.2 \dots 0.5 \text{ mÅ}$). Wir schätzen die *beobachtungsbedingten* Fehler mit $\sigma_W = 0.6 \dots 1 \text{ mÅ}$ (20 ... 40% bzw. 0.08 ... 0.15 dex) ab.

5.4 Beobachtungen der UV-Hydridbanden ($\lambda\lambda$ 3100 ... 3500 Å)

Mit dem CASPEC-Spektrographen konnten in zwei aufeinanderfolgenden Jahren erfolgreich UV-Spektren von metallarmen Sternen beobachtet werden (Tab. 5.3). Unterhalb von 3500 Å sind mit CASPEC bisher selten Beobachtungen durchgeführt worden. Erste Erfahrungen in diesem Spektralbereich haben Baade und Crane (1990) bei der Beobachtung von B-Sternen gewonnen. Seitdem wurde der Durchsatz des Spektrographen unterhalb von 3500 Å durch den Einbau eines neuen Querdispersers (300/mm Gitter, $\lambda_{\text{blaze}} = 4224$ Å) verdoppelt (Pasquini und Gillotte 1993). Die Quantenausbeute der CCD-Detektoren (TEK#32, TEK#37) hat sich im Spektralbereich um 3150 Å gegenüber der Quantenausbeute des von Baade und Crane verwendeten Detektors GEC#7 signifikant verbessert. In jüngster Zeit diente der CASPEC-Spektrograph zur Beobachtung des Be II 3130Å-Dubletts zur Bestimmung der Berylliumhäufigkeit in metallarmen Sternen (Molaro *et al.* 1997). Folgende Umstände erschweren die Spektralbeobachtungen bei 3150 Å:

1. Die Quantenausbeute der verwendeten CCD's erreicht trotz Vergütung mit speziellen Beschichtungen nur knapp 20%. Die Reflektivität der aluminiumbeschichteten Teleskop-, Kollimator- und Kameraspiegel des Spektrographen verringert sich ebenso wie die Reflektivität von Echellegitter und Querdisperser. Teleskop + CASPEC + Detektor (TEK#32) erreichen lediglich etwa 1% der Effizienz im visuellen Spektralbereich.
2. Die Extinktion der Erdatmosphäre bewirkt bereits *im Zenit* einen Lichtverlust von mindestens 1.5 mag. Deshalb können nur helle Sterne bei *geringer Luftmasse* mit $U_{\text{mag}} \lesssim 10$ mit hoher spektraler Auflösung beobachtet werden.
3. Die differentielle Refraktion ist größer als im Visuellen. Das *seeing*-Scheibchen ist bereits bei Beobachtungen in kleinen Zenitdistanzen ($\gtrsim 10^\circ$) so stark verformt, daß signifikante Anteile des Flusses vom Spektrographenspalt abgeblockt werden können. Die Kamera für die automatische Teleskopnachführung (*guiding camera*) hat ihr Empfindlichkeitsmaximum im visuellen Spektralbereich. Sie wird keine Korrektur veranlassen, wenn der UV-Anteil der *seeing*-Ellipse aus dem Eintrittsspalt herausrotiert während die Position des blauen Intensitätsmaximums des vorgeschalteten Farbfilters (Schott UG 5) unverändert bleibt.
4. Eine photometrische Kalibration mit Hilfe von *flatfield*-Aufnahmen ist nicht möglich. Abgesehen von dem Lichtweg der internen Kalibrierungslampen, der beim CASPEC über ein Prisma mit geringer UV-Transmission verläuft, ist die thermische Intensitätsverteilung der verfügbaren *flatfield*-Lampen ungünstig (Maximum im Roten).
5. Wegen des genannten Umlenkprismas, das nicht aus Quarzglas gefertigt ist, mußte die interne Th-Ar-Lampe in den direkten Strahlengang montiert werden. Trotzdem waren Belichtungsdauern von jeweils 10... 15 min erforderlich. Die Wellenlängenkalibrationsaufnahmen konnten deshalb aus zeitlichen Gründen nicht vor und nach *jeder* Sternbeobachtung aufgenommen werden.
6. Der Spektralbereich unterhalb von 3500 Å ist mit tellurischen Ozonabsorptionsbanden durchsetzt. Die Hartley-Huggins-Banden modulieren das lokale Kontinuum im Bereich um 3150 Å mit 5 ... 10% (Abb. 5.14).
7. Die Flußverteilung von kühlen Sternen ($T_{\text{eff}} \lesssim 6500$ K) ist für spektroskopische Beobachtungen im UV ungünstig.
8. Der Himmelshintergrund im UV ist heller als im visuellen Spektralbereich. Da die Ordnungen im UV so eng benachbart sind, daß der Himmelshintergrund nicht vollständig vom

Objekt	U_{mag}	Δt_{exp}	S/N	ζ_{Atm}	Datum	Abb.	
HD 22879	7.15	65	22		23.01.94	5.21a, D.8	
		60	32		24.01.94	5.21a	
HD 31128	9.42	60	15	1.08 – 1.22	17.02.95	D.7	
		60	13	1.04 – 1.14	18.02.95	D.7	
		60	17	1.02 – 1.08	19.02.95	D.7	
HD 45282	8.68	135	17	1.10 – 1.25	23.01.94	5.21b, 6.14	
		123	19		24.01.94	5.21b, 6.14	
CD – 33 3337	9.03	130	17	1.00 – 1.30	23.01.94	D.2	
		90	17	1.00 – 1.30	24.01.94	D.2	
Procyon	0.78	6	90	1.50	24.01.94	6.10	
		8	123		19.02.95	6.10	
HD 74000	9.82	2×60	16	1.05 – 1.10	17.02.95	5.19, 6.13	
		2×60	15	1.04 – 1.10	18.02.95	5.19, 6.13	
		90	13	1.03	19.02.95	6.13	
HD 99383	9.31	102	28		23.01.94		
		135	14	1.00	24.01.94		
HD 102200	9.00	68	14	1.10	17.02.95	D.1	
		45	15	1.05	18.02.95	D.1	
		45	20	1.06	19.02.95	D.1	
HD 106516	6.42	30	42		18.02.95	D.5	
		20	46		19.02.95	D.5	
HD 122196	9.02	45	17	1.05 – 1.08	17.02.95	D.4	
		35	15		18.02.95	D.4	
		50	16	1.10	19.02.95	D.4	
HD 128279	8.64	48	20		17.02.95	D.9	
		30	16	1.03	18.02.95	D.9	
		50	23	1.06	19.02.95	D.9	
HD 140283	7.51	27	12	1.15	18.02.95	5.20, 6.11	
		50	27	1.18	19.02.95	5.20, 6.11 5.16, 5.15, 5.1	
Vergleichssterne						$v \sin i$, Sp.typ	
HR 4743		10	140		17.02.95	5.14	245 km/s, B2 V
HR 4390		20	160	1.12	18.02.95	5.14	326 km/s, B5 Vn
HR 4390		20	180	1.14	19.02.95	5.14, 5.15	326 km/s, B5 Vn

Tabelle 5.3 UV-Beobachtungen: Alle mit dem CASPEC beobachteten, im Bereich $\lambda\lambda$ 3100... 3500 Å reduzierten Spektren sind aufgeführt. Bei Procyon, HD 74000 (17. und 18.02.95) und HR 4390 beziehen sich die Angaben auf koaddierte Spektren. Die Belichtungsdauer Δt_{exp} (Spalte 3) ist in Minuten angegeben. Spalte 4 enthält das S/N pro spektralem Auflösungselement im Maximum von Ordnung 179 (3150 Å). S/N variiert gemäß der Blazefunktion und verringert sich an den Rändern der Ordnung etwa um die Hälfte (siehe Abbildungen). Im unteren Teil sind Angaben zu den Spektren schnell rotierender B-Sterne zu finden. $v \sin i$ und Spektraltyp stammen aus dem *Bright Star*-Katalog. Spektrographenkonfiguration: Echellegitter mit 31.6 Linien/mm, Querdisperser mit 300 Linien/mm, lange Kamera. Detektor: TEK#32 512×512 Pixel á $27 \mu\text{m}$ Breite (1994) bzw. TEK#37 1024×1125 Pixel á $24 \mu\text{m}$ Breite (1995).

stellaren *seeing*-Scheibchen separiert werden kann, ist die Beobachtung von lichtschwachen Sternen insbesondere in Gegenwart des Mondes eingeschränkt. Eine Subtraktion von Himmelsstreulicht wäre nur unter großem Zeitaufwand möglich, indem nach jeder Objektbeobachtung der Himmelsbereich neben dem beobachteten Stern spektroskopiert wird.

5.4.1 Beobachtungsdurchführung

Wir haben unsere UV-Beobachtungen nach Empfehlungen von Baade und Crane (1990) bzw. Pasquini (1993) mit dem 31.6/mm Echelle, dem 300/mm Gitter als Querdisperser und der langen Kamera durchgeführt. Als Detektoren verwendeten wir die ESO CCD's TEK#32 (512×512 á

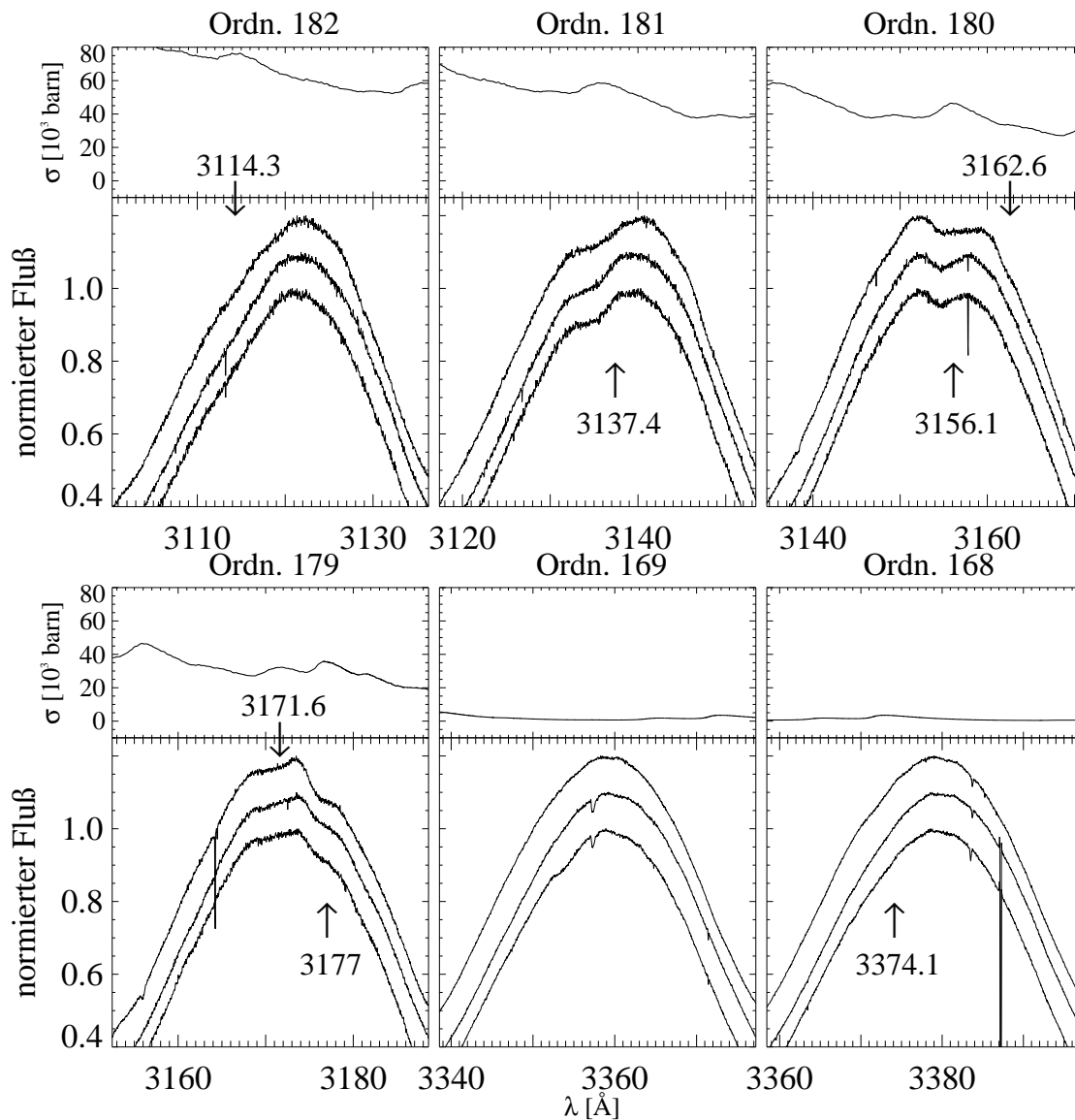


Abbildung 5.14 O_3 -Absorptionsbanden im nahen UV. Dargestellt sind Echelle-Ordnungen der schnell rotierenden B2 V- und B5 Vn-Sterne, *unten*: HR 4743 vom 17.2.95 und *oben*: HR 4390 vom 18.2.95 und 19.2.95. Darüber ist der experimentell ermittelte Verlauf des mittleren Absorptionsquerschnitts von Ozon bei 195 K aufgetragen (Yoshino *et al.* 1988). Positionen der nach Pearse und Gaydon (1976) (S. 263) identifizierten O_3 -Absorptionen sind markiert. Stellare Absorptionslinien müßten bei Rotationsgeschwindigkeiten von $v \sin i = 245 \text{ km s}^{-1}$ (HR 4743) und 326 km s^{-1} (HR 4390) auf 5 bzw. 7 \AA verbreitert sein, was ungefähr der FWHM der sichtbaren tellurischen O_3 -Absorptionslinien entspricht. Ein Vergleich der B-Sternspektren mit den Spektren des extrem metallarmen HD 140283 (Abb. 5.20), sowie ein Vergleich der B-Sternspektren untereinander, zeigt allerdings, daß die Absorptionen auf die Hartley-Huggins-Banden $O_3 \ ^1B_2 - X^2A_1$ zurückgeführt werden können, was insbesondere durch die Labormessungen von Yoshino *et al.* (1988) bestätigt wird. An $\sigma_{O_3}(\lambda)$ läßt sich das Ausmaß an Beeinträchtigung der Ordnungen 179 – 182 relativ zu den Ordnungen 169 und 168 ablesen. Um bis zu 5% variiert das Kontinuum auf kleiner Skala wegen der O_3 -Bande. Beachtenswert ist dabei der vergleichsweise steile Abfall des mittleren O_3 -Absorptionsquerschnitts von 30% zwischen 3137 \AA und 3146 \AA , was bei Nichtberücksichtigung die Analyse stellerer Linien dieses Bereichs, insbesondere des CH C-X-Bandenkopfs, beeinträchtigen kann. Da die beiden oberen HR 4390-Spektren in aufeinanderfolgenden Nächten bei gleicher Luftmasse (s. Tab. 5.3) aufgenommen wurden, könnten die sichtbaren Unterschiede der Absorptionslinien in Ordnung 181 und 180 mit einer zeitlichen Variation der Säulendichte von O_3 bzw. des Temperaturverlaufs erklärt werden. Die in Ordnung 168 auf allen drei Belichtungen schmalen Absorptionslinien bei 3384 \AA sind nicht auf einen Artefakt zurückzuführen, denn sie sind in Ordnung 167 ebenfalls vorhanden.

0.27 μm) und TEK#37 ($1024 \times 1024 \text{ \AA}$ 0.24 μm) (siehe Tab. 5.1 auf Seite 146). Die Einführung des im Vergleich zum TEK#32 breiteren Detektors (TEK#37) brachte in der zweiten Beobachtungsreihe im Februar 1995 erhebliche Vorteile. Die spektrale Überdeckung pro Ordnung verdoppelte sich im Vergleich zum TEK#32, so daß benachbarte Ordnungen jeweils die gleichen Spektralbereiche enthalten (siehe Abb. 5.1 auf S. 148).

Streulichteinträge aus dem visuellen und blauen Spektralbereich $\lambda \gtrsim 4000 \text{ \AA}$ wurden mit dem UV Farbfilter UG 5 (Fa. Schott) reduziert. Um zu vermeiden, daß UV-Licht bei differentieller Refraktion neben den Spalt gelangt (S. 174, Punkt 3), haben wir den spektroskopierten Stern gleichzeitig als Referenzstern (*guiding star*) verwendet und die Nachführungskamera auf den Eintrittsspalt gerichtet.²⁹ Der Eintrittsspalt wurde während der Beobachtung kontinuierlich an den \triangleright parallaktischen Winkel angepaßt.

Die Belichtungen dauerten typischerweise eine Stunde. Somit war gewährleistet, daß das Signal bei 3150 Å ausreichend über dem Ausleserauschen liegt und die Kontamination mit \triangleright *cosmics* andererseits in vertretbaren Rahmen blieb.³⁰ Wir haben die Beobachtungsdaten grundsätzlich in der auf S.149ff beschriebenen Weise reduziert. Besonderheiten der Streulichtbehandlung, der photometrischen und der spektroskopischen Kalibration werden wir im folgenden besprechen.

5.4.2 Behandlung von Streulicht

Von dem Charakter und der Verteilung des Streulichtes hängt der Aufwand ab, mit dem wir die zweidimensionale CCD-Aufnahme *vor* oder *während* der Ordnungsextraktion vom Streulichtuntergrund bereinigen müssen (Gehren und Ponz 1986). Folgende Bedingungen erschweren die Bearbeitung unserer UV-Beobachtungsdaten:

1. Der Querdisperser ist beim CASPEC durch ein Gitter realisiert. Die Ordnungsabstände verringern sich mit abnehmender Wellenlänge und betragen bei der Spektrographenkonfiguration je nach Pixelabmessung 11 bzw. 13 Pixel (bei 3150 Å). Davon entfallen entsprechend der gewählten Länge des Deckers von 335 μm (\triangleq 2.4'', Jan. 94) bzw. 350 μm (\triangleq 2.5'', Feb. 95) nur 7 bzw. 8 ... 9 Pixel auf die Ordnung, während für den Zwischenordnungsbereich lediglich 3 ... 4 Pixel in der Breite zur Verfügung stehen (siehe Abb. 5.15).
2. Das Signal in den relevanten Ordnungen (182 ... 179) ist vergleichsweise schwach (vgl. Abb. 5.16). Systematische Fehler bei der Bestimmung des Streulichtniveaus allein von nur einem *count* können die Linieneinsenkungen insbesondere bei kleinen Restintensitäten signifikant verfälschen.
3. Der steile Abfall der Zentralintensitäten mit zunehmender Ordnungsnummer (Abb. 5.1 und 5.15) würde die Konstruktion eines Streulichtmodells im Sinne von Gehren und Ponz (1986) erschweren. Für den Fall, daß das Streulicht zu einem großen Teil kohärent ist, muß nicht nur mit lokalem Streulicht aus der jeweils nächst benachbarten Ordnung gerechnet werden. Die schwächeren Ordnungen enthielten dann nämlich kohärente Photonen auch aus weiter entfernten Ordnungen.

Jedem Pixel auf der zweidimensionalen CASPEC-Aufnahme (Abb. 5.1) sollte im Idealfall eine bestimmte Anzahl Photonen zu geordnet werden können, die aus einem definierten Wellenlän-

²⁹Ränder des *seeing*-Scheibchens können auf den Spaltbacken beobachtet werden, weil Spalt (und Decker) nur um die Breite einer *seeing*-FWHM geöffnet sind.

³⁰Die Beseitigung von *cosmics* aus den Langzeitbelichtungen von Januar 1994 ($\Delta t_{\text{exp}} = 120 \text{ min}$) war komplizierter. Eine Restauration der Spektren war an einigen Stellen nicht mehr möglich.

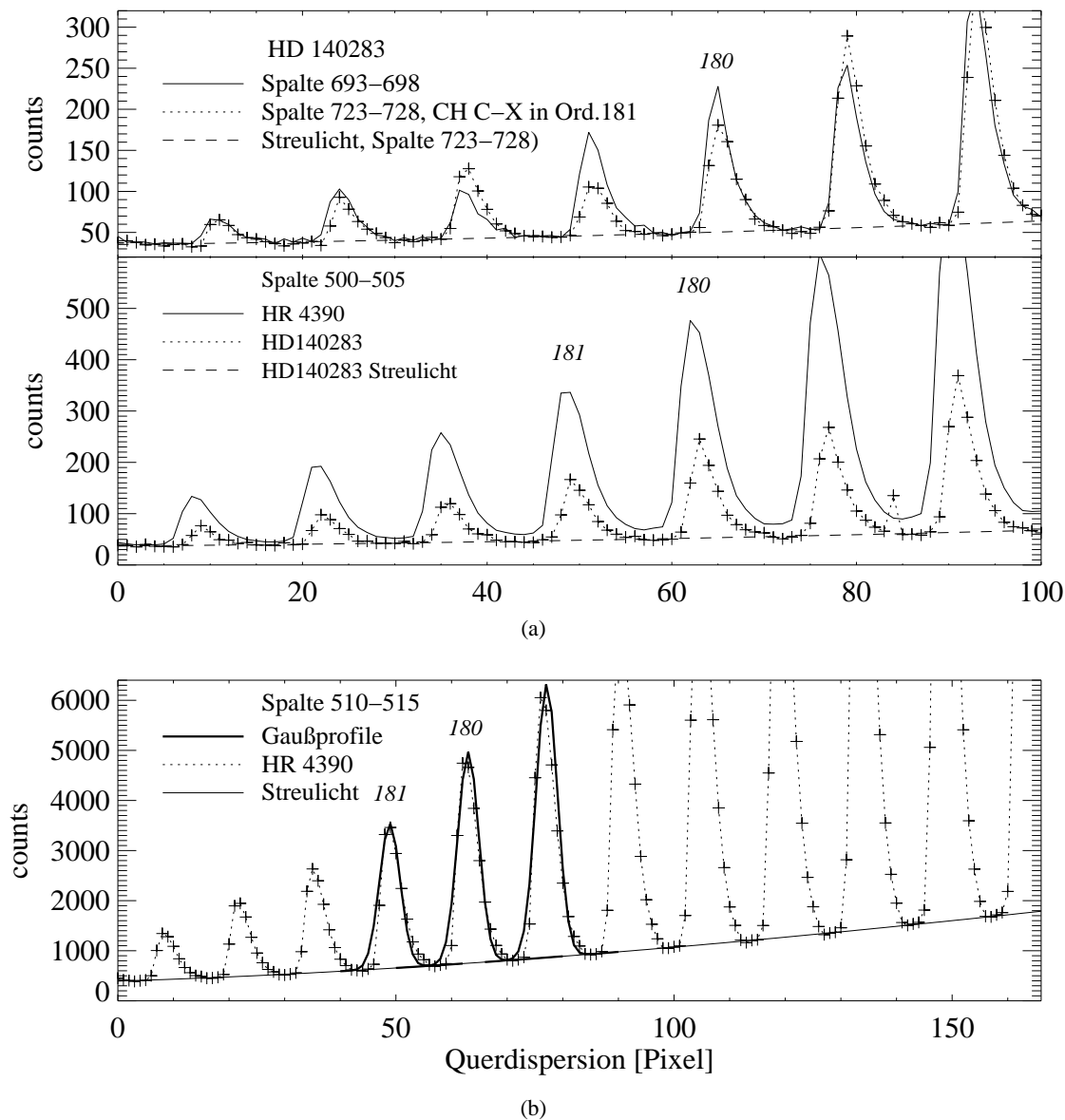


Abbildung 5.15 Querdispersionsprofile von HD 140283, B Vn Vergleichssterne HR 4390 (jeweils über 6 Pixelspalten gemittelt) und modellierte Streulichtverteilung. Von *links nach rechts* sind die Querschnitte der von *cosmics* bereinigten Ordnungen 184 - 178 (a) bzw. 184 - 173 (b) zu sehen; Nr. 180 und 181 (CHC-X(0,0) Bandenkopf) sind markiert. Die *Dark*-Aufnahme wurde abgezogen, Streulicht ist noch vorhanden (siehe Bild b). In den Abbildungen wird angegeben, über welche Pixelreihen jeweils gemittelt worden ist (vgl. mit Abb. 5.1 auf S. 148). Man vergleiche die Intensitätsprofile von Ordnung 181 in Bild (a), *oben*, einmal im Bereich des Kontinuums gemittelt (—) und einmal innerhalb der ca. 10 Pixel breiten Einsenkung des CH-Bandenkopfs (· · ·). Um in Bild (a), *unten*, einen Vergleich mit dem HD 140283 zu ermöglichen, wurde das Intensitätsprofil des B-Sterns auf ein Zehntel reduziert. Die Streulichtprofile differieren gemäß der unterschiedlichen stellaren Flußverteilungen. Anders als beim Kühlerstern steigt der Fluß des B-Sterns zum UV weiter an. Die dargestellten Streulichtprofile sind ein Ergebnis der automatischen Datenreduktion (siehe Abschnitt 5.4.2 auf S. 177). In Bild (b) sind drei Gauß-Profile mit 6.4 Pixel FWHM ($\approx 1.9''$). Die Asymmetrie der Querdispersionsprofile könnte durch einen Drift des projizierten *seeing*-Scheibchens während der Belichtungszeit hervorgerufen sein. Die Nachführungskamera sieht das Maximum des *seeing*-Scheibchens wegen des vorgeschalteten Blaufilters im Blauen. Sie wird keine Korrektur veranlassen, wenn der UV-Anteil der *seeing*-Ellipse aus Eintrittsspalt oder Decker driftet. Ein seitlicher Drift um 1 ...2 Pixel kann auch durch die vom Zenitabstand abhängige Biegung des Spektrographen verursacht worden sein.

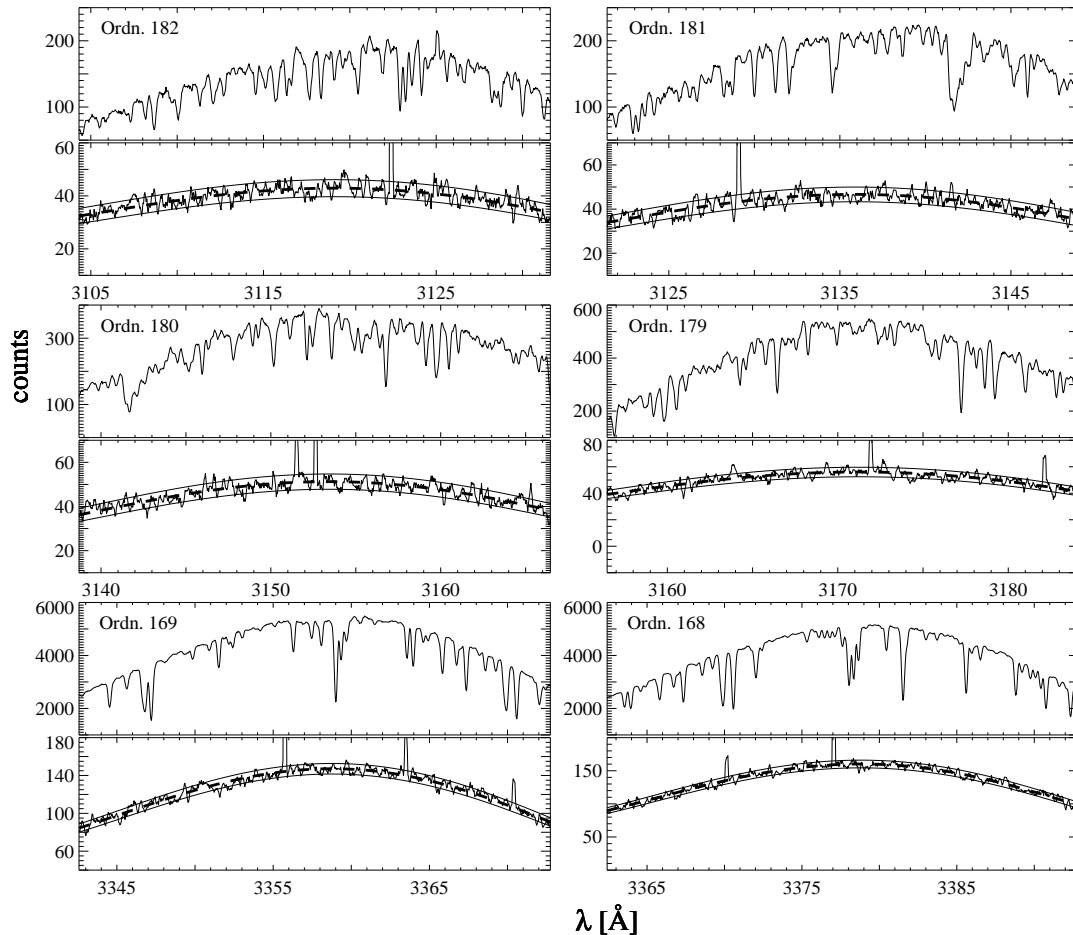


Abbildung 5.16 Extrahierte CASPEC-Ordnungen von HD 140283 (beobachtet am 19.02.95) werden mit benachbarten Zwischenordnungen verglichen, um mögliche Korrelationen zwischen Streulicht und Objektspektrum aufzuspüren. Ordnung und Zwischenordnung wurden mit einem 5-Punkte Operator geglättet, um Strukturen in der Zwischenordnung erkennen zu können, die sich möglicherweise in der benachbarten Ordnung wiederfinden. Im jeweils oberen Teil der Abbildungen wird die extrahierte Ordnung (von *cosmics*, *dark* und Streulicht bereinigt) dargestellt. Darunter befindet sich die Streulichtverteilung aus den benachbarten unteren Zwischenordnungen (vgl. Querdispersionsprofile in Abb.5.15a). Die Intensität der Ordnungen ist in absoluten, über das Querdispersionsprofil integrierten, Impulsen (counts) angegeben; die Zwischenordnungintensitäten werden in counts/Pixel angegeben. Zwischenordnungen werden durch die Minima innerhalb eines auf den Zwischenordnungsbereich zentrierten Streifens bestimmt. Das resultierende Zwischenordnungsspektrum ist parallel zu den Nachbarordnungen ausgerichtet. *Cosmic*s wurden nicht entfernt. Die rms-Schwankungsbreite der Pixel-Pixel-Variation ist vernachlässigbar ($< 0.15\%$). Wegen des Intensitätsgefälles wäre lokales Streulicht aus den jeweils intensiveren Ordnungen zu erwarten (vgl. Abb. 5.1). Ausgleichspolynome 4. Grades sind *fett gestrichelt* über den Zwischenordnungen eingezeichnet und markieren das tatsächlich berücksichtigte Streulicht. Seitlich dazu versetzt werden die 1σ -Grenzen dargestellt, die sich gemäß Poissonstatistik und Ausleserauschen (≈ 3 counts rms) ergeben. Der Glättungsoperator wurde bei Berechnung von σ berücksichtigt: $\sigma \approx \sqrt{N_{\text{ph}}/5}$. Auch wenn das Streulicht, wie im vorliegenden Fall, von Poissonrauschen dominiert ist, ist die Frage noch nicht geklärt, ob, und mit welchem Rauschabstand, das Spektrum der Nachbarordnung auch als Signal in der Zwischenordnung enthalten ist. Der breite CH C-X-Bandenkopf in den Ordnungen 180 und 181 eignet sich für eine Abschätzung. Mit der Begründung, daß an den Stellen, wo die CH-Bandenköpfe ggf. erscheinen müßten, keine signifikante Überschreitung der Schwankungsbreite $1\sigma_{\text{phot}}$ in der Zwischenordnung zu entdecken ist, werden lokale Streulichtanteile vernachlässigt. Gleiches gilt auch für den NH A-X-Bandenkopf (3359Å) und die Liniengruppe bei 3378Å. Aus dem Fehlen derartig markanter Linien in den Zwischenordnungen läßt sich schlußfolgern, daß Signale aus den Nachbarordnungen allenfalls unter dem Poissonrauschpegel des Streulichts liegen, das von unstrukturiertem globalem Streulicht dominiert wird.

genintervall³¹ und einem von Spaltbreite und Spalllänge abhängigen Raumwinkel stammen. Im günstigsten Fall sind alle registrierten Photonen dieser Annahme gerecht geworden, und Streulichteinträge müßten nicht berücksichtigt werden. Leider erreicht nicht jedes Photon das ihm gemäß Strahlenoptik zugeordnete Pixel. Ein Bruchteil des Lichts wird innerhalb des Parallelstrahlengangs gebeugt bzw. gestreut und kann komplexen, i.a. nicht-linearen Prozessen unterlegen sein. Photonen, die gestreut werden, fehlen einerseits in bestimmten Bereichen des Spektrums, und andererseits wird das registrierte Spektrum durch gestreute Photonen gestört. In diesem Zusammenhang stellt sich die Frage, ob es einen unmittelbaren Zusammenhang zwischen der Flußverteilung in den Ordnungen und der Verteilung der gestreuten Photonen gibt. Sind die Ordnungen ausreichend voneinander getrennt, um die Streulichtverteilung auf einfache Weise zu bestimmen, ohne ein Modell mit überlappenden Querdistributionsprofilen konstruieren zu müssen? Eine Beantwortung dieser Frage erfordert die Unterscheidung von *lokalem* (kohärentem) und *globalem* (inkohärentem) Streulicht.

Lokale Photonen werden mit einer Wahrscheinlichkeit in ein benachbartes Pixel gestreut, die mit zunehmendem Abstand vom eigentlichen Zielpunkt abnimmt. Ein mögliches Beispiel für *lokale* Streuung ist eine unzureichende Fokkussierung der CCD-Kamera: In einem solchen Fall wird der Decker auf dem Detektor unscharf abgebildet, mit der Folge, daß sich die parallel angeordneten Ordnungen seitlich überlagern. *Lokales* Streulicht stammt also aus den benachbarten Ordnungen (Gehren und Ponz 1986), ist im hohem Maß zu ihnen kohärent und wir können erwarten, daß *lokales* Streulicht im Zwischenordnungsbereich als Superposition benachbarter Ordnungen zu erkennen ist. Da die mittlere Intensität in den Ordnungen stark mit zunehmender Ordnungsnummer abnimmt (Abb. 5.1), können wir sogar davon ausgehen, daß wir lokales Streulicht als Spektrum der jeweils intensiveren Nachbarordnung im Zwischenordnungsbereich wiederfinden.

Globale Streulichtphotonen haben die *Erinnerung* an ihre Herkunft verloren. Ihre Verteilung steht deshalb nicht mehr in unmittelbarem Zusammenhang zum beobachteten Spektrum. Der *globale* Streulichtuntergrund ist relativ uniform und wird von Photonen repräsentiert, bei denen die Kohärenz zu bestimmten Ordnungen auf dem Detektor nicht mehr gegeben ist. Der quasi-kontinuierliche Streulichtuntergrund kann durch ein zweidimensionales Polynom niedrigen Grades dargestellt werden (Abb. 5.15).

Wir müssen von einer Mischung von *lokalem* und *globalem* Streulicht ausgehen. Dabei gilt der Grundsatz: Je schwächer die Kohärenz zwischen den unmittelbaren Nachbarordnungen und dem Streulicht in den Zwischenordnungen, umso stärker wird das Streulicht von globalen Photonen dominiert und umso eher ist die Beseitigung des Streulichts durch Subtraktion des Streulichtuntergrunds gerechtfertigt.

Während die *globale* Streulichtverteilung einfach von der CASPEC-Aufnahme subtrahiert werden kann, ist die Beseitigung von *lokalem* Streulicht mit einem größeren Aufwand verbunden. Glücklicherweise ist der Anteil lokaler Photonen auf unseren Spektralaufnahmen vernachlässigbar klein. Wir werden im folgenden zeigen, daß die Bereiche zwischen den Ordnungen breit genug sind, um den *globalen* Streulichtuntergrund zu bestimmen, und daß die CCD-Kamera während unseren Beobachtungen hinreichend fokussiert.

Abb. 5.15a zeigt in der oberen Hälfte zwei Querdistributionsprofile aus der zweidimensionalen Spektralaufnahme von HD 140283 (vgl. mit Abb. 5.1). Die Dunkelstromaufnahme wurde von der Originalaufnahme abgezogen, aber Streulicht ist präsent. Die beiden Querdistributionsverteilungen wurden so gewählt, daß Ordnung 181 einmal *neben* dem und einmal *innerhalb* des stark eingesenkten CH C-X-Bandenkopfes geschnitten wird. Die Einsenkung des Bandenkopfes beträgt mehr

³¹abhängig von den Beugungseigenschaften der Gitter

als 50%, so daß wir eine signifikante Änderung im Bereich zwischen Ordnung 181 und Ordnung 182 erwarten, wenn *lokales* Streulicht von Bedeutung wäre. Bei näherer Betrachtung kann aber keine signifikante Variation des Streulichtuntergrundes entdeckt werden. Demzufolge muß der Anteil von lokalem Streulicht kleiner sein als das Photonenrauschen.

Diese Einschätzung wird durch Abb. 5.16 gestützt, denn wir finden im Bereich zwischen Ordnung 181 und 182 keinen signifikanten Hinweis auf ein *über* der Schwankungsbreite (1σ) des Photonenrauschens liegendes (zu Ordn. 181) kohärentes Signal. Abb. 5.16 demonstriert am Beispiel einer CASPEC-Aufnahme, daß das Streulicht in unseren UV-Aufnahmen (überwiegend) globalen Charakter hat, daß die Ordnungen hinreichend getrennt und Zwischenordnungsbereiche ausreichend breit sind. Der Bereich, innerhalb dessen die benachbarten Ordnungen als getrennt betrachtet werden können, wird auch aus Abb. 5.15b ersichtlich.

Das UV-Spektrum von HD 140283 wurde im übrigen deshalb gewählt, um zu zeigen, daß die hohe und deutlich im Widerspruch zu $[O/Fe]_{7773}$ stehende Sauerstoffhäufigkeit, die aus der OH A-X-Bande abgeleitet wird, nicht mit einem zu großzügigen Streulichtabzug erklärt werden kann (Abschnitt 6.4 auf S. 240).³²

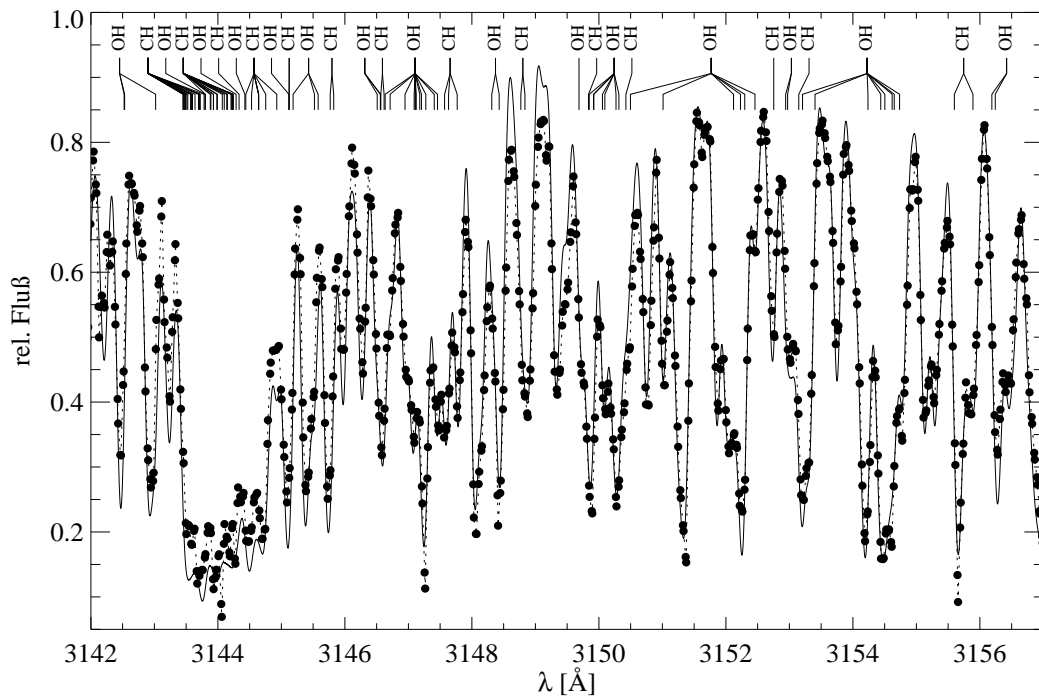
Wir haben gezeigt, daß aus benachbarten Ordnungen allenfalls ein vernachlässigbarer Anteil Photonen *quer* zur Dispersionsrichtung gestreut wird. Eine Streubreite von einem halben Pixel, die nach Abb. 5.15a nicht ausgeschlossen ist, gewährleistet immer noch eine ausreichende Trennung benachbarter Ordnungen. Allerdings: Wenn Photonen mit derselben Streubreite *in* Dispersionsrichtung gestreut werden, ergeben sich deutliche Konsequenzen für die Linienprofile.

Wie wirkt sich globales und lokales Streulicht auf die Linienprofile aus?

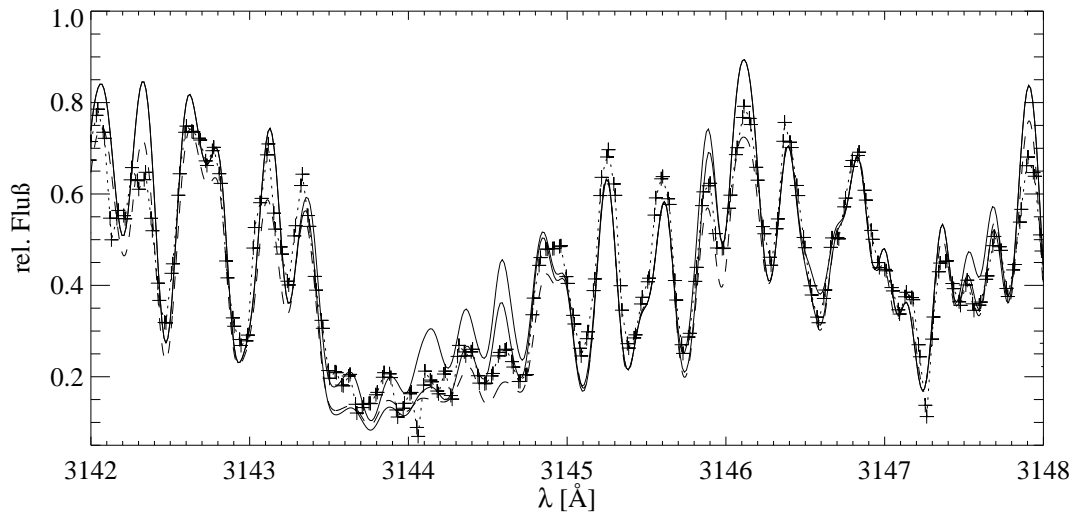
Globales Streulicht wirkt sich nur dann auf die Linienprofile aus, wenn bei der Datenreduktion unangemessen viel bzw. unangemessen wenig *globales* Streulicht abgezogen wurde. Die Intensität der Linienkerne wird dabei in gleicher Weise verfälscht wie die Intensität im Kontinuum. Entsprechende Konsequenzen ergeben sich folglich bei der Kontinuumsrektifizierung: Die normierten Linieneinsenkungen können zu groß sein, wenn zuviel *globales* Streulicht subtrahiert wurde, oder sie sind zu klein. Der Effekt eines unangemessenen globalen Streulichtabzugs kann nicht durch eine *Faltung* des zu vergleichenden theoretischen Spektrums mit einem Instrumentenprofil ausgeglichen werden, denn typischerweise nimmt die Verfälschung der Linienkerne im rektifizierten Spektrum mit zunehmender Linieneinsenkung zu.

Im Unterschied zu einer ungenügend beseitigten *inkohärenten* Streulichtverteilung beeinflussen *lokal* gestreute Photonen das \triangleright Instrumentenprofil. Dies erklärt sich damit, daß die Intensität der gestreuten Photonen mit dem Abstand zum eigentlichen Zielortes korreliert. Auf diese Weise werden die Linienkerne mit Photonen aus dem Kontinuum und den Linienflügeln aufgefüllt. Dem Kontinuum werden im Falle *lokalen* Streulichts – im Unterschied zum *globalen* Streulicht – Photonen entzogen. Wir wollen den Einfluß von *lokalem* Streulicht auf die Linienprofile abschätzen, indem wir das mit dem CASPEC beobachtete Himmelsstreulichtspektrum (solares Flußspektrum) mit unterschiedlich gefalteten KPNO84-Spektren vergleichen.

³²Einige Anmerkungen zum Streulichtabzug: Die Richtung der Zwischenordnung wird durch einen linearen Ausgleich der Koordinaten der Intensitätsminima zwischen den Ordnungen bestimmt. Im vorliegenden Fall vernachlässigbarer lokaler Streuung ist das Zwischenordnungsspektrum vom Poissonrauschen bestimmt. Unser Streulichtmodell orientiert sich deshalb, wie in Abb. 5.16 dargestellt, an der durch Polynomausgleich bestimmten mittleren Streulichtverteilung. *Cosmics* werden zuvor mit einem eindimensionalen Median in Dispersionsrichtung eliminiert. Das Streulicht innerhalb der Ordnungen wird schließlich quer zur Dispersionsrichtung durch Polynomausgleich (Polynom 3. Grades) über alle Zwischenordnungsmodelle (in Abb. 5.16 fett gestrichelt) bestimmt. Die Subtraktion von *bias* bzw. *dark* ist unproblematisch, da ein unterschätzter *dark*-Abzug im Rahmen der Streulichtbehandlung wie ein globaler Streulichtuntergrund behandelt wird. Die Pixel-Pixel-Variation der Dunkelstromaufnahme hat eine Schwankungsbreite von etwa $5 e^-$ und ist damit so groß wie die *rms*-Breite des Ausleserausens.



(a) Sky (●) und KPNO84 (—)



(b) CHC-X-Bande: Sky (+), KPNO84 (- -) und synth. Spektren (—)

Abbildung 5.17 Vergleich des gefalteten KPNO84-Atlanten mit Himmelsstreulicht (*sky*), das am 24.1.94 (nach Sonnenaufgang) im Zenit beobachtet wurde. Wird der KPNO84-Atlas mit einem 6 km s^{-1} Gauß-Profil gefaltet, lassen sich die in Bild (a) gezeigten Spektren zufriedenstellend in Deckung bringen. Allerdings verbleibt eine Diskrepanz im Zentrum des CHC-X-Bandenkopfs. Die extrahierte Spektralordnung wurde zunächst durch ein B-Sternspektrum dividiert (vgl. Abb. 5.21a). Eine Korrektur des Kontinuums erfolgte mit Blick auf die Hochpunkte im gefalteten KPNO84-Atlas durch Setzen einiger Kontinuumpunkte die mit einem Polynom niedrigen Grades interpoliert worden sind. Die Diskrepanz im CHC-X-Bandenkopf zwischen Streulichtspektrum und KPNO84 entspricht maximal 0.3 dex in der C-Häufigkeit, wie die theoretische GRS88 Spektren mit $[\text{C}/\text{Fe}] = 0$ und $[\text{C}/\text{Fe}] = -0.3$ in Bild (b) zeigen (Faltungsparemeter für die theoretischen Spektren: $v \sin i = 2 \text{ km s}^{-1}$, $\Xi_{\text{exp}} = 1.2 \text{ km s}^{-1}$ und 6 km s^{-1} Gauß.).

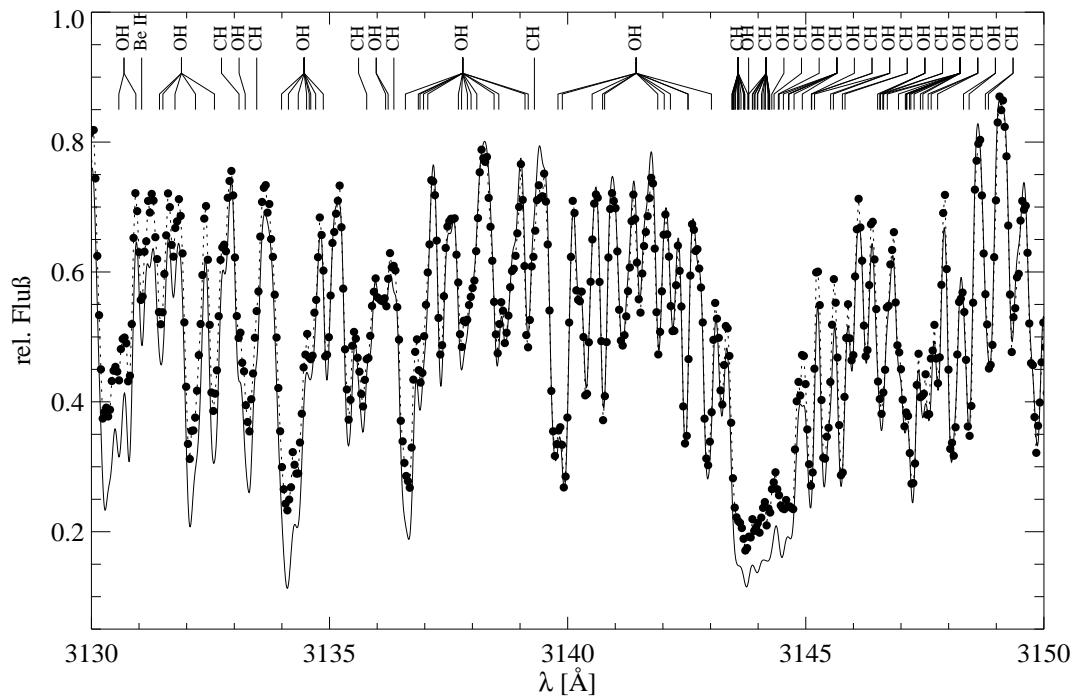


Abbildung 5.18 Vergleich des gefalteten KPNO84-Atlas (—) mit Himmelsstreulicht (●), daß am 18.2.95 nach Sonnenaufgang mit dem CASPEC im Zenit beobachtet wurde. Der KPNO84-Atlas wurde mit einem Voigt-Profil mit 6 km s^{-1} und $\Gamma = 20 \text{ m Å}$ gefaltet. Das extrahierte Streulichtspektrum wurde durch das Vergleichsspektrum (HR 4390 vom 18.2.95) dividiert. Eine lineare Anpassung des Kontinuums erfolgte im Hinblick auf die Hochpunkte im verbreiterten KPNO84-Atlas.

Abb. 5.17 vermittelt einen Eindruck über die Qualität der Streulichtbehandlung. Wenn der KPNO84-Atlas mit einem 6 km s^{-1} Gauß-Profil gefaltet wird, lassen sich die Spektren von Bild (a) recht gut in Deckung bringen. Allerdings ist eine Diskrepanz zwischen KPNO84 und Himmelsstreulicht im Zentrum des CH C-X-Bandenkopfs zu sehen. Ein Vergleich mit theoretischen Spektren zu $[\text{C}/\text{Fe}] = 0$ und $[\text{C}/\text{Fe}] = -0.3$ in Bild (b) zeigt, daß diese Diskrepanz einem systematischen Fehler von maximal 0.3 dex einer aus dem Bandenkopf abgeleiteten Kohlenstoffhäufigkeit entspricht. Die Diskrepanz zwischen den Hochpunkten beider Spektren bei $\lambda \approx 3149 \text{ Å}$ ist vielleicht auf O_3 -Absorptionen zurückzuführen, die wir mit der Division durch das B-Sternspektrum vom 18.2.95 nicht korrekt berücksichtigen (vgl. mit Abb.5.14). Andererseits können wir die Übereinstimmung in dem von tellurischen Ozonbanden durchsetzten Bereich $\lambda\lambda$ 3150 ... 3157 Å als Rechtfertigung dafür ansehen, daß wir die Echelle-Ordnungen der Aufnahmen von 1994 durch die B-Sternspektren dividiert haben, die erst ein Jahr später beobachtet worden sind (siehe S. 186).

In Abb. 5.18 wird das in der zweiten Beobachtungskampagne (1995) aufgenommene Himmelsstreulichtspektrum mit dem gefalteten KPNO84-Atlas verglichen. Dabei wurde das KPNO84-Spektrum zusätzlich zum Gauß-Profil ($v_{\text{Instr}} = 6 \text{ km s}^{-1}$) mit einer Lorentz-Funktion mit der HWHM von $\Gamma = 20 \text{ m Å}$ gefaltet. Wir finden über weite Bereiche des Spektrums gute Übereinstimmung.³³ Defizite ergeben sich in den Hochpunkten bei $\lambda \approx 3131 \text{ Å}$ und insbesondere in einigen Kernen stark eingesenkter Linien. Die in unserem Himmelsstreulichtspektrum um bis zu 50%

³³Man beachte, daß im Gegensatz zu Abb. 5.17 beide Spektren im Hochpunkt bei $\lambda \approx 3149 \text{ Å}$ gut übereinstimmen. Diese Übereinstimmung beruht aber nicht auf der Faltung mit dem Voigt-Profil.

höheren Restintensitäten³⁴ starker Linien könnten darauf zurückgeführt werden, daß lokales Instrumentenstreulicht, zumindest bei den Himmelsstreulichtspektren, berücksichtigt werden muß. Eine Unterschätzung von *globalem* Streulicht ist unwahrscheinlich, da die Defizite in den Linienkernen nur lokal in Erscheinung treten. Viele ebenfalls stark eingesenkte Linien bei $\lambda \approx 3140 \text{ \AA}$, stimmen gut überein.

Beim Vergleich von KPNO84-Spektrum und Streulichtspektren ist zu bedenken, daß der Spalt bei Aufnahme des Himmelsstreulichts vollständig und gleichförmig ausgeleuchtet worden ist. Die Intensitätsverteilung des *seeing*-Scheibchen beobachteter Sterne erreicht andererseits nur in zwei bis drei Pixeln des Querdispersionsprofils maximale Werte (Abb. 5.15). Wir nehmen deshalb an, daß die Defizite in den Restintensitäten speziell auf die Ausleuchtung des Deckers bei den Beobachtungen des Himmelsstreulichts zurückzuführen sind und mit den Abbildungen lediglich die ungünstigsten Fälle mangelhafter Streulichtkorrektur dargestellt sind.

Fassen wir zusammen: Die Zwischenordnungsbereiche sind mit 3 ... 4 Pixeln genügend breit, um globales Streulicht zu bestimmen. Lokales Streulicht ist *für die Extraktion* der Sternspektren offensichtlich nicht relevant, hängt aber von der Ausleuchtung des Spektrographenspalts ab. Linien mit Einsenkungen von weniger als 50% sind wahrscheinlich kaum von der Unsicherheit des *globalen* Streulichtabzugs betroffen. Solche Linien reagieren empfindlicher auf Unsicherheiten der Kontinuumsrektifikation. Das von uns beobachtete solare Himmelsstreulicht kann mit dem KPNO84-Spektrum in weiten Teilen zufriedenstellend wiedergegeben werden, wenn ein gaußförmiges Instrumentenprofil mit $v_{\text{Instr}} \approx 6.3 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ angewendet wird. Lokales Streulicht in Dispersionsrichtung erfordert möglicherweise eine zusätzliche Faltung mit einem Dämpfungsprofil. Das zu berücksichtigende Instrumentenprofil hängt aber auch von der Beleuchtung des Spektrographenspalts ab. Beim Vergleich von theoretischen und beobachteten Sternspektren haben wir die synthetischen Spektren mit einem Gauß-Profil von $v \approx 6.7 \dots 7 \text{ km s}^{-1}$ verbreitert, wobei die zusätzliche Linienverbreiterung durch Rotation und Makroturbulenz berücksichtigt wurde.

5.4.3 Photometrische Kalibration

Die *flatfield*-Aufnahmen konnten aus den auf S. 174 (Punkt 4) genannten Gründen nicht zur Korrektur der Blazefunktion verwendet werden. Um die Pixel-Pixel-Variation (pixelspezifische Quantenausbeute) dennoch quantitativ zu erfassen, haben wir die Verwendung von *flatfields* geprüft, die mit weit geöffnetem Decker (2 cm Länge) und großer Spaltbreite aufgenommen worden sind. Auf diesen Aufnahmen dominiert das (globale) Streulicht aus dem blauen Spektralbereich, der von dem Farbfilter gerade noch durchgelassen wird. Diese Aufnahmen sind für eine konventionelle *flatfield*-Division unbrauchbar, weil mehrere Ordnungen mit zunehmender mittlerer Intensität zusammenfallen und eine stufenförmige Kontraststruktur erzeugen. Aus diesen *flatfield*-Aufnahmen läßt sich allerdings ermitteln, daß die Quantenausbeute mit einer *rms*-Schwankungsbreite von weniger als 1% variiert (Pixel-Pixel-Variation). Die extrahierten B-Sternspektren (mit $S/N \approx 600$) zeigen sogar eine *rms*-Schwankungsbreite von weniger als 0.5%. Die Pixel-Pixel-Variation ist im Verhältnis zum Photonenrauschen unsignifikant.

Während der Beobachtungskampagne im Februar 1995 haben wir B-Sterne mit $v \sin i > 240 \text{ km s}^{-1}$ beobachtet. Mit diesen in Abb. 5.14 auf S. 176 gezeigten Vergleichsspektren sind wir in der Lage, Blazefunktionen, Pixel-Pixel-Variationen³⁵ und tellurische O₃-Absorptionsbanden zu isolieren und weitgehend zu beseitigen.

³⁴bezogen auf die jeweilige Restintensität im KPNO84-Atlas

³⁵Natürlich mußte auf eine pixelweise Division, wie auf S. 151 beschrieben, verzichtet werden. Das Objektspektrum konnte erst nach Extraktion der Ordnungen auf den Verlauf der Vergleichsspektren normiert werden.

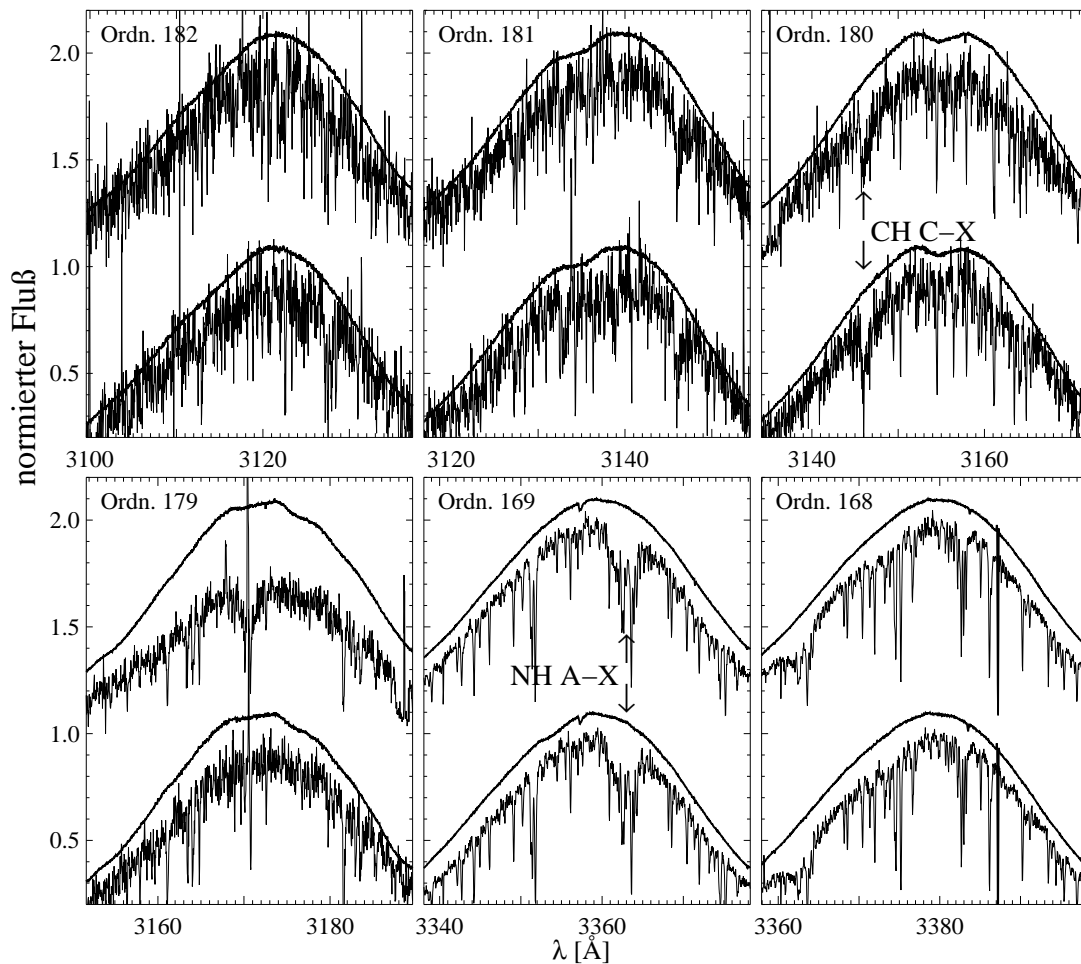


Abbildung 5.19 Echelle-Ordnungen von HD 74000, dem schnell rotierenden B2 V-Stern HR 4743, vom 17.2.95 (*unten*) und B5 Vn-Stern HR 4390 vom 18.2.95 (*oben*). Die extrahierten Ordnungen von jeweils zwei Einzelbelichtungen (identische Spektrographeneinstellungen) wurden koaddiert. Die Belichtungsdauer betrug eine Stunde pro Aufnahme. Jede der Ordnungen wurde auf ein Maximum normiert, das für die Darstellung erst nach Anwendung eines Medianfilters bestimmt worden ist. In Ordnung Nr. 179 versagte diese Prozedur, was für die Beseitigung der Blazefunktion jedoch ohne Bedeutung ist.

Die markanten Absorptionserscheinungen der Hartley-Huggins-Banden können problemlos identifiziert werden (vgl. Herzberg 1966, S.510). Diese O_3 -Banden sind in den Ordnungskontinua extrem metallarmer Sterne ebenfalls zu erkennen (vgl. Abb. 5.20). Die zeitliche Variation dieser Absorptionsbanden ist nicht systematisch untersucht. In jeder Beobachtungsnacht wurde nur ein Vergleichsspektrum aufgenommen. Eine *exakte* Beseitigung der Absorptionsbanden kann deshalb nicht im Vordergrund stehen, zumal die B-Sterne nicht bei der gleichen Luftmasse beobachtet werden konnten, wie die metallarmen Sterne. Zur Beurteilung der Kontinuumshochpunkte bei der Kontinuumsrektifizierung und der Häufigkeitsanalyse ist die Lokalisation der O_3 -Banden in den B-Sternspektren allerdings von großem Wert.

Die Abbildungen 5.19 und 5.20 zeigen die extrahierten Ordnungen von HD 74000 und HD 140283 *vor* der Division mit den B-Sternspektren. HD 74000 (Abb. 5.19) ist der lichtschwächste Stern, den wir im UV beobachtet haben. Die dargestellten Einzelspektren von HD 74000 setzen sich jeweils aus zwei pixelweise koaddierten Belichtungen zusammen und die O_3 -banden sind bei

diesen Aufnahmen wegen des geringen S/N nur ansatzweise in den Konturen der Ordnungen Nr. 181 und 180 zu erkennen. Wesentlich deutlicher sind die O_3 -Banden in den Ordnungskontinua von HD 140283 (Abb. 5.20) zu erkennen.

Im Januar 1994 (vgl. Tab. 5.3) wurden keine schnell rotierenden B-Sterne beobachtet, weil die Korrektur der Blazefunktion anhand von Vergleichen zwischen dem solaren Flußatlas KPNO84 und bei Sonnenaufgang im Zenit beobachtetem Himmelsstreulichtspektrum vorgenommen werden sollte. Mit dieser Methode waren wir jedoch nicht erfolgreich. Stattdessen haben wir die beobachteten Sternspektren nachträglich durch das B-Sternspektrum vom 19.2.95 dividiert. Wir können zwar nicht davon ausgehen, daß die Einsenkungen der in Abb. 5.14 zu sehenden O_3 -absorptionsbanden übereinstimmen, aber die Korrektur der Blazefunktion ist befriedigend. Abb. 5.21a und Abb. 5.21b zeigen anhand der Ordnungen von HD 22879 und HD 45282 exemplarisch, daß die Blazefunktion entfernt werden kann. Die in den Abbildungen dargestellten Ordnungen von HD 22879 und HD 45282 sind wegen des schmäleren Detektors nur halb so breit, wie die B-Sternordnungen, die ein Jahr später mit dem gleichen Spektrographen und der gleichen Konfiguration aufgenommen worden sind.

5.4.4 Wellenlängenkalibration

Die Wellenlängenkalibration erfolgte in der auf S. 152 unter Punkt 8 beschriebenen Weise. Wie bereits erwähnt, konnten die Kalibrationsaufnahmen aber nicht in der üblichen Weise vor und nach jeder Objektbeobachtung durchgeführt werden. Die Thoriumlinien wurden anhand des hochaufgelösten Spektralatlanten von Palmer und Engleman (1983) identifiziert. Einige von Baade und Crane (1990) identifizierte Linien wurden ebenfalls berücksichtigt. Die Residuen der Wellenlängenkalibration betragen in den für die OH-Bandanalyse relevanten Ordnungen typischerweise 5 ... 10 mÅ und in seltenen Fällen 20 mÅ.

Häufige Th-Ar-Kalibrationsaufnahmen wären für eine hohe spektroskopische Genauigkeit durchaus erwünscht gewesen, weil sich das im Cassegrain-Fokus montierte Instrument in Abhängigkeit von der Teleskoprichtung biegt (Pasquini 1993). Vergleicht man die (heliozentrischen) Radialgeschwindigkeiten, die wir aus den UV-Spektren bestimmt haben mit den Radialgeschwindigkeiten, die anhand der O I 7773-Spektren gemessen worden sind, so wird die systematische Verschiebung der Wellenlängenskala bei den UV-Spektren offenbar (s. Tab. 5.4 auf S. 191). Die Verschiebungen sind bei den Sternspektren, die nahe des Zenits aufgenommen wurden (HD 31128, HD 128279), relativ gering, weil die Th-Ar-Spektren ebenfalls in der Zenit-Position aufgenommen worden sind. Die Spektren von HD 22879, HD 45282 und Procyon wurden bei größeren Zenitdistanzen beobachtet und zeigen systematische Wellenlängenverschiebungen von 50 ... 100 mÅ oder 1 bis 2 Pixeln.

Die Verschiebungen der Wellenlängenskala sind für die Bestimmung akkurater Radialgeschwindigkeiten problematisch. Der Vergleich mit theoretischen Linienprofilen ist allerdings nur in dem Maße davon betroffen, in dem die Verschiebungen *während* der ein bis zwei Stunden dauernden Objektbelichtungen aufgetreten sind. Die spektroskopische Genauigkeit wird auch durch Verzerrungen der Wellenlängenskala beeinträchtigt, die von der Wellenlängenkalibration abhängen. Für die Genauigkeit der Wellenlängenkalibration ist eine ausgewogene Verteilung von identifizierten Th-Ar-Linien maßgeblich. Auf die ungünstigen Biegeeigenschaften des Spektrographen führen wir auch eine zusätzliche Linienverbreiterung in der Größenordnung von $v_{\text{Instr}} \approx 1 \dots 2 \text{ km s}^{-1}$ zurück und verwenden deshalb eine geringfügig größere Instrumentenprofilbreite als wir aus dem Vergleich zwischen KPNO84-Spektrum und den im Zenit beobachteten Himmelsstreulichtspektren ermitteln.

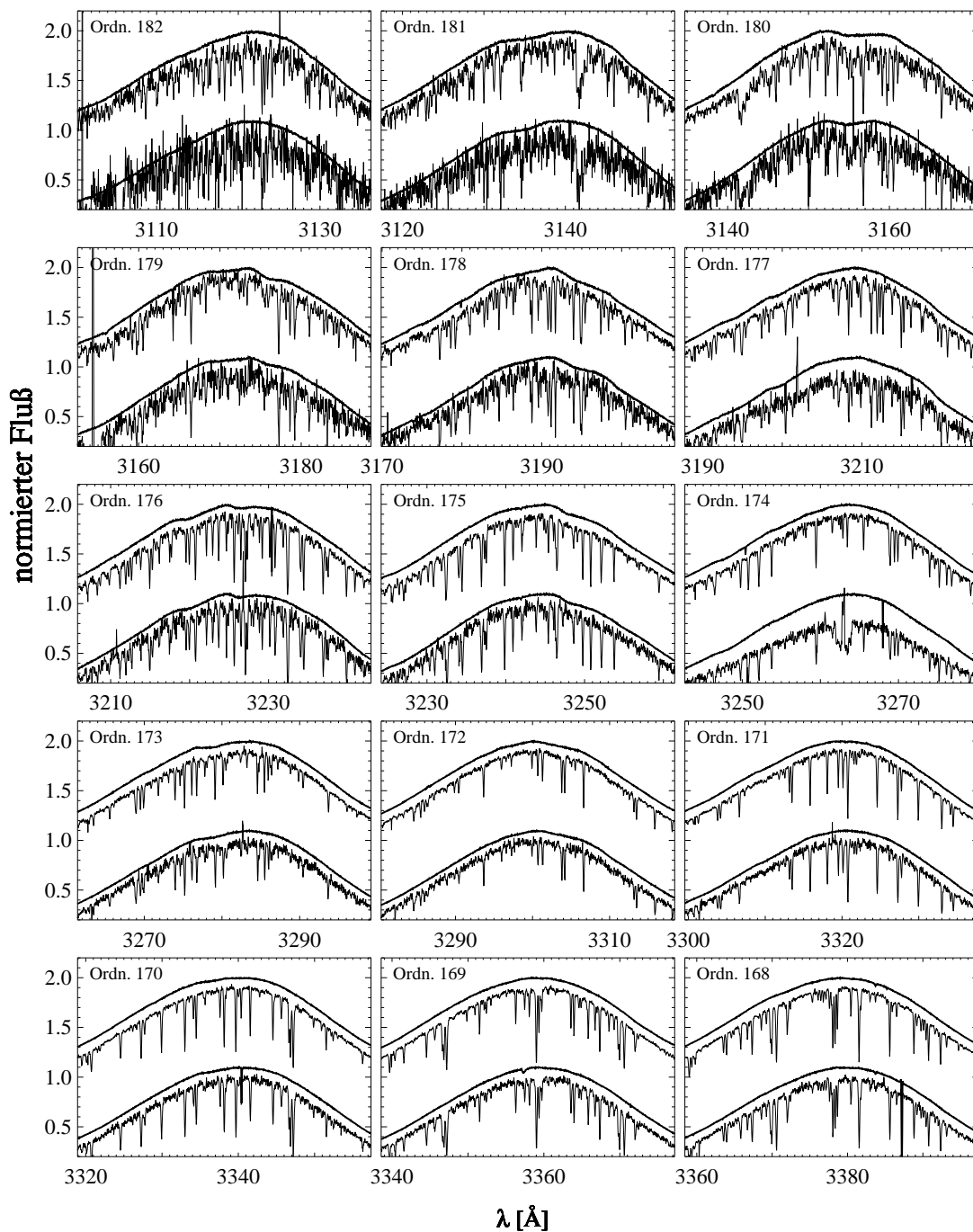


Abbildung 5.20 Extrahierte Echelle-Ordnungen des HD 140283 verglichen mit den Ordnungen des schnell rotierenden B5 Vn-Sterns HR 4390 (das jeweils *untere* Spektrum ist vom 18.2.95, das *obere* vom 19.2.95) Die Darstellung veranschaulicht die Korrektur von Ozonabsorptionen und Ordnungsblazefunktionen. Die Belichtungsdauer am 18.2.95 war nur halb so lang wie in der folgenden Beobachtungsnacht. Folglich ist das S/N des unteren Spektrums schlechter. Man beachte den konformen Verlauf von Objekt- und Vergleichssterneordnungen, der im wesentlichen der Blazefunktion folgt. In den kaum variierenden Ordnungen des B-Sterns sind die in Abb. 5.14 identifizierten Ozon-Absorptionsbanden zu sehen. Jede der Ordnungen wurde auf ein Maximum normiert, das für diese Darstellung erst nach Anwendung eines Medianfilters bestimmt worden ist. In den Ordnungen Nr. 182 und Nr. 174, *unten*, versagte diese Prozedur.

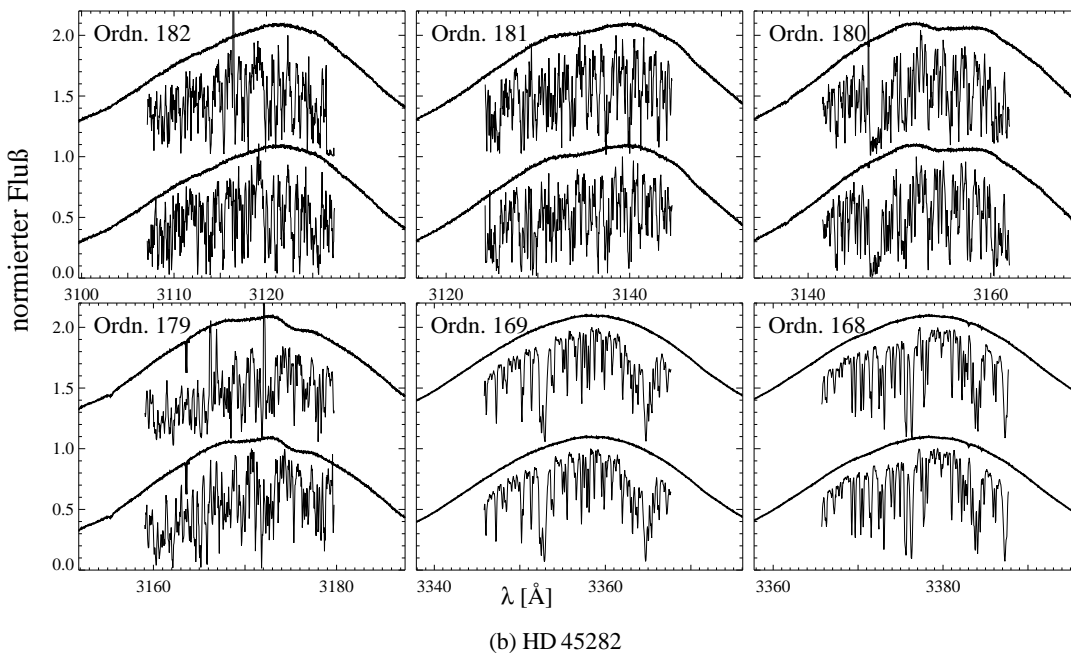
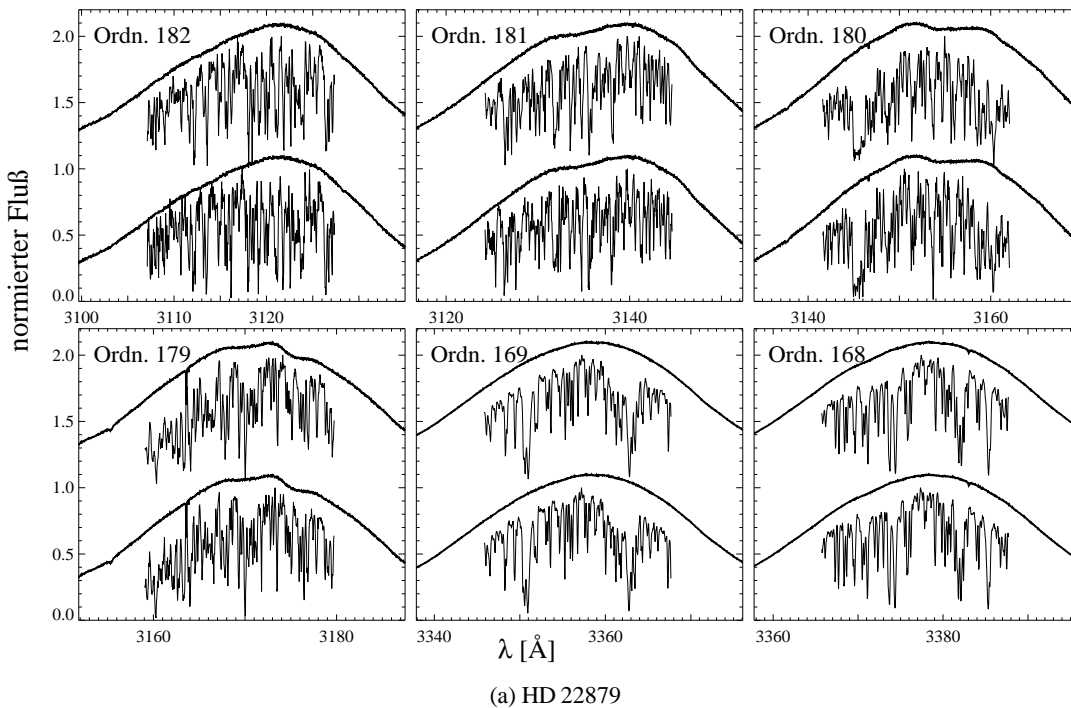


Abbildung 5.21 Echelle-Ordnungen der Aufnahmen vom 23.1.94 (*unteres* Spektrum) und 24.1.94 (*oberes* Spektrum). Darüber sind die Ordnungen des schnell rotierenden B-Sterns HR 4390 vom 19.2.95 eingezeichnet. Offensichtlich können die Blazefunktionen auch mit den später beobachteten B-Sternspektren beseitigt werden.

Die Biegung des Spektrographen in Abhängigkeit von der Zenitdistanz kann auch eine Verschiebung des Echellespektrums um 1 ... 2 Pixel *quer* zur Dispersionsrichtung bewirken. Folglich müssen die ungünstige Biegeeigenschaft von CASPEC als weitere Ursache für (scheinbar) *lokales* Streulicht in den Zwischenordnungsbereichen angesehen werden.

5.5 Radialgeschwindigkeiten

Aus den Spektren, die im Rahmen dieser und vorangegangener Arbeiten (Ayer 1993; Fuhrmann 1993) beobachtet worden sind, haben wir heliozentrische Radialgeschwindigkeiten bestimmt. Für jedes Spektrum wurde die Dopplerverschiebung mittels Kreuzkorrelation mit dem KPNO84-Atlas bestimmt. Anschließend wurde unter Berücksichtigung von Beobachtungsort (geographische Breite), julianischem Datum (JD), Sternkoordinaten, dem Stundenwinkel zum Beobachtungszeitpunkt, sowie der Ephemeriden von Sonne und Planeten die auf den Schwerpunkt des Sonnensystems bezogene Radialgeschwindigkeit v_{rad} berechnet. Theoretisch können die nach Stumpff (1980) berechneten baryzentrischen (\approx heliozentrischen) Radialgeschwindigkeiten auf weniger als 1 m s^{-1} genau bestimmt werden. Diese Genauigkeit kann mit unserer Kreuzkorrelationsmethode keinesfalls erreicht werden, weil die Qualität der Spektren unterschiedlich ist.

Spektralbereiche: Während der einzelnen Epochen wurden nicht immer vergleichbare Spektralbereiche beobachtet. Der systematische Fehler Δv_{dop} hängt vom Spektralbereich ab, der jeweils korreliert wurde. Auch die $\Delta\lambda$ -Residuen der Wellenlängenkalibration können vom Spektralbereich abhängen³⁶ und einen zusätzlichen Fehler in der Größenordnung von einigen 100 m s^{-1} verursachen. Das Zentralprofil der Kreuzkorrelationsfunktion ist je nach Spektralbereich unterschiedlich breit und kann auch asymmetrisch sein, wenn sich der Spektraltyp des korrelierten Spektrum deutlich von der Sonne unterscheidet. Andere Autoren verwenden alternativ zum Sonnenspektrum stellare Radialgeschwindigkeitsstandards (Ryan und Norris 1991b). Den aus dem H_{α} -Fenster (6500 – 6600) gewonnenen Radialgeschwindigkeiten sollte beispielsweise weniger Gewicht beigemessen werden, weil die breite Balmerlinie insbesondere bei metallarmen Sternen dominiert und zu einem breiten Korrelationsmaximum (folglich unsichereren Radialgeschwindigkeiten) führt.

Spektrale Auflösung: Die erzielten spektralen Auflösungen variieren zwischen 3 km s^{-1} (1.4m CES) und 30 km s^{-1} (3.5m Twin).

Spektrograph: Spektren von Spektrographen, die nicht mit dem Teleskop mitbewegt werden, wie der Coudé-Spektrograph am 2.2m Teleskop (DSAZ), der CES am 1.4m CAT und der FOCES (*Fiber Optical Cassegrain Echelle Spektrograph*), ebenfalls am 2.2m Teleskop (DSAZ), liefern genauere Radialgeschwindigkeiten als Spektren vom CASPEC am 3.6m Teleskop (ESO) oder vom Twin-Spektrographen am 3.5m Teleskop (DSAZ).

Die von uns bestimmten Radialgeschwindigkeiten sind mit einem Fehler von schätzungsweise $0.5 \dots 1 \text{ km s}^{-1}$ behaftet. Die Genauigkeit der Radialgeschwindigkeitsbestimmung hängt vom verwendeten Spektrographen, von der erzielten spektralen Auflösung, vom Spektralbereich (Breite der Spektrallinien) und vom Spektraltyp ab. Mit unserer Korrelationsmethode können wir die genauesten Dopplergeschwindigkeiten nur für sonnenähnliche Spektren erwarten, da lediglich das KPNO84-Spektrum als Radialgeschwindigkeitsstandard vorausgesetzt wird. Aus den CASPEC-Spektren, die mit der langen Kamera beobachtet worden sind, bestimmen wir zum Teil deutlich abweichende Radialgeschwindigkeiten (vgl. Procyon in Tab. 5.4). Aufgrund der Flexibilität des Spektrographen (Pasquini 1993) kommt es je nach Elevation und Orientierung des Teleskops zu einer systematischen Verschiebung der Echellespektren von bis zu 2 Pixeln in Dispersionsrichtung oder 10 km s^{-1} .

Die Kinematik der von uns beobachteten Sterne wird von Ayer *et al.* (1995) besprochen. Ayer *et al.* verwenden allerdings Radialgeschwindigkeiten aus unterschiedlichen Quellen der Literatur. Da die Kinematik von Halosternen nicht zum primären Untersuchungsgegenstand zählt, beschränkt sich die folgende Untersuchung nur auf die 28 Sterne, deren Sauerstoffhäufigkeiten bestimmt wur-

³⁶Bei 7774 \AA befinden sich beispielsweise weniger Th-Ar-Linien als bei 4800 \AA

den. Allerdings wurden auch anhand der FOCES-Spektren von Fuhrmann (1998a) heliozentrische Radialgeschwindigkeiten gemessen, die schließlich zur Berechnung von galaktischen Geschwindigkeiten herangezogen worden sind. Mit der vorliegenden Untersuchung verfolgen wir folgende Ziele:

- Die Dopplerverschiebung v_{dop} gibt Aufschluß über die relative Lage tellurischer Linien, insbesondere der Nachthimmelslinien [O I] 6300 und O I 7773. Tellurische Ozon-, H₂O-, O₂-Absorptionslinien und Mondstreulicht (\triangleq Sonnenspektrum auf Laborwellenlängenskala) können mit größerer Sicherheit von stellaren Linien diskriminiert werden. Die teilweise erhebliche Dopplerverschiebung wegen der hohen Eigenbewegung von Halosternen ist vorteilhaft, weil tellurische Linien (siehe O₂-Linien bei [O I] 6300 in Abb. 5.5) je nach Radialgeschwindigkeit und Beobachtungszeitpunkt mehr oder weniger stark mit den zu analysierenden Sternlinien blenden.
- Die Genauigkeit der Wellenlängenkalibration läßt sich überprüfen, wie am Beispiel der CASPEC-Spektren deutlich wird.
- Schwache O I 7773-Tripletlinien von metallarmen Sternen (beispielsweise HD 19445, HD 45282, HD 74000 in Abb. 5.2 auf Seite 156), die lediglich zur Bestimmung maximaler Sauerstoffhäufigkeiten dienen können, lassen sich unzweifelhaft zuordnen.
- Um den Zusammenhang zwischen Kinematik und chemischer Entwicklung studieren zu können, sind Radialgeschwindigkeiten, Eigenbewegungen und Sternparallaxen erforderlich. Die beobachteten Spektren haben eine im Vergleich zu anderen Untersuchungen (Carney und Latham 1987, 10 km s⁻¹) vergleichbare bzw. höhere Auflösung. Daraus abgeleiteten Radialgeschwindigkeiten können ggf. genauer sein (< 1 km s⁻¹). Die zur Berechnung der galaktischen Geschwindigkeitskomponenten erforderlichen Eigenbewegungen und Parallaxen entnehmen wir dem Meßwertkatalog des Astrometrie-Satelliten \triangleright HIPPARCOS zurück (Wicenec 1991).
- Die hohe spektrale Auflösung und das vergleichsweise große S/N des seit 1989 (teilweise auch schon früher) gewonnenen Beobachtungsmaterials ermöglicht unter Umständen, Radialgeschwindigkeitsvariationen im Bereich weniger km/s festzustellen.

In Tabelle 5.4 werden die Dopplerkorrekturen v_{dop} angegeben, die für den Vergleich mit synthetischen Spektren erforderlich sind. Der Vergleich von heliozentrischen Radialgeschwindigkeiten, die aus den O I 7773-Spektren bestimmt wurden, mit solchen, die aus anderen Spektralbereichen ermittelt worden sind, bestätigt die Dopplerkorrekturen für die in Abb. 5.2 auf S. 156 gezeigten Spektren. Die anhand der O I 7773-Triplets bestimmten Radialgeschwindigkeiten v_{rad} befinden im Einklang mit den in anderen Spektralbereichen gemessenen Radialgeschwindigkeiten. Dies gilt insbesondere für jene Beobachtungen, bei denen die Identifikation der O I 7773-Linien unsicher ist (z.B. HD 74000, HD 19445). Die mit dem FOCES-Spektrographen beobachteten Spektren zeigen die beste Übereinstimmung mit den v_{rad} -Werten von Carney und Latham (1987). Anhand der vorliegenden Spektren werden keine signifikanten intrinsischen Radialgeschwindigkeitsvariationen festgestellt. Für alle untersuchten Sterne sind bereits Radialgeschwindigkeiten publiziert worden. Signifikante Abweichungen zwischen Literaturangaben und unseren Messungen betragen, bis auf wenige Ausnahmen (z.B. HD 198245, HD 205582), maximal 5 km s⁻¹.

Tabelle 5.4 : Dopplergeschwindigkeiten v_{dop} und heliozentrische Radialgeschwindigkeiten v_{rad} , die aus Spektren aus unterschiedlichen Epochen und in verschiedenen Spektralbereichen bestimmt worden sind. v_{dop} wurde mittels Kreuzkorrelation über den jeweils angegebenen Wellenlängenbereich bestimmt, wobei der solare Flußatlas (KPNO84) als Radialgeschwindigkeitsstandard zugrunde gelegt war. Die aus den UV-Spektren bestimmten Radialgeschwindigkeiten wurden eingeklammert, weil der systematische Fehler $\approx 10 \text{ km s}^{-1}$ beträgt. Die Signal-zu-Rausch-Abstände wurden jeweils über den angegebenen Wellenlängenbereich gemittelt. Im UV wird S/N lediglich für die Hochpunkte von Ordnung 170 ($\approx 3320\text{\AA}$) angegeben. Abgesehen von den Sauerstoffindikatoren (7774\AA , 6363\AA , 6300\AA , 3150\AA) wurde v_{rad} auch aus Spektren ermittelt, die aus den Beobachtungskampagnen von Axer, Fuhrmann, Gehren und Hartmann stammen (1986 – 1996) und nicht in Tab. 5.1 aufgeführt sind (mit * gekennzeichnet). Der (S) bedeutet jeweils: kurze Kamera, und (L): lange Kamera. Quellen der publizierten Radialgeschwindigkeiten v_{Lit} sind: Ryan und Norris (1991b) (a: gewichtetes Mittel aus Literaturwerten, b: eigene Messungen), Sandage und Fouts (1987) (c: Kompilation), Carney und Latham (1987) (d: eigene Messungen), Przybylski und Kennedy (1965) (e), Evans *et al.* (1957) (f); nicht markierte Literaturwerte stammen aus der Kompilation von Axer *et al.* (1995).

Objekt	$\lambda\lambda$ [Å]	v_{dop} [km/s]	JD - 2445000	v_{rad} [km/s]		S/N	Bemerkung
				gemessen	Literatur		
HD 3567	7760 – 7795	-30.8	3196.5954	-47.1	-48.9	d	66 CES(S)
HD 6434	5040 – 5190	41.6	2841.6812	23.4	24.0		47 1.5m Echellec*
	4720 – 4870	42.3	2842.6839	23.9			33
	4380 – 4530	42.9	2844.6757	24.0			41
	3970 – 4120	42.6	2846.6644	23.3			36
	7760 – 7795	39.0	3196.6199	23.6			81 CES(S)
		39.0	3196.6277	23.6			73
HD 6582	7760 – 7795	-100.0	4282.5111	-95.7	-97.2	c	354 2.2m Coudé(L)
		-100.1	4283.5411	-96.2			297
	6290 – 6340	-101.6	4284.4542	-97.9			352
		-101.5	4284.4752	-97.9			372
		-101.2	4284.4951	-97.7			384
	7760 – 7795	-99.3	4285.5210	-96.2			267
		-99.2	4285.5419	-96.1			266
	6290 – 6340	-98.1	4288.4878	-96.0			251
		-98.5	4288.5302	-96.5			263
		-98.6	4288.5528	-96.6			274
	5100 – 5300	-115.4	4968.5694	-97.6			507 2.2m FOCES*
HD 7983	7760 – 7795	6.9	3196.6356	-5.1	-5.0	d	71 CES(S)
		7.2	3196.6531	-4.9			64
BD -01 306	4370 – 4520	39.3	2845.6519	28.0	28.6	d	22 1.5m Echellec*
	7760 – 7795	31.9	3195.6807	28.1			71 CES(S)
		32.0	3195.7034	28.1			63
HD 19445	6500 – 6630	-108.6	3666.3381	-138.6	-140.4	d	128 2.2m Coudé(S)*
		-109.2	3666.3475	-139.2			90
	4810 – 4940	-112.9	3668.3427	-142.9			67
	7760 – 7795	-150.9	4283.6118	-140.3			58 2.2m Coudé(L)
		-148.7	4284.5000	-138.3			60
	5100 – 5300	-166.9	4968.5975	-140.0			229 2.2m FOCES*
HD 20807	5060 – 5210	19.3	2840.7480	11.9	12.0		111 1.5m Echellec*
	4720 – 4870	20.6	2842.7199	13.0			105
	4380 – 4530	20.9	2844.7285	13.2			133
	3980 – 4130	20.6	2847.6669	12.6			131
	7760 – 7795	18.8	3195.7239	12.5			94 CES(S)
		18.7	3195.7261	12.4			94
HD 22879	5060 – 5210	119.9	2840.7571	121.3	115.0		59 1.5m Echellec*
	4720 – 4870	120.3	2842.7285	120.8			52
	4380 – 4530	121.7	2844.7394	121.2			67
	3970 – 4120	121.1	2846.7241	119.7			53
	7760 – 7795	113.9	3195.7296	120.4			84 CES(S)
		114.1	3195.7341	120.6			84
	6500 – 6630	150.1	3666.3159	122.1			210 2.2m Coudé(S)*
	150.2	3666.3216	122.2			256	
	4810 – 4940	145.6	3668.3615	117.5			108

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Objekt	$\lambda\lambda$	v_{dop}	JD - 2445000	$v_{\text{gem.}}$	v_{Lit}	S/N	Bemerkung
		145.8	3668.3675	117.7		173	
	7760 – 7795	110.4	4283.6576	120.2		102	2.2m Coudé(L)
	6290 – 6340	111.0	4285.5860	120.1		213	
		111.3	4285.6101	120.3		195	
		111.2	4285.6332	120.2		179	
		112.9	4288.6684	120.4		142	
		112.8	4288.6907	120.2		142	
	3130 – 3440	136.7	4375.5342	[110.3]		85	CASPEC(L)
		141.5	4376.5410	[115.0]		114	
HD 31128	5060 – 5210	106.1	2840.7695	112.1	111.0	30	1.5m Echellec*
	4720 – 4870	108.2	2842.7387	113.6		21	
	4380 – 4530	107.8	2844.7542	112.5		31	
	3980 – 4130	108.3	2847.6945	112.1		32	
	7760 – 7795	102.2	3195.7397	111.6		70	CES(S)
		102.8	3195.7620	112.1		63	
	6530 – 6590	131.6	3685.5448	111.9		134	CES(S)*
	3100 – 3500	130.3	4765.5581	[110.8]		46	CASPEC(L)
		132.5	4766.5364	[113.0]		39	
		130.3	4767.5317	[110.8]		53	
HD 45282	5060 – 5210	285.1	2840.8088	306.3	308.0	53	1.5m Echellec*
	4720 – 4870	285.3	2842.7702	305.8		33	
	4380 – 4530	286.2	2844.7881	306.0		39	
	6530 – 6590	331.1	3685.5266	305.3		166	CES(S)*
	5860 – 5910	330.7	3686.5458	304.6		87	
	7760 – 7795	280.9	4284.6737	306.5		63	2.2m Coudé(L)
		280.8	4284.6943	306.4		64	
		280.4	4285.6862	305.7		106	
	3130 – 3440	310.5	4375.5849	[298.3]		71	CASPEC(L)
		313.5	4376.5905	[300.8]		80	
	5100 – 5300	279.3	4968.6946	305.4		181	2.2m FOCES*
HD 46341	4740 – 4890	-15.9	2842.8206	3.7	7.5 c	20	1.5m Echellec*
	4370 – 4520	-15.3	2845.7730	3.4		41	
	3990 – 4140	-15.2	2847.7725	2.9		30	
	7760 – 7795	-19.6	3195.7963	3.3		72	CES(S)
		-19.6	3195.8125	3.2		68	
	6530 – 6590	27.0	3685.5770	3.5		145	CES(S)*
CD -33 3337	5060 – 5210	58.7	2840.8390	73.5	71.0 c	29	1.5m Echellec*
	4720 – 4870	58.6	2842.7901	73.2		23	
	4380 – 4530	60.0	2844.8078	74.3		32	
	3980 – 4130	59.6	2847.8028	73.4		33	
	7760 – 7795	57.8	3195.8273	73.7		65	CES(S)
		57.7	3195.8506	73.6		69	
	6530 – 6590	86.6	3685.6033	73.2		139	CES(S)*
	5860 – 5910	86.9	3686.5741	73.4		104	
	3130 – 3440	69.7	4375.6830	[66.2]		64	CASPEC(L)
		70.3	4376.7059	[66.6]		60	
HD 51929	4720 – 4870	58.5	2843.8300	64.4	70.0	45	1.5m Echellec*
	4400 – 4550	59.3	2844.8416	65.2		30	
	3980 – 4130	58.4	2847.8362	64.2		62	
	6530 – 6590	67.2	3685.5118	64.0		165	CES(S)*
	5860 – 5910	67.6	3686.5226	64.3		194	
	7760 – 7795	68.2	3687.2092	65.0		90	CES(S)
Procyon	4240 – 4390	3.5	4017.4221	-3.4	-3.2	557	2.2m Coudé(S)*
		3.6	4017.4221	-3.3		469	
	4360 – 4510	4.2	4017.4700	-2.8		383	
	6290 – 6340	-32.8	4283.5000	-3.8		654	2.2m Coudé(L)
	7760 – 7795	-32.0	4283.5000	-2.9		646	
	6290 – 6340	-33.2	4283.5000	-4.1		458	
	7760 – 7795	-32.0	4283.6904	-3.2		400	

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Objekt	$\lambda\lambda$	v_{dop}	JD - 2445000	$v_{\text{gem.}}$	v_{Lit}	S/N	Bemerkung
		-31.7	4284.7361	-3.1		722	
		-31.1	4284.7400	-2.5		655	
	6290 – 6340	-32.4	4285.7151	-3.8		845	
		-32.6	4285.7239	-4.0		809	
	3100 – 3500	-8.6	4375.7787	[-12.1]		317	CASPEC(L)
		-8.6	4376.7710	[-12.7]		450	
		9.9	4767.6141	[-6.1]		388	
	6290 – 6340	14.0	4769.5750	-2.7		1389	CES(L)
	6340 – 6380	13.4	4769.6273	-3.5		848	
HD 69611	5060 – 5210	85.2	2840.8252	112.5	113.0 d	57	1.5m Echellec*
	4720 – 4870	85.7	2842.8476	112.8		38	
	4380 – 4530	86.3	2844.8592	113.2		53	
	3970 – 4120	86.2	2846.8528	112.7		33	
	6531 – 6590	128.6	3685.6364	112.5		175	CES(S)*
	5864 – 5914	129.1	3686.6023	112.7		123	
	7760 – 7795	128.8	3687.2390	112.5		74	CES(S)
HD 74000	4320 – 4470	224.8	1150.3860	207.0	206.3 d	253	CASPEC(S)*
	4340 – 4490	224.7	1150.4116	206.9		354	
	5290 – 5440	224.7	1151.4523	206.5		325	
	3100 – 3500	213.4	4765.6561	[209.3]		48	CASPEC(L)
		212.4	4766.6634	[207.9]		47	
		211.9	4767.6244	[206.9]		37	
	7760 – 7795	209.9	4769.7292	203.8		42	CES(S)
HD 88261	7760 – 7795	102.4	4769.6921	110.0	111.0	99	CES(S)
HD 99383	6534 – 6590	216.4	3685.6597	227.3	223.0 c	109	CES(S)*
	5864 – 5914	215.1	3686.6445	225.8		143	
	7760 – 7795	213.2	3687.2558	223.5		71	CES(S)
	3130 – 3440	205.6	4375.7967	[227.5]		85	CASPEC(L)
HD 102200	3100 – 3500	148.8	4765.7157	[166.3]	167.0	43	CASPEC(L)
		148.4	4766.7366	[165.7]		44	
		149.7	4767.7103	[166.7]		59	
	7760 – 7795	144.3	4769.7929	160.7		84	CES(S)
HD 106516	3100 – 3500	-5.4	4766.7773	[13.4]	5.9 d	122	CASPEC(L)
		-5.1	4767.7453	[13.4]		129	
HD 122196	3100 – 3500	-48.4	4765.7941	[-21.9]	-22.8 c	51	CASPEC(L)
		-47.9	4766.8034	[-21.6]		44	
		-46.9	4767.7661	[-20.7]		51	
HD 128279	4720 – 4870	-50.6	3081.6029	-75.7	-74.0 b	20	1.5m Echellec*
	4370 – 4520	-50.4	3084.4659	-75.9		36	
	4000 – 4150	-49.9	3085.4628	-75.6		27	
	6530 – 6590	-102.7	3685.7990	-76.6		171	CES(S)*
	5860 – 5910	-101.6	3686.8445	-75.9		120	
	6670 – 6720	-100.2	3687.5265	-74.3		104	
	3100 – 3500	-102.2	4765.8409	[-73.5]		63	CASPEC(L)
		-101.0	4766.8307	[-72.4]		49	
		-100.2	4767.8079	[-71.7]		73	
HD 140283	4320 – 4470	-192.3	1151.7085	-169.3	-170.8 d	502	CASPEC(S)*
	6500 – 6630	-201.6	3666.5001	-171.4		172	2.2m Coudé(S)*
	4810 – 4940	-206.8	3668.7653	-177.0		100	
	6531 – 6590	-199.4	3685.8207	-170.9		246	CES(S)*
	3100 – 3500	-196.4	4766.8567	[-166.6]		46	CASPEC(L)
		-197.5	4767.8471	[-167.8]		87	
	5100 – 5300	-143.5	4969.2982	-171.1		212	2.2m FOCES*
HD 189558	5060 – 5210	15.1	2841.5184	-13.2	-13.0 a	42	1.5m Echellec*
	4720 – 4870	-20.1	3080.7730	-13.3		20	
	7760 – 7795	17.4	3195.5041	-12.1		61	CES(S)
		17.0	3195.5112	-12.6		61	
HD 193901	7760 – 7795	-140.9	3195.5191	-170.9	-171.8 d	62	CES(S)
		-140.9	3195.5330	-171.0		62	

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Objekt	$\lambda\lambda$	v_{dop}	JD - 2445000	$v_{\text{gem.}}$	v_{Lit}	S/N	Bemerkung
HD 196892	5060 – 5210	-5.4	2840.5468	-35.2	-30.0	41	1.5m Echellec*
	4720 – 4870	-44.4	3081.8317	-34.3		20	
	7760 – 7795	-3.6	3195.5474	-33.8		66	CES(S)
		-3.7	3195.5591	-34.0		65	
HD 198245	4720 – 4870	-27.6	3082.8267	-20.4	-9.0	17	1.5m Echellec*
	7760 – 7795	7.2	3196.5026	-20.6		74	CES(S)
		7.2	3196.5253	-20.6		64	
HD 199288	5060 – 5210	17.9	2840.5231	-8.5	-8.2 c	49	1.5m Echellec*
	4720 – 4870	-17.1	3080.8241	-9.2		32	
	4000 – 4150	-14.5	3084.7220	-8.0		8	
	7760 – 7795	19.3	3196.5444	-7.8		85	CES(S)
		19.2	3196.5486	-7.9		86	
HD 201891	5100 – 5300	-35.9	4969.4641	-44.5	-44.4 d	304	2.2m FOCES*
		-35.9	4969.4767	-44.5		304	
HD 201889	5100 – 5300	-96.2	4969.4016	-103.0	-103.0	224	2.2m FOCES*
HD 203608	5060 – 5210	-11.1	2840.5112	-30.4	-30.0	180	1.5m Echellec*
	4720 – 4870	-10.9	2843.5215	-29.9		224	
	4380 – 4530	-10.8	2845.5032	-29.5		169	
	3970 – 4120	-10.9	2846.5124	-29.5		57	
	4000 – 4150	-32.7	3084.7379	-29.7		138	
	7760 – 7795	-9.5	3196.5538	-29.6		104	CES(S)
		-9.5	3196.5553	-29.7		106	
HD 205650	5060 – 5210	-78.2	2840.5760	-107.7	-102.1 c	34	1.5m Echellec*
	4720 – 4870	-77.2	2842.5858	-106.8		17	
	4380 – 4530	-77.8	2844.5755	-107.3		29	
	3970 – 4120	-78.3	2846.5612	-107.7		19	
	7760 – 7795	-77.1	3195.6335	-106.3		64	CES(S)
		-76.9	3195.6564	-106.1		63	
HD 205582	4370 – 4520	5.3	2845.5193	-10.8	-26.4 e	67	1.5m Echellec*
	3980 – 4130	5.1	2847.5123	-10.7			
	4720 – 4870	-15.2	3082.9154	-12.9		19	
	4370 – 4520	-13.6	3083.7741	-11.5		17	
	7760 – 7795	6.6	3196.5580	-11.0		74	CES(S)
		6.6	3196.5649	-11.0		75	
HD 207978	6290 – 6340	36.1	4284.3293	18.5	18.0	275	2.2m Coudé(L)
		35.9	4284.3532	18.3		274	
		36.1	4284.3770	18.4		259	
	7760 – 7795	37.6	4285.3433	19.7		185	
		37.8	4285.3661	19.8		183	
HD 211998	4720 – 4870	48.2	2842.5762	32.3	29.9 f	49	1.5m Echellec*
	4380 – 4530	48.6	2844.5259	32.9		88	
	3990 – 4140	48.7	2847.5331	33.3		105	
	4000 – 4150	29.7	3084.7598	32.5		44	
	7760 – 7795	49.1	3195.6251	32.2		104	CES(S)
		49.3	3195.6286	32.4		103	
HD 219617	5060 – 5210	40.9	2840.6559	13.9	13.9 d	41	1.5m Echellec*
	4720 – 4870	41.8	2843.6535	14.1		24	
	4380 – 4530	41.8	2844.6459	14.0		46	
	3980 – 4130	41.9	2847.6366	13.5		47	
	7760 – 7795	38.7	3196.5735	14.4		60	CES(S)
		38.8	3196.5821	14.5		74	
HD 224930	6290 – 6340	-24.4	4284.4183	-33.5	-35.0	230	2.2m Coudé(L)
	7760 – 7795	-22.4	4284.5000	-31.7		203	
		-22.8	4285.3914	-32.3		207	
	6290 – 6340	-22.3	4285.4158	-31.8		321	
		-22.4	4285.4360	-32.0		320	

6. Die Sauerstoffhäufigkeit in metallarmen F- und G-Sternen

Mit der vorliegenden Arbeit wird eine *kritische* Bestimmung von O/Fe-Häufigkeitsverhältnissen in metallarmen Sternen beabsichtigt. Im Vorgriff auf die in diesem Kapitel behandelten Untersuchungen und Analysen können wir feststellen,

- daß von 25 Sternen Sauerstoffhäufigkeiten anhand mindestens *zwei unterschiedlicher* Häufigkeitsindikatoren ermittelt werden konnten (Tab. 6.6 auf S. 273).
- daß die aus \triangleright HIPPARCOS-Parallaxen abgeleiteten Schwerebeschleunigungen nennenswert von den $\log g$ -Werten von Axer *et al.* (1994) abweichen können und eine entsprechende Korrektur – bei unverändertem T_{eff} und $[\text{Fe}/\text{H}]$ – in einigen Fällen zu bedeutenden Konsequenzen führt.
- daß die geforderte *Konsistenz* der Einzellinienhäufigkeiten, insbesondere von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ mit den stellaren Parametern von Axer *et al.* (1995) ($\log g$ -Werte entsprechend korrigiert) unbefriedigend ist, auch wenn die ermittelten Abweichungen nicht von einem Ausmaß sind, wie in der Literatur bislang konstatiert wird (Abb. 6.20 auf S. 276).
- daß wir der kritischen Betrachtung abgeleiteter Einzellinienhäufigkeiten im Hinblick auf methodisch begründete systematische Fehler besondere Aufmerksamkeit widmen. Die ermittelten Sauerstoffhäufigkeiten hängen für jeden Indikator in *spezifischer* Weise von den stellaren Parametern ab. Das Verhalten von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ ist beispielsweise bei Variation von T_{eff} gegenläufig. Es besteht Anlaß, einige der von Fuhrmann (1993) bestimmten Effektivtemperaturen zumindest in einigen von uns untersuchten Fällen in Frage zu stellen.
- daß die vorliegende Arbeit trotz der im Einzelfall unzuverlässigen stellaren Parameter und der heterogenen Qualität der Beobachtungsdaten *zwei neue Anhaltspunkte* für die Klärung der Frage liefert, warum verschiedene Sauerstoffhäufigkeitsbestimmungen, insbesondere die Analyse von Sternen mit geringen Metallunterhäufigkeiten bisher keine konsistenten Ergebnisse liefern konnten: Zum einen liefert eine *konsequente* differentielle Häufigkeitsanalyse der O I 6300-Linie *systematisch* 0.10 ... 0.15 dex *höhere* $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ -Werte, wenn der Ni I-Blend berücksichtigt wird (Abb. 6.9). Zum anderen ermöglichen Trends von LTE-Einzellinienhäufigkeiten innerhalb des O I 7773-Tripletts Aussagen über die zu berücksichtigenden \triangleright NLTE-Effekte, die insbesondere bei heißeren Sternen mit geringerer Schwerebeschleunigung und moderater Metallunterhäufigkeit in Erscheinung treten (Abb. 6.5). Die *absolut* bestimmte LTE-Häufigkeiten können bei Sternen mit moderaten Metallunterhäufigkeiten um bis zu 0.3 dex überschätzt werden. Die Vernachlässigung von NLTE-Effekten die Streuung der ermittelten $[\text{O}/\text{Fe}]$ -Werte im Metallizitätsbereich $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -1$ systematisch erhöhen.
- daß wir anders als Edvardsson *et al.* (1993a) und Feltzing und Gustafsson (1998) im Bereich übersolarer Metallizitäten im Mittel keine Sauerstoffüberhäufigkeiten finden ($[\text{O}/\text{Fe}] \approx 0$).

6.1 Stellare Parameter

Die Analyse von Elementhäufigkeiten steht am Ende einer vollständigen Spektralanalyse bei der zunächst \triangleright Effektivtemperatur T_{eff} , \triangleright Schwerebeschleunigung $\log g$, \triangleright Metallizität $[\text{Fe}/\text{H}]$ sowie Mikro- und Makroturbulenzparameter bestimmt werden müssen. Obwohl wir Stellarparameter verwenden, die aus den Vorarbeiten anderer Autoren stammen, sind wir nicht von der Aufgabe enthoben, die übernommenen Stellarparameter und die entsprechenden Photosphärenmodelle zu beurteilen. Da wir die Systematik der Unstimmigkeiten zwischen verschiedenen indikatorspezifischen Sauerstoffhäufigkeiten untersuchen wollen, müssen die stellaren Parameter der *einzelnen Sterne* besonders zuverlässig sein: $\Delta T_{\text{eff}} \lesssim 100 \text{ K}$, $\Delta \log g \lesssim 0.2 \text{ dex}$, $\Delta [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim 0.1$.

Die von uns untersuchte Stichprobe ist sicherlich nicht repräsentativ für eine bestimmte Population von Sternen, die homogene Eigenschaften aufweisen. Vielmehr stammen die Sterne voraussichtlich aus verschiedenen Populationen, so daß wir keinesfalls auf photometrische Methoden zur Bestimmung der Stellarparameter zurückgreifen können, deren Kalibrationsrelationen nur für jeweils *homogene* Sternpopulationen (z.B. Kugelsternhaufen mit einer bestimmten Metallizität) repräsentativ sein können. Wir folgen stattdessen dem methodischen Ansatz, daß Stellarparameter aus *spektroskopischen* Signaturen (und differentiell zur Sonne) bestimmt worden sein müssen, wenn sie die hohen Anforderungen an die systematische Genauigkeit erfüllen sollen. Wir gehen davon aus, daß die aus den *Balmerlinienflügeln* bestimmten Effektivtemperaturen von Fuhrmann (1993), und die anhand des Fe II/Fe I-Ionisationsgleichgewichts abgeleiteten Schwerebeschleunigungen, Eisenhäufigkeiten und Mikroturbulenzen von Axer (1993) für den *einzelnen* Stern zuverlässiger sind als Effektivtemperaturen, Schwerebeschleunigungen und Metallizitäten, die mit *photometrischen* Methoden bestimmt worden sind. Aus diesem Grund führen wir die vorgelegten Häufigkeitsanalysen grundsätzlich mit den Stellarparametern von Axer *et al.* (1994) durch – wobei die Schwerebeschleunigungen gegebenenfalls unter Berücksichtigung der neuerdings vorliegenden \triangleright HIPPARCOS-Parallaxen korrigiert worden sind. Jedoch: Sofern Sterne wie z.B. HD 6582, HD 22879, HD 45282 und HD 207978 sowie eine größere Zahl weiterer Sterne bereits von Fuhrmann (1998a) anhand besserer Spektren und verfeinerter Methoden neu analysiert worden sind, haben wir die neueren Parameter vorgezogen.

Effektivtemperaturen

Fuhrmann *et al.* (1994) vergleichen *spektroskopische* Effektivtemperaturen mit solchen, die aus der Anwendung verschiedener *photometrischer* Temperaturkalibrationsrelationen resultieren. Die Autoren finden systematische Abweichungen und eine große Streuung der photometrischen Effektivtemperaturen. Diese Streuung ist verständlich, wenn man bedenkt, daß die spektrale Flußverteilung und die Linienentstehung in kühlen Sternen zu komplex ist, als daß zu erwarten wäre, die Beziehung zwischen Effektivtemperatur und Farbindex relativ breitbandiger Filter (i.a. $> 50 \text{ \AA}$) ließe sich mit nur 2 bis 3 Meßgrößen eindeutig darstellen (beispielsweise *B*-, *V*-Band und $\delta(U - B)_{0.6}$ -Farbexzeß oder z.B. nur *V*- und *K*-Band). Dieses Problem ist bekannt, weshalb für die verschiedenen Kalibrationsrelationen Gültigkeitsbereiche festgelegt werden. Die Mehrdeutigkeit der aus Farben gewonnenen stellaren Indikatoren kann auf diese Weise jedoch immer noch nicht ausreichend aufgehoben werden (vgl. Fuhrmann 1993, S. 115ff). Hinzu kommt, daß zur Gewinnung der Kalibrationsformeln jeweils *homogene* Stichproben von Sternen gefunden werden müssen, deren absolute Effektivtemperatur bekannt ist.¹ Abgesehen von den Methoden zur Be-

¹Auf die Bestimmung von theoretischen Temperaturkalibrationsrelationen, beispielsweise mit Bezug auf die Modellatmosphären von Kurucz (1992b), gehen wir aufgrund unserer Genauigkeitsanforderungen erst gar nicht ein und verweisen auf Fuhrmann (1993, S. 124ff). Nissen und Edvardsson (1992) leiten z.B. ihre Kalibrationsrelation T_{eff} vs.

stimmung der absoluten Effektivtemperatur, die auf der Verwendung von Photosphärenmodellen oder der Identifikation und photometrischen Vermessung solarer Analogsterne (zur Nullpunktskalibration) beruhen, bereiten unentdeckte Doppelsterne und die unsichere interstellare Verfärbung in der Praxis große Probleme. Die Homogenität der Stichproben, die zur Gewinnung von Temperaturkalibrationsrelationen herangezogen werden, muß allein deshalb ernsthaft in Frage gestellt werden. Die Anwendung von photometrischen Kalibrationsrelationen bei einer sorgfältigen Untersuchung von *Einzelsternen* ist nicht angezeigt (Fuhrmann 1993, S. 117). Aufgrund dieser Überlegungen messen wir der von Fuhrmann (1993) bzw. Fuhrmann (1998a) angewendeten *Methode zur spektroskopischen Bestimmung* von Effektivtemperaturen größere Bedeutung bei. Unsere Entscheidung für diese spektroskopische T_{eff} -Skala ist insbesondere für die Streuung der von uns bestimmten [O/H]-Werte relevant, da sich die ermittelten Effektivtemperaturen methodenspezifisch um bis zu 250 K unterscheiden können. Im Rahmen der vorliegenden Untersuchung stellt sich allerdings heraus, und Fuhrmann (1998a) zeigt dies an einigen Beispielen (HD 45282, HD 207978), daß den Effektivtemperaturen, die von Axer *et al.* (1994) angegeben werden, ebenfalls beträchtliche systematische Fehler anhaften können.

Schwerebeschleunigungen

Gegen Schwerebeschleunigungen, die z.B. aus dem Index $(c_1 - \beta)$ (Nissen und Edvardsson 1992; Edvardsson *et al.* 1993a) abgeleitet werden, bestehen ähnlich motivierte Vorbehalte. Es hat sich jedoch herausgestellt, daß die von Axer *et al.* (1994) bestimmten Schwerebeschleunigungen erhebliche systematische Fehler aufweisen können. Unser Vergleich zwischen $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ für HD 140283 und HD 74000 (Abb. Abb. 6.16 auf S. 255 liefert erste Indizien für zum Teil bedeutende systematische Fehler der auf dem LTE-Ionisationsgleichgewicht von Eisen beruhenden Schwerebeschleunigungen von Axer *et al.* (1994). Prinzipiell kann $\log g$ auch aus der Relation $[\text{O}/\text{H}]_{7773} = [\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ abgeleitet werden. Jedoch reicht die Genauigkeit unserer aus der OH A-X-Bande abgeleiteten Sauerstoffhäufigkeiten nicht aus, um mit der Methode von Axer *et al.* (1994) zur Bestimmung von Schwerebeschleunigungen ernsthaft konkurrieren zu können. Abgesehen von der beobachtungstechnisch ungünstigeren Ausgangslage – die OH-Linien befinden sich im linienreichen ultravioletten Spektralbereich – hängt zum einen das Dissoziationsgleichgewicht von OH empfindlich von der Effektivtemperatur ab, zum anderen werden die OH-Linien wegen ihrer Elektronendruckempfindlichkeit von der vorausgesetzten Metallizität beeinflusst. Die aus Fe II-Linien im visuellen Spektralbereich ermittelte Metallizität hängt wiederum von der zugrundegelegten Schwerebeschleunigung ab.

Axer *et al.* (1994, S.908) weisen darauf hin, daß die Fe II/Fe I-Gleichgewichtsmethode bereits im Hinblick auf \triangleright NLTE-Effekte problematisch ist. NLTE-Rechnungen von Steenbock (1985) und Gehren *et al.* (1991) deuten auf einen signifikanten Überionisierungseffekt von Fe I hin, der sich mit abnehmender Metallizität (das photoionisierende UV-Strahlungsfeld nimmt zu) und abnehmender Schwerebeschleunigung (Verringerung der Raten thermalisierender inelastischer Stöße) verstärkt. Die berechneten NLTE-Effekte für Fe I sind allerdings klein und wegen ihrer Abhängigkeit von der Komplexität des zugrundeliegenden Atommodells unsicher. Es ist jedoch bemerkenswert, daß nach der Abschätzung von Axer *et al.* die Schwerebeschleunigung z.B. für HD 140283 im NLTE-Fall um +0.3 dex korrigiert werden müßte – die korrigierte Schwerebeschleunigung entspricht demnach fast dem Wert, den Fuhrmann *et al.* (1997) im Rahmen ihrer verbesserten $\log g$ -Bestimmungsmethode (s.u.) ermitteln².

¹ $b - y$ ebenfalls aus einem Gitter synthetischer Spektren ab. Diese Vorgehensweise ist aus unserer Sicht fragwürdig.

² Für HD 19445 geben Axer *et al.* (1994) eine NLTE-Korrektur für $\log g$ von +0.15 dex an, während Fuhrmann *et al.* (1997) $\Delta \log g = -0.16$ bzw. $\log g = 4.36$ erhalten. Die Ursache für diese Unstimmigkeit ist in der fehlerhaft

Seit der Arbeit von Axer *et al.* (1995) sind einige Sterne aus dem Programm von Axer *et al.* (1994) von Fuhrmann (1996, 1998, priv. Mitteilung) mit dem FOCES-Spektrographen (Pfeiffer *et al.* 1998) erneut beobachtet und analysiert worden. Die Neuanalyse³ von Procyon führte zur Revision der Bestimmungsmethode für die Schwerebeschleunigung (Fuhrmann *et al.* 1997). Die revidierten Schwerebeschleunigungen haben sich jüngst anhand der von HIPPARCOS gemessenen trigonometrischen Parallaxen bewähren können (Fuhrmann 1998a). Die neue Methode basiert auf der Druckempfindlichkeit von Dämpfungsflügeln starker neutraler Linien (z.B. das Mg I b -Triplet). Zunächst wird die Magnesiumhäufigkeit anhand einer schwachen Mg I -Linie (z.B. Mg I 5711) bestimmt, wobei adäquate Verbreiterungsprofile ebenfalls festzulegen sind, und schließlich wird $\log g$ so eingestellt, daß die theoretischen Profile der Mg I b -Linien mit den beobachteten Linienflügeln übereinstimmen. Bei diesem Verfahren wird auf konsistente Fe I- und Fe II-Häufigkeiten verzichtet. Die neuen Analysen zeigen tendentiell, daß die spektroskopisch bestimmten Effektivtemperaturen von Fuhrmann (1993) nur geringfügig ($\Delta T_{\text{eff}} < 100$ K) korrigiert werden müssen⁴, während die Korrekturen von $\log g$ bis zu 0.4 dex betragen können (z.B. Procyon, HD 140283, HD 19445).

Da zahlreiche der von Axer *et al.* (1994) bestimmten Schwerebeschleunigungen deutlich von den aus HIPPARCOS-Parallaxen abgeleiteten $\log g$ -Werten abweichen (vgl. Nissen *et al.* 1997), verwenden wir letztere bei der Analyse des O I 7773-Tripletts und der [O I] 6300-Linie. Zur Bestimmung der Schwerebeschleunigung aus trigonometrischen Parallaxen wird die Sternmasse benötigt. Die Sternmasse wurde unter Vorgabe von T_{eff} , [Fe/H], [O/Fe] und M_{bol} anhand der Entwicklungswegrechnungen von VandenBerg und Bell (1985) bestimmt.⁵ Die OH A-X-Banden wurden noch – mit Ausnahme von HD 45282 und HD 22879 – unter Verwendung der Schwerebeschleunigungen von Axer *et al.* (1994) analysiert. Für einige Sterne (HD 31128, CD – 33 3337) ergeben sich jedoch bei Berücksichtigung von HIPPARCOS-Parallaxen Unstimmigkeiten zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$, die darauf hinweisen, daß die von Fuhrmann (1993) bestimmten Effektivtemperaturen in einigen Fällen – insbesondere wenn die Qualität der Beobachtungsdaten unzureichend war (Fuhrmann 1998, priv. Mitteilung) – nicht repräsentativ sind.

Metallhäufigkeiten

Axer *et al.* (1994) finden für zahlreiche Sterne *systematisch* höhere Eisenhäufigkeiten als in der Literatur angegeben wird. Eine Ursache dafür sehen sie in den zum Teil systematisch niedrigeren Effektivtemperaturen anderer Autoren. So verwenden Tomkin *et al.* (1992) photometrische Effektivtemperaturen, die bis zu 250 K niedriger sind als die spektroskopischen Temperaturen von Fuhrmann *et al.* (1993). Der Trend zu systematisch niedrigeren photometrischen Temperaturen scheint sich bei metallärmeren Sternen zu verstärken (vgl. Fuhrmann 1993, Tab. 6.10, S. 54). Tomkin *et al.* erhalten speziell bei metallarmen Sternen niedrigere Eisenhäufigkeiten als Axer *et al.* (vgl. Axer

bestimmten Schwerebeschleunigung von Axer *et al.* zu suchen. Die Analyse von Axer *et al.* stützt sich nur auf 10 Eisenlinien, während Fuhrmann *et al.* 16 Fe I- und 3 Fe II-Linien zur Verfügung stehen. Letztere erhalten deshalb aus dem Ionisationsgleichgewicht $\log g=4.12$ (4.52 geben Axer *et al.* an).

³Steffen (1985) ermittelt eine auf dem Ionisationsgleichgewicht beruhende geringere Schwerebeschleunigung. Dabei verwendet er ebenfalls eine *spektroskopisch* bestimmte Temperatur von ≈ 6500 K.

⁴In einigen Fällen, wie z.B. bei HD 45282, sind Korrekturen von mehr als 100 K erforderlich. Die Ursache dafür kann in dem spektroskopischen Datenmaterial von Fuhrmann (1993) gesehen werden. Die Spektren hatten teilweise schlechteres S/N , geringere spektrale Auflösung und – ein sehr wichtiger Punkt – lagen zum Teil nur für kleinere Spektralausschnitten ($\lambda\lambda \lesssim 120$ Å) vor. Daß Fuhrmann (1998a) allerdings für HD 207978 (15 Peg) eine über 250 K höhere Effektivtemperatur bestimmt, als Fuhrmann (1993) kann wegen der Helligkeit dieses Sterns jedoch nicht auf mangelndes S/N zurückgeführt werden.

⁵In einigen Fällen wurden die von Nissen *et al.* (1997) aus HIPPARCOS-Parallaxen abgeleiteten $\log g$ -Werte übernommen.

et al. 1994, Fig. 8.). Ähnliches kann über die Temperaturen und Eisenhäufigkeiten von Abia und Rebolo (1989) gesagt werden (siehe Abb. 6.8 auf S. 227). Es ist zu bedenken, daß zu kleine Eisenhäufigkeiten überschätzte [O/Fe]-Verhältnisse nach sich ziehen. Im nächsten Abschnitt wird die in Abb. 6.8 dargestellte Korrelation zwischen den Differenzen $\Delta[\text{Fe}/\text{H}]$ und $\Delta[\text{O}/\text{Fe}]$ diskutiert. Das Diagramm hilft zwar nicht bei der Aufklärung von diskrepanten Sauerstoffhäufigkeiten $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ bzw. $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$, weil diese kaum von $[\text{Fe}/\text{H}]$ abhängen (über den Elektronendruck), aber wir erhalten ein Indiz dafür, daß die [O/Fe]-Verhältnisse von Abia und Rebolo (1989) aufgrund der verwendeten photometrischen Temperaturskala und folglich der zu niedrigen Eisenhäufigkeiten deutlich zu groß sind.

Von der $\log g$ -Bestimmungsmethode hängen auch die abgeleiteten Eisenhäufigkeiten ab. $[\text{Fe I}/\text{H}]$ und $[\text{Fe II}/\text{H}]$ können sich unterscheiden, und es stellt sich die Frage, welches Ion zur Bestimmung der Eisenhäufigkeit unter Annahme von LTE am besten geeignet ist. Eisenatome sind in sonnenähnlichen Sternen zu 95% ionisiert. Dies rechtfertigt die Annahme, daß Fe II-Linien wesentlich geringer von NLTE-Effekten oder einer ungeeigneten Temperaturschichtung beeinflusst werden als Fe I-Linien. Wir gehen im Fall der neuen $\log g$ -Bestimmungsmethode von Fe II als Metallizitätsindikator aus, müssen aber berücksichtigen, daß Elementhäufigkeiten, die sich auf *Eisen* beziehen, *nicht grundsätzlich* mit $[\text{Fe II}/\text{H}]$ ins Verhältnis gesetzt werden sollten. Dies wird einsichtig, wenn man die Reaktion bestimmter Linien bzw. Liniengruppen auf Änderungen der Stellarparameter betrachtet. Beispielsweise ist es angezeigt, aus Mg I-Linien abgeleitete Magnesiumhäufigkeiten auf $[\text{Fe I}/\text{H}]$ zu beziehen, weil beide Mg I- und Fe I-Linien in gleicher Weise von Änderungen der Temperatur betroffen sind (Fuhrmann *et al.* 1997). Für die aus dem O I 7773-Triplett bestimmten Sauerstoffhäufigkeiten stellt sich die Situation anders dar: Eine höhere Temperatur führt zu einem *kleineren* $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Wert, aber zu einer *größeren* indikatorspezifischen Eisenhäufigkeit $[\text{Fe I}/\text{H}]$. Ein Fehler in T_{eff} würde bei $[\text{O I 7773}/\text{Fe I}]$ einen größeren Fehler bewirken als bei $[\text{O I 7773}/\text{Fe II}]$. Sauerstoffhäufigkeiten, die anhand des O I 7773-Triplets bestimmt wurden, sollten demnach auf Fe II-Häufigkeiten bezogen werden. Demgegenüber empfiehlt es sich, die aus der OH A-X-Bande bestimmten Sauerstoffhäufigkeiten auf Fe I-Häufigkeiten zu beziehen, da beide Liniengruppen bei Änderung der Temperatur (auch bei Änderung der Temperaturschichtung) vergleichbare Empfindlichkeiten aufweisen.

Die Eisenhäufigkeit reicht bei Sternphotosphären, die mit den α -Elementen Mg und Si angereichert sind, nicht aus, um die \triangleright Metallizität festzulegen. Zur Erzeugung synthetischer Spektren müssen die (*absoluten*) Häufigkeiten aller Elektronendonatoren bekannt sein: Si und Mg stellen neben Fe aufgrund vergleichbarer Ionisationsenergien und Häufigkeiten (Tab. 2.1 auf S. 16) die wichtigsten Elektronendonatoren in F- und G-Sternen. In Halosternen findet man Si/Fe- und Mg/Fe-Verhältnisse, die bis ≈ 0.4 dex größer sind als die solaren Verhältnisse (Fuhrmann *et al.* 1995; Edvardsson *et al.* 1993a). Entsprechend ist die *absolute* Magnesiumhäufigkeit $\varepsilon_*(\text{Mg})$ im Verhältnis zu $\varepsilon_*(\text{Fe})$ erhöht. Der Elektronendruck verringert sich zwar oberhalb der Wasserstoffionisationszone mit abnehmender Metallizität, aber für Sterne mit moderaten subsolaren Metallhäufigkeiten ist der relative Anstieg der Si- und Mg-Häufigkeit relevant, und zwar umso mehr, je kühler und entwickelter diese Sterne sind. Z.B. verringert sich bei HD 45282 die aus den OH A-X-Banden ermittelte Sauerstoffhäufigkeit um 0.2 dex, wenn anstelle von $[\text{Mg}/\text{Fe}] = 0.4$ keine Magnesiumüberhäufigkeit angenommen wird. Die meisten der OH A-X-Linien entstehen in einem Bereich von $\log \tau_0 \approx -1$. Dort, außerhalb der Wasserstoffionisationszone, wird H^- nach Maßgabe der von den Metallen abgegebenen Elektronen gebildet. Je größer der angesetzte $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ -Wert für das Modell, desto höher ist der errechnete Elektronendruck, der sich seinerseits auf den Molekülpartialdruck von OH auswirkt (siehe Abb. A.2 auf S. 303). Dies hat zur Folge, daß wir eine höhere [O/Fe]-Häufigkeit annehmen müssen, um das beobachtete Spektrum zu reproduzieren. Daß wir diesen Effekt bei kühlen Sternen wie HD 45282 ausgeprägt beobachten, ist aber auch eine Fol-

ge der geringen Ionisationsenergie von H^- . Für die Analyse der [O I] 6300-Linie, deren Ergebnis ebenfalls stark vom Dichteprofil der H^- -Absorber abhängt und deshalb empfindlich auf $\log g$ reagiert (Tab. 6.5 auf S. 272), ist die Berücksichtigung realistischer Mg/Fe-Verhältnisse wesentlich. Die vorliegenden Analysen haben wir mit Modellphotosphären durchgeführt, bei denen grundsätzlich ab $[Fe/H] < -0.6$ α -Elementhäufigkeiten von $[Mg/Fe]=[Si/Fe]= 0.4$ dex angenommen wurden. Für Sterne mit höheren Metallhäufigkeiten wurden die von Fuhrmann (1998a) ermittelten [Mg/Fe]-Verhältnisse verwendet⁶.

Mikroturbulenz

Mit ihrer $\log g$ -Bestimmungsmethode und auf der Basis der besseren FOCES-Spektren erhalten Fuhrmann *et al.* (1997) bzw. Fuhrmann (1998a) auch andere Mikroturbulenzparameter als Axer *et al.* (1994). Allerdings ist die Mikroturbulenz für die [O I] 6300-, O I 7773- und OH A-X-Linien weniger kritisch als für Fe-Linien, weil O- und OH-Linien aufgrund der viermal kleineren Atom- bzw. Molekülmasse im wesentlichen thermisch verbreitert sind. Änderungen von ξ_{mic} in der Größenordnung von 0.5 km s^{-1} sind zwar für die Bestimmung der Eisenhäufigkeit relevant, aber unsere Testrechnungen ergeben für das O I 7773-Triplett einen deutlich geringeren Effekt (vgl. Abb. 6.3 auf S. 211). Die Konsequenzen für die OH A-X-Bande müssen wir differenzierter betrachten, weil die Hydridlinien mit zahlreichen Metalllinien blenden, die gegebenenfalls nicht korrekt verbreitert sind (siehe Abb. 3.19 auf S. 96).

Fuhrmann (1998a) findet – entgegen eines zunächst anderslautenden Befunds⁷ von Axer *et al.* (1994) – eine Korrelation von Effektivtemperatur, Entwicklungszustand und Mikroturbulenz (Fuhrmann 1998a, Fig. 5). In der Literatur wird der für die Häufigkeitsbestimmung wichtige Mikroturbulenzparameter oft angenommen, wobei aufgrund der beobachteten Verteilung von Mikroturbulenzen (siehe Axer *et al.* 1994, Fig. 11.) ein Wert von 1.5 km s^{-1} empfohlen wird (Magain 1989). Welche Konsequenzen sich daraus für die Einzellinienhäufigkeiten ergeben, hängt von der Position der Linien auf der \triangleright Wachstumskurve ab, also von der Äquivalentbreite und der thermischen Verbreiterung. Axer *et al.* gehen davon aus, daß die Annahme einer konstanten Mikroturbulenz für metallarme Sterne nicht gerechtfertigt ist und eine systematisch größere Streuung der abgeleiteten Eisenhäufigkeiten verursachen kann. Wir verwenden in der vorliegenden Untersuchung die Mikroturbulenzparameter von Axer *et al.* (1994) bzw. Fuhrmann (1998a).

Zusammenfassung

Die Bestimmung der stellaren Sauerstoffhäufigkeiten basiert auf Stellarparametern von Fuhrmann (1993) und Axer (1993) sowie Fuhrmann (1998a). Mit Ausnahme der Untersuchung der OH A-X-Banden werden die Schwerebeschleunigungen von Axer *et al.* (1994) anhand von HIPPARCOS-Parallaxen korrigiert (vgl. Tab. C.1 auf S. 315). Wir haben jeweils die aktuellsten *spektroskopisch* bestimmten Parameter verwendet.⁸ In den Tabellen 6.6 und 6.7 auf den Seiten 273 bzw. 274 sind die verwendeten Stellarparameter angegeben. Tab. C.1 enthält außerdem stellaren Parameter aus der Literatur.

Für die Korrekturen gegenüber den von Axer *et al.* (1995) tabellierten Parametern sind folgende Gründe maßgeblich:

⁶Beispielsweise wurde für HD 207978 eine Magnesiumüberhäufigkeit von $[Mg/Fe] = 0.21$ vorausgesetzt.

⁷Siehe Axer *et al.* (1994, Fig. 12.).

⁸Einige der von Fuhrmann (1996, priv. Mitteilung) ermittelten *vorläufigen* Parameter haben zwischenzeitlich eine Revision erfahren und können von den jüngst von Fuhrmann *et al.* (1997) bzw. Fuhrmann (1998a) angegebenen Werten abweichen.

- Die von Fuhrmann *et al.* (1997) und Fuhrmann (1998a) analysierten FOCES-Spektren sind hinsichtlich S/N und spektraler Auflösung von besserer Qualität als die Spektren, die Axer *et al.* zur Verfügung standen.
- die FOCES-Spektren überdecken fast den gesamten visuellen Spektralbereich. Während Axer *et al.* im allgemeinen nur wenige ausgeprägte Fe I-Linien und Fe II-Linien zur Verfügung standen, basieren die neuen Analysen von Fuhrmann *et al.* und Fuhrmann (1998a) auf deutlich mehr Eisenlinien. Axer *et al.* (1994) verwenden zum Teil nur 4 ... 10 Fe I-Linien und gelegentlich sogar nur *eine* Fe II-Linie (vgl. Axer *et al.* 1994, Tab. 2, Spalte 11). Entsprechend unsicher können die ermittelten Schwerebeschleunigungen, Metallizitäten und Mikroturbulenzen sein.
- Fuhrmann *et al.* (1997) zeigen, daß die Schwerebeschleunigungen aus dem Fe II/Fe I-Ionisationsgleichgewicht systematisch kleinere Schwerebeschleunigungen liefern, als die Bestimmung anhand eines Vergleichs breiter Linienflügel neutraler Metalle. Die aus Fe II-Linien abgeleiteten Eisenhäufigkeiten weichen hingegen nicht so stark von jenen Metallizitäten ab, die aus dem Fe II/Fe I-Ionisationsgleichgewicht bestimmt worden sind.

6.2 Analysen des O I 7773-Tripletts

6.2.1 Messung der Äquivalentbreiten

Die Analyse der in Abb. 5.2 auf S. 156 gezeigten O I 7773-Tripletts stützt sich auf Äquivalentbreiten, die einerseits durch Anpassung von synthetischen Profilen bestimmt wurden, andererseits direkt integriert worden sind (vgl. Tab. 6.1).

<i>Integration</i>	beobachtete Profile des rektifizierten Spektrums werden über etwa 2 ... 3 FWHM integriert. <i>Vorteil:</i> Eine Bestimmung der Verbreiterungsprofile (Rotation, Makroturbulenz und Instrumentenprofil) ist nicht notwendig. Die O I 7773-Linien sind in kühlen Sternen ungesättigt, so daß zu eng gesetzte Integrationsgrenzen i.a. keine Gefahr darstellen. <i>Nachteil:</i> Blends und augenscheinliche Artefakte z.B. Interferenzstrukturen werden nicht richtig berücksichtigt. Äquivalentbreiten können zudem empfindlich von der Festlegung des Kontinuums abhängen.
<i>Profilvergleich</i>	ein Gitter von NLTE-Profilen zu verschiedenen Sauerstoffhäufigkeiten wird zunächst über das Triplet gelegt, um für jede Linie eine mittlere Einzellinienhäufigkeit und einen Fehler zu bestimmen. Die theoretischen Profile sind dabei entsprechend der aus Th-Ar-Linien ermittelten spektralen Auflösung mit einem Gauß-Profil verbreitert worden. Die Parameter v_{Sini} , Ξ_{mac} und v_{Instr} für das gaußförmige Verbreiterungsprofil wurden nach Möglichkeit interaktiv angepaßt. Die Ergebnisse von Profilvergleichen hängen ebenfalls von der Festlegung des Kontinuums ab. Oft ist es allerdings möglich, das Kontinuum nach Maßgabe der beobachteten und theoretischen Linienprofile zu skalieren. Dies läßt sich umso besser realisieren, je höher die spektrale Auflösung ist und je mehr Linien sich in dem betrachteten Spektrum befinden. Im Falle des O I 7773-Tripletts ist eine Kontinuumskorrektur, die sich an Linienprofilen und Hochpunkten des Spektrums orientiert, nur bei solchen Spektren möglich, die wenig Interferenzstrukturen und ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis aufweisen. <i>Vorteil:</i> Blends können berücksichtigt werden (siehe Abb. 3.20) und Artefakte über die sonst integriert werden würde, lassen sich meist ignorieren. <i>Nachteil:</i> das Verbreiterungsprofil ist nicht immer repräsentativ, und die Methode ist nicht anwendbar, wenn die spektrale Auflösung zu niedrig ist.

Die Genauigkeit der Äquivalentbreiten hängt in jedem Fall von der Lage des gesetzten Kontinuums ab, wobei drei Faktoren bestimmend sind: das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, die Präsenz und Identifikation tellurischer Linien sowie ungenügend beseitigte Interferenzstrukturen, welche das beobachtete Spektrum auf kleiner Wellenlängenskala modulieren. Gemäß $\Delta W \approx 2 \cdot \text{FWHM} \cdot \Delta r$ läßt sich der absolute Äquivalentbreitenfehler einer ungesättigten Linie abschätzen. Sofern das Kontinuum nur rauschlimitiert ist, wird der 1σ -Fehler des gesetzten Kontinuums $\Delta r = 1/(S/N)$ betragen. Bei einem typischen S/N von 100 entspricht dies einem Fehler von 1%. Wenn die auflösungsbedingte Linienbreite (FWHM), wie bei unseren Beobachtungen, 130... 250 mÅ beträgt, dann resultiert daraus ein Äquivalentbreitenfehler von 3 ... 5 mÅ. Wir können den durch Interferenzstrukturen bedingten Fehler lediglich abschätzen. Die in Tab. 6.1 angegebenen Äquivalentbreiten wurden jeweils für zwei alternativ festgelegte Kontinua bestimmt und anschließend für jede Linie gemittelt.

Tabelle 6.1 Äquivalentbreiten der in Abb. 5.2 dargestellten O I 7773-Linien. Die Äquivalentbreiten für O I 7772, 7774 und 7775 werden in in mÅ angegeben. Werte, die in Spalte 5 mit einem Quellenverweis versehen sind, stammen aus der Literatur. Einige der von uns gemessenen Äquivalentbreiten werden in Spalte 5 mit den Messungen von Clegg *et al.* (1981) (a), Abia und Rebolo (1989) (b), Edvardsson *et al.* (1993b) (c), Tomkin *et al.* (1992) (d), Cavallo *et al.* (1997) (e) und Sneden *et al.* (1979) (f) verglichen. Unsere Elementhäufigkeitsanalyse wurde mit den Äquivalentbreiten (W_{fit}) (Spalte 3) durchgeführt, die anhand von Profilvergleichen gemessen worden sind.

Objekt	S/N	W (fit)	W (integ.)	Bemerkung
HD 3567	67	49.8/ 42.5/ 30.6	51.5/ 44.5/ 37.5	55/ 45 / 39 (b)
HD 6434	110	76.6/ 64.7/ 47.9	73.3/ 52.5/ 50.8	65.7/ 61.3/ 43.8 (c)
HD 6582	377	32.7/ 25.9/ 18.1	33.3/ 26.4/ 18.6	29/ 23/ 17 (a)
HD 7983	96	64.6/ 55.8/ 40.5	67.6/ 66.5/ 40.3	
HD 19445	94	<18.9/ <14.8/ <10.6	(21.7/ 16.3/ 11.8)	15/ 15/ 9 (b)
HD 20807	133	68.6/ 58.7/ 45.6	73.1/ 61.8/ 51.9	67.8 56.9 46.4 (c)
HD 22879	119	66.0/ 51.7/ 41.2	72.4/ 59.0/ 43.8	61.3/ 52.6/ 39.0 (c)
HD 31128	94	31.4/ 22.1/ 17.9	28.6/ 21.3/ 20.3	
HD 45282	111	25.1/ <19.0	29.8/ 19.0	20.1/12.2/12.2 (e)
HD 46341	100	57.4/ 48.6/ 36.0	59.5/ 55.2/ 38.2	
HD 51929	91	73.4/ 61.1/ 47.1	79.2/ 67.7/ 48.0	68.9/ 58.6/ 43.2 (c)
HD 64090		10.4/ 7.4/ 3.5		Tomkin <i>et al.</i> (1992) 15.0/ 11.0 (b)
HD 69611	75	82.6/ 66.6/ 49.7	88.6/ 72.2/ 51.7	78.5/ 66.0/ 53.4 (c)
HD 74000	42	<24.6/ <23.1	(30.0/ 20.0)	15.7/10.3/6.5 (d)
HD 87140		19.8/ 14.4/ 12.7		Tomkin <i>et al.</i> (1992)
HD 88261	99	74.1/ 61.1/ 47.9	72.0/ 58.0/ 46.0	
HD 102200	84	46.8/ 36.8/ 28.5	50.0/ 39.0/ 28.5	
HD 106516		102.0/ 87.0/ 71.0		87/80/59 (f)
HD 108177		31.8/ 24.9/ 11.8		Tomkin <i>et al.</i> (1992)
HD 128279	≈ 100	<12.4/ <8.5	(12.0/ 8.5)	7.4/5.1/6.9 (e)
HD 140283	≈ 100	<13.5/ <10.5	(10.5/ 8.7)	7/ 4/ (b)
HD 188510		13.8/ 13.9/ 7.5		Tomkin <i>et al.</i> (1992)
HD 189558	87	43.8/ 35.7/ 27.3	54.9/ 38.6/ 33.6	
HD 193901	88	32.6/ 24.9/ 17.4	37.8/ 22.8/ 14.4	44/ 27/ 25 (b)
HD 194598		42.4/ 37.1/ 26.7		Tomkin <i>et al.</i> (1992)
HD 196892	93	63.0/ 56.1/ 38.9	64.1/ 53.9/ 38.1	
HD 198245	99	63.1/ 56.9/ 38.6	53.3/ 52.5/ 34.2	
HD 199288	121	61.4/ 54.5/ 40.1	59.5/ 55.2/ 38.2	65/ 54/ 40 (b)
HD 201889		65.0/ 54.0/ 40.0		Abia und Rebolo (1989)
HD 201891		58.0/ 44.0/ 33.0		Abia und Rebolo (1989)
HD 203608	149	73.2/ 63.6/ 46.7	73.3/ 70.7/ 50.1	70.7/ 59.0/ 42.9 (c)
HD 205582	106	86.6/ 75.4/ 58.6	86.6/ 75.4/ 58.6	
HD 205650	91	47.8/ 35.6/ 28.6	48.6/ 30.4/ 28.7	
HD 207978	260	104.6/ 89.6/ 70.2	109.2/ 94.6/ 73.0	98/ 76/ 66 (a)
HD 211998	147	25.9/ 21.1/ 13.5	28.4/ 23.5/ 15.0	
HD 219617	96	32.1/ 24.9/ 17.7	29.2/ 20.5/ 23.5	39/ 29/ 19 (b)
HD 224930	291	43.1/ 35.4/ 26.7	47.3/ 36.7/ 28.2	42/ 34/ 24 (a)
HD 233511		28.4/ 26.0		Tomkin <i>et al.</i> (1992)
HD 284248		42.1/ 22.4/ 17.1		Tomkin <i>et al.</i> (1992)
BD -01 306	96	45.8/ 39.0/ 29.1	49.7/ 43.0/ 32.5	
BD +17 4708		51.0/ 39.0/ 32.0		Abia und Rebolo (1989)
BD +26 2606		13.0/ / 8.0		Abia und Rebolo (1989)
BD +26 3578		16.1/ 14.6/ 9.0		Tomkin <i>et al.</i> (1992)
BD +37 1458		13.9/ 9.6		Tomkin <i>et al.</i> (1992)
BD +66 268		5.0/ 5.0		Tomkin <i>et al.</i> (1992)
BD +72 94		30.7/ 22.6/ 21.0		Tomkin <i>et al.</i> (1992)
CD -33 3337	95	54.1/ 43.3/ 28.6	58.0/ 40.8/ 27.6	
Procyon	761	175.0/ 154.0/ 126.0	180.0/ 158.0/ 132.0	170/151/127 (c)

Tabelle 6.2 Äquivalentbreiten von O I 7772, 7774 und 7775 aus den FOCES-Spektren von Fuhrmann (1998a) (siehe Abb. 5.3 auf S. 157).

Objekt	W [mÅ]	Bemerkung
HD 3079	98/78.5/70	
HD 16895 θ Per	116/102/82	Clegg <i>et al.</i> (1981)
HD 18803 51 Ari	75/69.4/49.5	
HD 20619	57.2/53/39	
HD 75732 ρ^1 Cnc	50.7/46.3/34.4	
HD 95128 47 UMa	89.5/71.5/61	
HD 102870 β Vir	121/111.4/85.5	
HD 103095	7.1/5.5/3.3	Tomkin <i>et al.</i> (1992)
	18/13/–	FOCES (verrauscht)
	10/8/5	verwendet
HD 109358 β CVn	73/59/48	
HD 114762	75.7/58.8/54.5	
HD 117176 70 Vir	61/56/43	
HD 120136 τ Boo	169.8/150.5/128.7	
HD 121370 η Boo	160/146/114	
HD 141004 λ Ser	91.5/74.9/59	
HD 143761 ρ CrB	82/69/52	
HD 153597 19 Dra	125.7/110.1/89.5	
HD 154345	43.5/39.0/29.2	
HD 157214 72 Her	81.8/64.5/50.7	
HD 161797 μ Her	82.4/76/61	
HD 165401	80.7/73/54	
HD 168151 36 Dra	138/117/101	
HD 182572 31 Aql	85/72/58	
HD 184499	83/70/50	
HD 186408 16 Cyg A	83/74/60.3	
HD 186427 16 Cyg B	74/66/53	
HD 187691 o AqL	122/104/90	
HD 187923	77.1/72.2/56	
HD 190360	71.7/62.9/50.1	
HD 210277	65.2/61.3/47.7	
HD 217014 51 Peg	84.1/74.5/63.4	
HD 222368 i Psc	116.5/107.5/86.5	

6.2.2 Ergebnisse der differentiellen NLTE-Analyse

Die O I 7773-Tripletlinien wurden in der vorliegenden Arbeit *konsequent differentiell* zur Sonne analysiert, wobei LTE und NLTE mit zwei verschiedenen Wasserstoffstoßraten angenommen worden ist. Die Methode der differentiellen Analyse wird in Abschnitt 2.3 auf S. 30 erläutert. Das Attribut *konsequent* soll im Zusammenhang mit der vorliegenden Häufigkeitsanalyse darauf hinweisen, daß sich die von uns bestimmten stellaren LTE-Einzellinienhäufigkeiten auf die solare LTE-Einzellinienhäufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.98$ (Tab. 3.6 auf S. 110, GRS88-Modell) beziehen, während die stellaren NLTE-Häufigkeiten auf die solare NLTE-Häufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.87$ (für $S_H = 0$) oder $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.94$ (für $S_H = 5$) bezogen werden.⁹ Deshalb ergeben sich bei Sternen, deren O I 7773-Triplett den *gleichen* NLTE-Effekt aufweisen wie die Sonne, Änderungen der $[O/H]_{7773}$ - bzw. $[O/Fe]_{7773}$ -Werte, wenn anstelle einer NLTE-Analyse eine LTE-Analyse durchgeführt wird.

Abb. 6.1 stellt die ermittelten NLTE-Häufigkeiten¹⁰ $[O/Fe]$ gegen die Eisenhäufigkeit $[Fe/H]$ dar.

⁹Eine differentielle NLTE-Analyse, die sich auf die LTE-Einzellinienhäufigkeit in der Sonne bezieht – wie z.B. Kismann (1993) – ist in diesem Sinne *nicht konsequent*.

¹⁰Die NLTE-Analyse erfolgte mit dem Standardmodell *ohne* Berücksichtigung von Wasserstoffstößen.

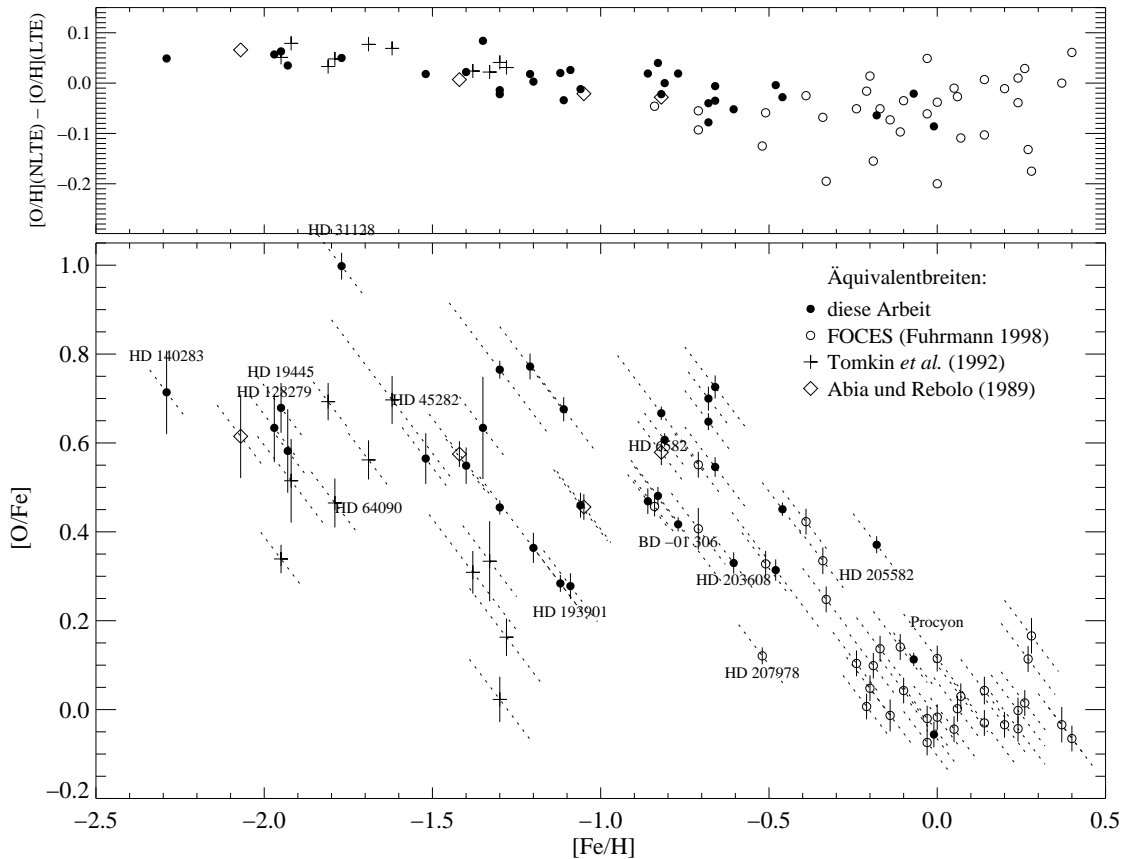


Abbildung 6.1 Aus dem O I 7773-Triplett ermittelte Sauerstoffüberhäufigkeiten $[O/Fe]$. Bei der Analyse wurden Stellarparameter von Fuhrmann (1998a) bzw. Axer *et al.* (1994) verwendet, wobei die Schwerebeschleunigungen aus HIPPARCOS-Parallaxen abgeleitet worden sind. *Unten*: Mittelwerte der *differentiellen* NLTE-Einzellinienhäufigkeiten (keine Berücksichtigung von Wasserstoffstöße). Die *durchgezogenen* Fehlerbalken entsprechen nur der abgeschätzten Unsicherheit der Äquivalentbreitenmessung; systematische $[O/H]$ -Fehler, die auf inadäquate Stellarparameter zurückgeführt werden müssen, wurden nicht berücksichtigt. *Gepunktete* Fehlerbalken entsprechen den Fehlern von $[Fe/H]$. *Oben*: Vergleich der Ergebnisse der *differentiellen* LTE-Analyse mit der *differentiellen* NLTE-Analyse (kein NLTE-Effekt). Den reinen NLTE-Effekt erhält man durch Addition des auf die GRS88-Photosphäre bezogenen NLTE-Effekts von -0.11 dex. Der NLTE-Effekt führt zwar grundsätzlich zu kleineren *absoluten* Häufigkeiten; da die NLTE-Effekte jedoch in extrem metallarmen Sternen kleiner sind als in der Sonne, ergeben sich teilweise höhere *differentielle* Häufigkeiten. Mit \circ werden $[O/Fe]_{7773}$ -Werte markiert, die aus FOCES-Spektren von (Fuhrmann 1998a) abgeleitet worden sind.

Darüber sind die Abweichungen zwischen *differentiellen* NLTE- und LTE-Häufigkeiten aufgetragen. Die Unterschiede sind kleiner als die entsprechenden NLTE-Effekte hinsichtlich *absoluter* Einzellinienhäufigkeiten, da jeweils ein auf die GRS88-Photosphäre bezogener NLTE-Effekt für das solare O I 7773-Triplett zu veranschlagen ist (vgl. Tab. 3.6 auf S. 110). Tab. C.1 auf S. 315 sind die verwendeten stellaren Parameter und abgeleiteten $[O/H]$ -Werte zu entnehmen. Tabelle 6.6 enthält die in Abb. 6.1 dargestellten $[O/Fe]$ -Werte und vergleicht mit Sauerstoffhäufigkeiten, die wir aus anderen Indikatoren ermittelt haben.

In Abb. 6.1 fällt auf, daß aus den Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.* (1992) systematisch kleinere Häufigkeiten ermittelt werden als aus den Äquivalentbreiten von Sneden *et al.* (1979), Abia und Rebolo (1989) und von uns. Haben diese Sterne intrinsisch kleinere O/Fe-Verhältnisse oder sind

die Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.* systematisch kleiner? Letzteres könnte ein Grund für die kleineren Sauerstoffhäufigkeiten sein, denn unsere Äquivalentbreiten sind in den vergleichbaren Fällen um bis zu 10% kleiner als die Äquivalentbreiten von Abia und Rebolo¹¹, aber systematisch größer als die Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.* (1992). Fuhrmann (1993) findet ebenfalls, daß die Fe-Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.* systematisch kleiner sind.

Wenn man unsere Spektren in Abb. 5.2 mit den bei Tomkin *et al.* (1992) dargestellten Spektren vergleicht (vgl. Fig. 1 und 2 bei Tomkin *et al.*), so läßt sich feststellen, daß die Autoren das Kontinuum niedriger ansetzen als wir. Tomkin *et al.* vergleichen ihre Äquivalentbreiten mit denen von Abia und Rebolo (1989) (Fig. 4 bei Tomkin *et al.*) und stellen dabei fest, daß ihre Äquivalentbreiten systematisch $\approx 20\%$ kleiner sind. King (1993) behauptet, daß die Äquivalentbreiten von Abia und Rebolo systematisch 25% zu groß sind.¹²

Verrauschte und durch Interferenzmustern beeinträchtigte Spektren¹³ erschweren eine Bewertung systematischer Unterschiede zwischen den von unterschiedlichen Autoren gemessenen Äquivalentbreiten. Eine Orientierung über die Qualität der O I 7773-Äquivalentbreiten geben sicherlich die Angaben über spektrale Auflösung und S/N . Die meisten unserer Spektren erreichen $S/N \approx 100$; Abia und Rebolo (1989) erzielen $S/N \approx 150 \dots 200$. Tomkin *et al.* (1992) machen keine explizite Angabe zu dem S/N ihrer Spektren. Sie geben lediglich einen typischen Fehler ihrer Äquivalentbreitenmessung von $\approx 3 \text{ m}\text{\AA}$ an. Diese Angabe kann nur eine grobe Abschätzung des systematischen Äquivalentbreitenmeßfehlers darstellen. Systematische Fehlerquellen (z.B. Sättigungseffekte der Detektoren oder Streulicht) können im allgemeinen durch Kalibrationsmessungen erkannt werden – die Linearität der verwendeten Detektoren wurde von uns anhand von *flatfield*-Serien unterschiedlicher Belichtungsdauer überprüft, und es wurden keine signifikanten Abweichungen von der Linearität festgestellt. Schwieriger ist sicherlich die Einschätzung *lokaler* Streulichteinfüsse. Diese werden in Abschn. 6.2.3.2 ausführlich diskutiert.

Wichtigster Unsicherheitsfaktor bei der Messung von Äquivalentbreiten bzw. der Bestimmung von Einzellinienhäufigkeiten anhand von Profilvergleichen ist die Festlegung des Kontinuums. Bei der subjektiven Festlegung der Kontinuumspunkte spielt neben der Kenntnis von Photonostatistik und der zu erwartenden Interferenzstrukturen auch die *Auffassung* darüber eine Rolle, welche Einsenkungen als Rauschspitzen und welche als (nicht identifizierte) Absorptionslinien zu interpretieren sind. Schwankungsspitzen können beispielsweise durch nicht entdeckte *cosmics* hervorgerufen werden. Bei der Definition des Kontinuums haben wir uns von der Annahme leiten lassen, daß sich in dem Rauschen nicht aufgelöste (tellurische) Absorptionslinien befinden und haben die Kontinuumspunkte etwas höher gesetzt als man sie setzen würde, wenn alle hochfrequenten Schwankungen allein dem Photonengeräusch zugeordnet würden (s. Abb. 5.2). Dabei orientierten wir uns weitgehend an dem bekannten S/N (Spalte 5 in Tab. 5.1 auf S. 146). Natürlich kann man auch alle Schwankungen – bis auf die Tripletlinien selbst – als Rauschen betrachten, wie es Tomkin *et al.* (1992) möglicherweise bevorzugen (vgl. Abb. 2 bei Tomkin *et al.*). Dies wäre zumindest eine Erklärung für die systematisch kleineren Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.*.

Stärker eingesenkte Tripletlinien ($W > 20 \text{ m}\text{\AA}$) lassen sich genauer vermessen. Einzellinienhäufigkeiten sind je nach Meßmethode mit einem auf die Äquivalentbreitenmessung zurückzuführenden Fehler von $\Delta \log \varepsilon < 0.1 \text{ dex}$ behaftet. Bei kleineren Äquivalentbreiten (z.B. für HD 140283) sind die relativen Meßfehler größer, und wir müssen mit einem Fehler von bis zu $\Delta \log \varepsilon \approx 0.2 \text{ dex}$

¹¹ HD 140283 bildet eine Ausnahme. Abia und Rebolo erhalten sogar ca. 40% kleinere Äquivalentbreiten

¹² Nun ist es für uns nicht möglich, nachzuprüfen, wie King seine Kontinuumspunkte setzt. King und Boesgaard (1995) bilden eines ihrer Spektren ab (allerdings auf einer Skala, die an der Aussagekraft ihrer Darstellung zweifeln läßt). Aus dem gezeigten Beispiel ist allerdings zu ersehen, daß auch King und Boesgaard (1995) geneigt sind, die Kontinuumspunkte etwas tiefer zu setzen als wir es sind.

¹³ Vgl. mit den von Abia und Rebolo (1989) gezeigten O I 7773-Spektren.

rechnen. Die Äquivalentbreiten von HD 140283, HD 74000, HD 19445 und HD 128279 können im Hinblick auf die Qualität der in Abb. 5.2 dargestellten Spektren nur als obere Grenzen betrachtet werden, während die Äquivalentbreiten von HD 31128 genauer zu messen sind ($\sigma_W/W \lesssim 15\%$).

Die aus den Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.* (1992) ermittelten kleineren Sauerstoffhäufigkeiten der Sterne HD 108177, HD 284248, HD 233511 und BD +72 94 (siehe Abb. 6.1 zwischen $-1.4 < [\text{Fe}/\text{H}] < -1.25$) kann nicht allein auf die Äquivalentbreitenmessung zurückgeführt werden: Da die entsprechenden Äquivalentbreiten 20 ... 40 mÅ betragen, ist nicht damit zu rechnen, daß der Äquivalentbreitenfehler mehr als 25% beträgt, so daß der korrespondierende Häufigkeitsfehler kleiner als 0.15 dex sein dürfte.

Auffällig ist zwar, daß alle vier Sterne mindestens 250 K heisser sind als die Sonne, und daß die von Tomkin *et al.* (1992) verwendeten Effektivtemperaturen 100 ... 200 K kleiner sind. Außerdem bestimmen die Autoren in allen vier Fällen 0.5 ... 0.6 dex kleinere Eisenhäufigkeiten. Vor dem Hintergrund, daß die Effektivtemperaturen einiger Sterne von Fuhrmann (1998a) revidiert werden mußten¹⁴, könnte man auch die entsprechenden von Axer *et al.* (1994) angegebenen Effektivtemperaturen in Frage stellen. Jedoch bestimmt Fuhrmann (1998a) in den als Beispiel genannten Fällen höhere Effektivtemperaturen, so daß die $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ -Werte entsprechend kleiner bestimmt würden – vorausgesetzt, die Eisenhäufigkeit verringerte sich nicht nennenswert. Es ist aber auch nicht ausgeschlossen, daß die Streuung der $[\text{O}/\text{Fe}]$ -Werte im Bereich $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -1.0 \dots -1.4$ auf eine intrinsische Streuung der $[\text{O}/\text{Fe}]$ -Werte zurückzuführen ist. Abb. 7.3 auf S. 284 zeigt, daß die von Tomkin *et al.* (1992) untersuchten Sterne im Mittel nicht um das galaktische Zentrum rotieren und deshalb eher der Halopopulation zugeordnet werden müssen. Die galaktischen Rotationsgeschwindigkeiten zahlreicher von uns beobachteter Sterne konzentrieren sich hingegen im Bereich $V_{\text{rot}} = 100 \dots 150 \text{ km}$ (s. Abb. 7.2 auf S. 282). Es ist denkbar, daß aufgrund unterschiedlicher Selektionskriterien die von Tomkin *et al.* untersuchten Sterne zu einer anderen Population zählen als der Großteil der von uns untersuchten Sterne, so daß die aus den Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.* bestimmten kleineren $[\text{O}/\text{Fe}]$ -Werte durchaus intrinsisch wären.

Die Tatsache allerdings, daß wir bei metallärmeren Sternen ($[\text{Fe}/\text{H}] < -1.6$) kleinere $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ -Werte aus den Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.* (1992) ableiten, dürfte auf die systematischen Unterschiede der Äquivalentbreitenmessung zurückzuführen sein, da bei Äquivalentbreiten von 5 ... 15 mÅ mit korrespondierenden Häufigkeitsfehlern von 0.2 ... 0.3 dex zu rechnen ist.¹⁵

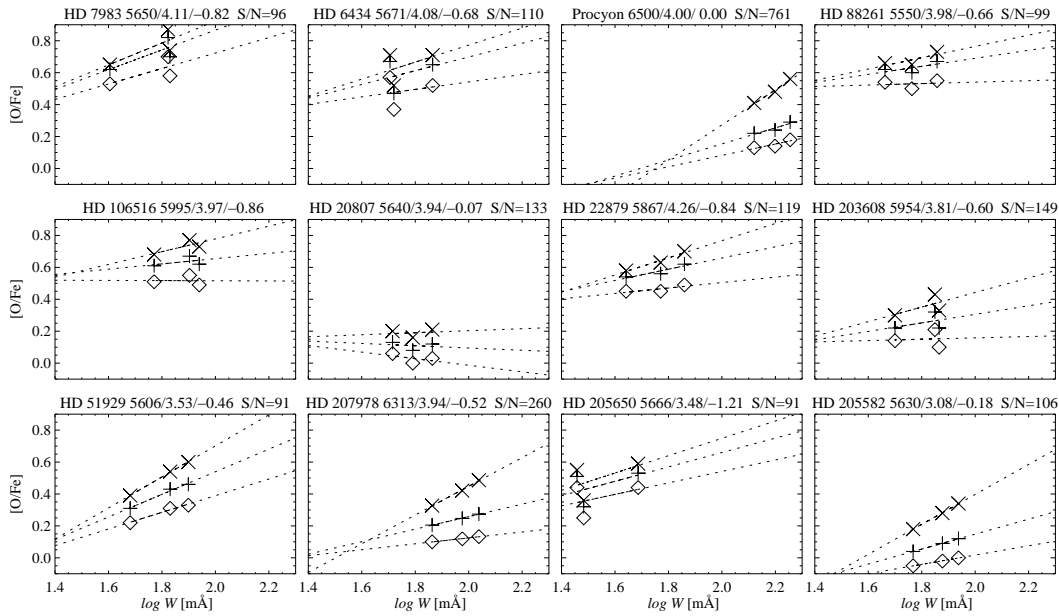
Im folgenden wollen wir die NLTE-Effekte näher betrachten. Wir werden ein Verfahren diskutieren, mit dem die Effizienz von Wasserstoff- bzw. Elektronenstößen abgeschätzt werden kann.

6.2.3 Halb-empirische Überprüfung des NLTE-Modells

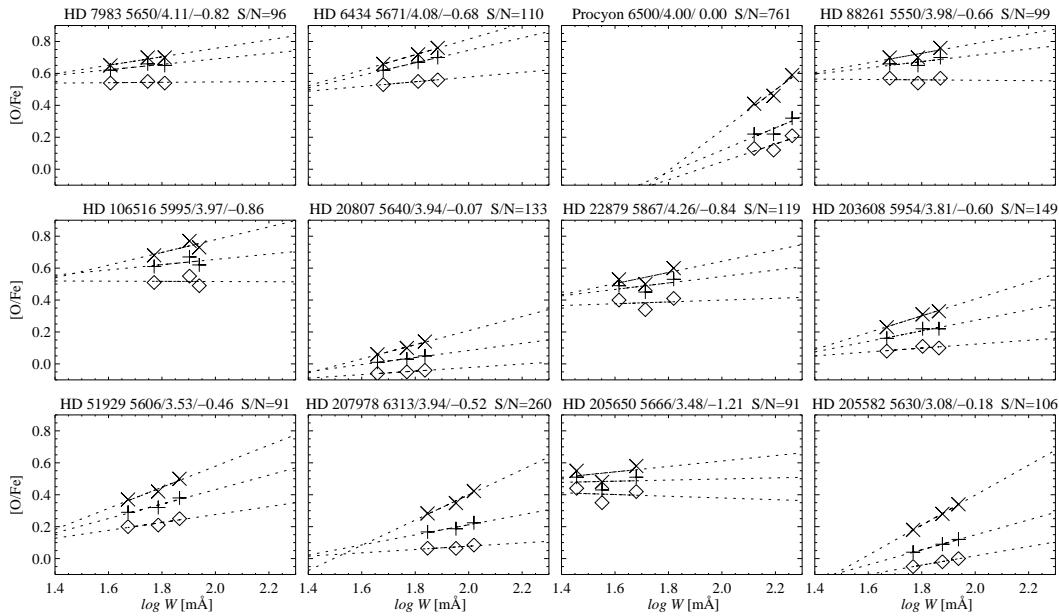
Obwohl unsere Untersuchungen zur solaren Sauerstoffhäufigkeit (Kap. 3) bereits Indizien erbracht haben, die für eine konsistente *absolute* solare Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.80$ dex sprechen, haben wir unser NLTE-Standardmodell (ohne Wasserstoffstöße) noch nicht als hinreichend geprüft betrachten wollen (siehe S. 112). Die revidierte solare Sauerstoffhäufigkeit, die anhand unabhängiger, jedoch mit spezifischen systematischen Fehlern behafteten Indikatoren ermittelt

¹⁴Z.B. bei HD 207978 von 6054 K auf 6313 K und bei HD 194598 von 5950 K auf 6058 K.

¹⁵Vgl. beispielsweise die für HD 74000 oder HD 140283 gemessenen Äquivalentbreiten in Tab. 6.1. Bei HD 140283 messen Abia und Rebolo (1989) Äquivalentbreiten, die nur halb so groß sind wie unsere Meßwerte. Letztere stimmen jedoch gut mit den Meßwerten von Tomkin *et al.* (1992) überein. Für HD 74000 messen Tomkin *et al.* hingegen fast 40% kleinere Äquivalentbreiten. Das entsprechende Spektrum wird bei Beveridge und Sneden (1994, Fig. 4) dargestellt und ist von deutlich besserer Qualität als das von uns beobachtete Spektrum. Die von uns gemessenen Äquivalentbreiten können daher nur obere Grenzen darstellen.



(a) Äquivalentbreiten aus direkter Integration



(b) Äquivalentbreiten durch Anpassung von NLTE-Profilen ermittelt

Abbildung 6.2 O I 7773-Einzeillinienhäufigkeiten von einigen analysierten Sternen. Dargestellt werden $[O/Fe]$ -Werte gegen logarithmisch aufgetragene Äquivalentbreiten der O I 7773-Linien. Die Sauerstoffhäufigkeiten wurden mit den ursprünglich von Axer *et al.* (1994) ermittelten $\log g$ -Werten bestimmt. Jeweils von links nach rechts: O I 7775, O I 7774 und O I 7772. Während die durch \times dargestellten Häufigkeiten unter Annahme von LTE berechnet wurden, liegen den anderen Häufigkeiten NLTE-Rechnungen mit jeweils $S_H = 5$ (+) bzw. und $S_H = 0$ (\circ) zugrunde. Die Einzeillinienhäufigkeiten in der oberen Bildserie wurden aus direkt integrierten Äquivalentbreiten bestimmt, während die Äquivalentbreiten in der unteren Serie aus Fits mit NLTE-Profilen hervorgehen. Ausnahme: Die Äquivalentbreiten von HD 106516 stammen von Sneden *et al.* (1979). Obwohl die Äquivalentbreiten streuen, wird bei HD 205582 und HD 207978 beobachtet, daß sich der NLTE-Effekt nicht allein in einer Änderung $\Delta[O/Fe]$ niederschlägt. Vielmehr verringert sich der Gradient $\Delta \log \epsilon / \Delta \log W$ mit abnehmender Neutralteilchenstoßrate C_{iu}^H und verschwindet sogar teilweise für $C_{iu}^H = 0$.

worden ist, dient in Abschnitt 3.6 auf S. 100 ebenso zur Eingrenzung von S_H und zur *vorläufigen* Bestimmung des NLTE-Effekts für das solare O I 7773-Triplett wie die Wiedergabe dessen Mitte-Rand-Variation (unter Verwendung der HM74-Photosphäre).

Die NLTE-Häufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(7773) \approx 8.8$ dex stimmt nur dann mit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O I})$ überein, wenn wir sowohl einen signifikanten Ni I-Blend mit [O I] 6300 als auch einen signifikanten CN-Blend mit [O I] 6363 voraussetzen. Unsere Untersuchungen der verbotenen [O I]-Linien ergeben zwar, daß beide Blends wahrscheinlich signifikant sind, aber einen strengen Nachweis über die Blendbeiträge konnten wir nicht führen. Im Rahmen unserer Untersuchung der [O I] 6363-Linie konnte nämlich nur die *Möglichkeit* eines starken Blends mit einer CN-Linie dargestellt werden. Die geforderte Übereinstimmung von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O I} 6363)$ und $\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ kann deshalb nicht als Prüfstein für NLTE-Modelle betrachtet werden. Falls die Äquivalentbreite der [O I] 6363-Linie nicht in der von uns angenommenen Weise von der CN-Linie beeinflußt wird, müßte die Stoßrate für den $3s^5S^{\circ} - 3p^5P$ -Übergang deutlich höher sein, damit die aus dem O I 7773-Triplett abgeleitete Sauerstoffhäufigkeit ein zu $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O I})$ konsistentes Ergebnis liefert.

Es ist also zu prüfen, ob die mit dem NLTE-Standardmodell (S. 143) berechneten NLTE-Effekte für die O I 7773-Triplets der untersuchten Sterne repräsentativ sind, was letztlich eine Kalibration der Stoßratenkoeffizienten bedeutet. Desweiteren ist es erforderlich, den NLTE-Effekt, der auf einer nicht-thermischen Besetzung der $3s^5S^{\circ}$ - und $3p^5P$ -Niveaus beruht, von anderen physikalischen Effekten zu unterscheiden, nämlich Granulationseffekten (Tomkin *et al.* 1992; Kislman 1993), Effekten aufgrund inadäquater Temperaturskalen und Stellarparameter (King und Boesgaard 1995) sowie dem Einfluß des (mikroturbulenten) Geschwindigkeitsfelds.

Die Konsistenzüberprüfung eines bestimmten NLTE-Modells hängt davon ab, ob die ausgewählten spektroskopischen Signaturen *eindeutig* nur auf Abweichungen der Linienentstehung vom thermischen Gleichgewicht reagieren. Problematisch ist nicht allein die schwer zu überschauende Komplexität von Modelldaten (Übergangswahrscheinlichkeiten, Stoßquerschnitte), möglichen Skalierungsfaktoren, physikalischen Näherungen und deren Interdependenzen. Fuhrmanns jüngste Korrektur einiger der von Axer *et al.* (1994) bestimmten Stellarparameter verdeutlicht, daß die Präzision der Stellarparameter von Axer *et al.* nicht ausreicht, um unser NLTE-Standardmodell allein dadurch zu überprüfen, daß die aus verschiedenen Indikatoren (und Spektralbereichen) bestimmten Einzellinienhäufigkeiten verglichen werden. Diskrepanzen zwischen $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{6300}$ können deshalb nicht ausreichen, um NLTE-Modelle zu diskriminieren oder sogar Aussagen über die Linienentstehung unter Granulationseinflüssen (siehe Fußnote 25 auf S. 216) zu rechtfertigen: Unstimmigkeiten zwischen $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{6300}$ können zusätzliche Signaturen für einen NLTE-Effekt darstellen, aber die *erforderlichen* hohen Anforderungen an die Genauigkeit von T_{eff} , $\log g$ und $[\text{Fe}/\text{H}]$ können zumindest an die von Axer *et al.* bestimmten Stellarparameter gestellt werden.

Deshalb verwenden wir die O I 7773-Einzellinienhäufigkeiten in F-Sternen und frühen G-Unterriesen als Signaturen, anhand derer NLTE-Abweichungen *unabhängig* von der Zuverlässigkeit einzelner Stellarparameter bestimmt oder zumindest abgeschätzt werden können. In diesem Zusammenhang kann der Skalierungsfaktor für Wasserstoffstöße auf Werte von $S_H \lesssim 1$ eingegrenzt werden. Abb. 6.2 zeigt O I 7773-Einzellinienhäufigkeiten, die unter Annahme von LTE sowie NLTE mit $S_H = 5$ bzw. ohne Berücksichtigung von Wasserstoffstößen ($S_H = 0$) bestimmt wurden. Die Einzellinienhäufigkeiten im *oberen* Teilbild (a) wurden aus den direkt integrierten Äquivalentbreiten (siehe S. 202) bestimmt, die Einzellinienhäufigkeiten aus Teilbild (b) wurden aus Profilvergleichen gewonnen. In der Abbildung ist ein Trend der LTE-Einzellinienhäufigkeiten zu erkennen, der offenbar *nicht* von der Äquivalentbreitenmeßmethode abhängt. Außerdem ist festzustellen, daß die eingezeichneten Ausgleichsgeraden für den Fall $S_H = 0$ flacher verlaufen als für $S_H = 5$ bzw. für

die LTE-Häufigkeiten. Wir werden den Trend der linienspezifischen LTE-Häufigkeiten im folgenden als *LTE-Häufigkeitstrend* bezeichnen.¹⁶ Trends von LTE- und NLTE-Einzellinienhäufigkeiten des O I-Tripletts, die sich nicht auf ein bestimmtes NLTE-Modell beziehen, bezeichnen wir im folgenden als *Häufigkeitstrends*.

Die LTE-Analyse des O I 7773-Tripletts von Sternen mit $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -1$, $\log g \lesssim 4$ und $T_{\text{eff}} \gtrsim 5500$ K liefert also bereits innerhalb des Tripletts inkonsistente Häufigkeiten (Abb. 6.2). Wir gelangen deshalb zu dem vorläufigen Ergebnis, daß die NLTE-Einzellinienhäufigkeiten für $S_{\text{H}} = 0$ der geforderten Konsistenz eher genügen, als wenn die nach Gl. 4.20, S. 134 berechneten Wasserstoffstoßraten mit $S_{\text{H}} = 5$ berücksichtigt werden. Es deutet sich ein Zusammenhang zwischen der Steigung der eingezeichneten Ausgleichsgeraden durch die Einzellinienhäufigkeiten und dem NLTE-Effekt, der Korrektur der LTE-Häufigkeiten, an.

Der Befund, daß die Einzellinienhäufigkeiten des O I 7773-Tripletts bereits inkonsistent sind, ist bemerkenswert, weil die Feinstrukturübergänge von demselben unteren $3s^5S^{\circ}$ -Niveau ausgehen. Während Differenzen zwischen $[\text{O}/\text{Fe}]_{6300}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ wegen der unterschiedlich zu beschreibenden Linienentstehung¹⁷ und unterschiedlicher Anregungsenergien grundsätzlich *auch* auf systematische Fehler der Effektivtemperaturen zurückzuführen sind, kann ein Häufigkeitstrend *innerhalb* des Tripletts nicht unmittelbar mit einem Temperatureffekt erklärt werden.¹⁸

Wenn wir also zeigen können, daß die LTE-Häufigkeitstrends weder durch Variation von ξ_{mic} beseitigt werden noch durch systematische Effekte aufgrund fehlerhafter Datenreduktion oder fehlerhafter Äquivalentbreitenmessung hervorgerufen werden können, haben wir eine beobachtbare Signatur an der Hand, die vergleichsweise unempfindlich gegenüber Fehlern zugrundegelegter Stellarparameter ist. Anhand der Häufigkeitstrends können schließlich NLTE-Effekte bestimmt bzw. zumindest abgeschätzt werden. Allerdings können wir eine empirische Kalibration der Stoßratenkoeffizienten für den $3s^5S^{\circ} - 3p^5P$ -Übergang erst nach eingehender Betrachtung aller möglichen Ursachen für die Häufigkeitstrends ins Auge fassen.

Im folgenden wird begründet, warum die LTE-Häufigkeitstrends im Mittel *weder* auf ungeeignete Mikroturbulenzparameter noch auf instrumentelles Streulicht, systematische Fehler bei der Äquivalentbreitenmessung oder auf Granulationseffekte zurückzuführen sind.

6.2.3.1 Mikroturbulenz

Wenn Einzellinienhäufigkeiten von der Äquivalentbreite abhängen, ist dies oftmals ein Indiz dafür, daß der Mikroturbulenzparameter nicht adäquat ist.¹⁹ Die Sauerstofflinien sind zwar im Vergleich zu den viermal schwereren Eisenatomen weniger empfindlich gegen Änderungen von ξ_{mic} , aber Abb. 6.3 zeigt, daß ein Zusammenhang zwischen ξ_{mic} und den Häufigkeitstrends besteht. Zumindest die NLTE-Häufigkeitstrends werden signifikant von ξ_{mic} beeinflusst. Allerdings: Die LTE-Häufigkeitstrends verschwinden selbst dann nicht, wenn die Mikroturbulenzparameter unrealistisch große Werte annahmen (z.B. $\xi_{\text{mic}} > 2.5$ km/s). Wesentlich größere Mikroturbulenzparameter wären mit den beobachteten Profilen nicht zu vereinbaren (Abb. 6.4).

¹⁶Man beachte, daß die Einzellinienhäufigkeiten differentiell zur Sonne bestimmt wurden und aus Abb. 6.2 nicht die tatsächlichen NLTE-Effekte abgelesen werden können. Allerdings: Der LTE-Häufigkeitstrend im solaren O I 7773-Triplett (Flußspektrum) ist unbedeutend (± 0.01 dex). Folglich werden die LTE-Häufigkeitstrends nicht dadurch hervorgerufen, daß die stellaren Einzellinienhäufigkeiten auf die solaren Einzellinienhäufigkeiten bezogen werden.

¹⁷Bei Variation von T_{eff} ändern sich die Linieneinsenkungen von [O I] 6300 und O I 7773 gegenläufig.

¹⁸Bei großen Änderungen von T_{eff} , aber auch von $\log g$ und der Metallizität, wird sich auch die Verteilung der Besetzungszahlen in höherer Ordnung ändern.

¹⁹Es ist allerdings auch zu bemerken, daß keineswegs klar ist, inwiefern mit dem Mikroturbulenzparameter NLTE-Effekte oder systematische Effekte aufgrund einer nicht repräsentativen Temperaturschichtung kompensiert werden.

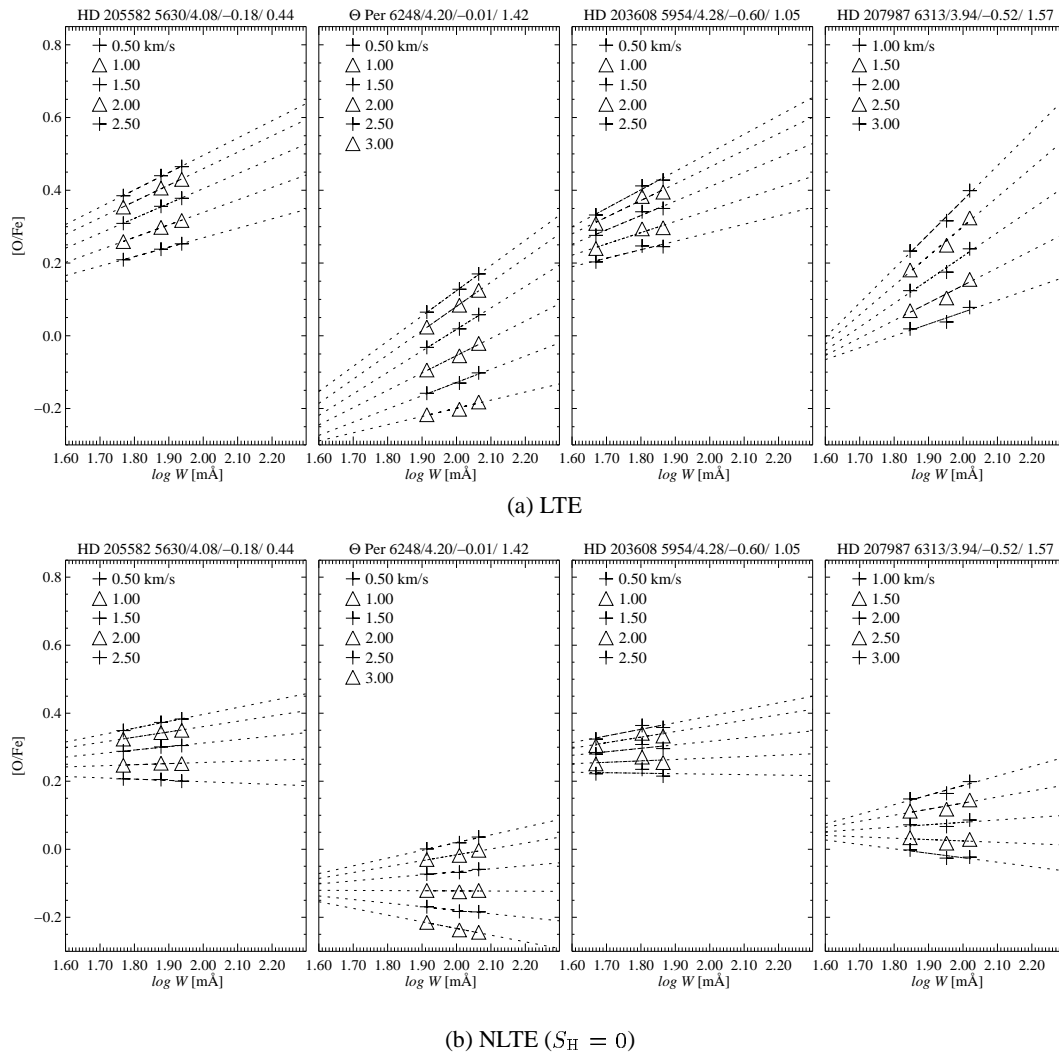


Abbildung 6.3 Einzellinienhäufigkeiten des O I 7773-Tripletts für LTE (*oben*) und NLTE (*unten*), abgeleitet aus den durch Profilvergleich gewonnenen Äquivalentbreiten (Abb. 6.2b). Über den Teilbildern werden die Stellarparameter $T_{\text{eff}}/\log g/[\text{Fe}/\text{H}]/\xi_{\text{mic}}$ von Axer *et al.* (1994) angegeben. Die Mikroturbulenz wurde in Abständen von 0.5 km s^{-1} variiert, um zu überprüfen, ob die beobachteten Häufigkeitstrends durch Anpassung von ξ_{mic} aufgehoben werden können. Ganz offensichtlich ist ξ_{mic} kein geeigneter Parameter, um konsistente LTE-Häufigkeiten zu erzielen: die mittleren Häufigkeiten verringern sich zwar erwartungsgemäß, aber die Steigung der Ausgleichsgeraden ändert sich nur wenig. Die NLTE-Einzelhäufigkeiten von HD 20558 zeigen in Abb. 6.2 selbst für $S_{\text{H}} = 0$ noch einen signifikanten Trend. Axer *et al.* bestimmen für diesen Stern einen ungewöhnlich kleinen Mikroturbulenzparameter von 0.44 km s^{-1} . Für $\xi_{\text{mic}} \approx 1.5 \dots 2 \text{ km s}^{-1}$ wäre die Konsistenz bei HD 205582 und HD 203608 eher gegeben, wobei sich $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ um $\approx 0.1 \text{ dex}$ verringert.

Für die Darstellung in Abb. 6.3 wurden Sterne ausgewählt, bei denen die NLTE-Häufigkeiten in Abb. 6.2 ebenfalls einen verbleibenden signifikanten Trend aufweisen. Offensichtlich ist es möglich, die NLTE-Häufigkeitstrends durch Anpassung von ξ_{mic} weitgehend zu beseitigen. Abb. 6.3 suggeriert, daß im Fall von HD 205582 und HD 203608 mit jeweils $\xi_{\text{mic}} = 1.5 \dots 2 \text{ km s}^{-1}$ und im Fall von HD 51929 mit $\approx 2.5 \text{ km s}^{-1}$ konsistente Einzellinienhäufigkeiten bestimmt werden. Für Procyon wäre eine Mikroturbulenz von $\xi_{\text{mic}} \approx 3.5 \text{ km s}^{-1}$ erforderlich – ein Wert, der nicht mit dem Mikroturbulenzparameter zu vereinbaren ist, der auf der Bestimmung einer konsistenten Eisenhäufigkeit aus Fe I-Linien basiert (vgl. Fuhrmann *et al.* 1997). Die drei Einzellinienhäufigkeiten ordnen sich nicht immer entlang der Ausgleichsgeraden an. Besonders auffällig ist dies

bei Procyon und HD 51929. Falls O I 7772 von Procyon eine systematisch zu hohe Einzellinienhäufigkeit ergäbe, würden bereits der von Fuhrmann *et al.* bestimmte Mikroturbulenzparameter von $\xi_{\text{mic}} \approx 2 \text{ km s}^{-1}$ ausreichen, um die Einzellinienhäufigkeiten von O I 7774 und O I 7775 in Einklang zu bringen. Die in Abb. 6.4 dargestellten Profilvergleiche deuten andererseits an, daß alle drei Linien im NLTE-Fall mit einer konsistenten Sauerstoffhäufigkeit reproduziert werden können. Die Einzellinienhäufigkeiten, die aus den Äquivalentbreiten abgeleitet worden sind, unterscheiden sich von den Häufigkeiten, die aus der Linienanpassung resultieren, auch deshalb, weil die Beurteilung der Übereinstimmung von theoretischem und beobachtetem Profil einen gewissen Spielraum läßt, der sich bei Linien im Dopplerbereich der \triangleright Wachstumskurve wesentlich stärker auf die Häufigkeitsbestimmung auswirkt als bei schwachen Linien. Von ähnlicher Tragweite für die Häufigkeitsbestimmung sind allerdings auch Äquivalentbreitenmeßfehler, so daß keinesfalls gesagt werden kann, daß die aus Äquivalentbreiten bestimmten Einzellinienhäufigkeiten genauer sind als die Einzellinienhäufigkeiten, die aus der Linienanpassung folgen. Eine ähnliche Diskrepanz ergibt sich bereits für das solare O I 7773-Triplett, wenn man die aus Äquivalentbreiten abgeleiteten Einzellinienhäufigkeiten in Tab. 3.6 auf S. 110 mit den Häufigkeiten vergleicht, die anhand der in Abb. 3.20 auf S. 101 dargestellten Profilitz bestimmt werden.

Die Verwendung größerer Mikroturbulenzparameter in Abb. 6.4 wird damit begründet, daß die von Axer *et al.* (1994) ermittelten Mikroturbulenzparameter für HD 205582, HD 51929 und HD 203608 mit 0.44, 0.72 bzw. 1.05 zu gering ausfallen²⁰. Axer *et al.* können bei der Analyse dieser drei Sterne zwar auf mehr als 10 Fe I- und Fe II-Linien zurückgreifen, aber das Beispiel zweier Analysen des hellen HD 6582 lehrt (siehe Tab. C.1), daß die Anzahl verwendeter Eisenlinien keine Garantie für die Zuverlässigkeit der abgeleiteten Mikroturbulenz sein muß, sondern die Bestimmung von ξ_{mic} hängt empfindlich vom spektroskopischen Datenmaterial und der sorgfältigen Auswahl der zur Bestimmung herangezogenen Eisenlinien ab. Axer *et al.* (1994) bestimmen für HD 6582 anhand von 13 Eisenlinien $\xi_{\text{mic}} = 1.79$, während die sorgfältige Reanalyse von Fuhrmann (1998a) eine Mikroturbulenz von $\xi_{\text{mic}} = 0.89 \pm 0.20 \text{ km s}^{-1}$ ergibt. Die Annahme von $\xi_{\text{mic}} \approx 1.5 \text{ km/s}$ in Abb. 6.4 läßt sich rechtfertigen, wenn man der physikalischen Betrachtungsweise folgt, daß die kleinskaligen Turbulenzgeschwindigkeiten bei kühlen Sternen mit abnehmender Schwerebeschleunigung zunehmen. Edvardsson *et al.* (1993a) geben eine empirische Relation²¹ an, die mit der von Fuhrmann (1998a, Abb. 5) ermittelten Verteilung der Mikroturbulenzparameter vereinbar ist:

$$\xi_{\text{mic}} = 1.25 + 8 \cdot 10^{-4}(T_{\text{eff}} - 6000) - 1.3(\log g - 4.5) \text{ km s}^{-1}. \quad (6.1)$$

Aus dieser Formel läßt sich für HD 6582 ein Mikroturbulenzparameter von $\approx 0.82 \text{ km s}^{-1}$ und für Procyon von $\approx 2.3 \text{ km s}^{-1}$ abschätzen. Beide Werte sind mit den Ergebnissen von Fuhrmann (1998a) vereinbar. Für HD 205582 bzw. HD 203608 schätzen wir mit $\xi_{\text{mic}} > 2 \text{ km s}^{-1}$ bzw. $\approx 2.1 \text{ km s}^{-1}$ deutlich höhere Mikroturbulenzparameter ab.

Wir können festhalten, daß die LTE-Häufigkeitstrends nicht auf inadäquate Mikroturbulenzparameter zurückgeführt werden können. NLTE-Häufigkeitstrends, d.h. Einzellinienhäufigkeiten, die im Rahmen einer NLTE-Analyse gewonnen wurden und einen Trend aufweisen, können hingegen von den vorausgesetzten Mikroturbulenzparametern abhängen. Die systematischen Fehler der von Axer *et al.* (1994) bestimmten Mikroturbulenzparameter dürften für die Streuung der NLTE-Häufigkeitstrends in Abb. 6.5c verantwortlich sein. In Abschn. 6.2.3.7 auf S. 224 werden die Konsequenzen inadäquater Mikroturbulenzparameter für die Bewertung der Stoßratenkoeffizienten unseres NLTE-Standardmodells diskutiert.

²⁰Siehe Diskussion auf S. 200.

²¹Edvardsson *et al.* (1993a) geben einen Gültigkeitsbereich von $T_{\text{eff}} = 5550 \dots 6800$, $\log g = 3.8 \dots 4.5$ und $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.1 \dots 0.3$ an.

6.2.3.2 Instrumentelles Streulicht

Linienprofile können durch Streulicht zusätzlich gedämpft erscheinen. Dies ist für die Häufigkeitsbestimmung unproblematisch, solange die stellaren Linienprofile durch *lokal* gestreute Photonen verformt werden. Der Streulichteffect kann dann als Faltung mit einem Dispersionsprofil repräsentiert werden, und die Äquivalentbreiten bleiben erhalten (vgl. S. 180). Falls die Äquivalentbreiten nicht erhalten bleiben, weil *inkohärente* Photonen sowohl im Kontinuum als auch in den Linienkernen einen Streulichtuntergrund *hinzugefügt* haben, der bei der Datenreduktion nicht korrekt subtrahiert worden ist, dann werden sich alle Äquivalentbreiten um denselben Faktor vermindern.²²

Befinden sich alle drei Linien auf dem Linearteil der \triangleright Wachstumskurve, dann vermindern sich die aus den O 1 7773-Linien abgeleiteten Einzellinienhäufigkeiten um denselben Skalierungsfaktor, und der globale Streulichtuntergrund hat keine Konsequenzen für die Verhältnisse der O 1 7773-Einzellinienhäufigkeiten. Befinden sich die Tripletlinien auf unterschiedlichen Abschnitten der Wachstumskurve, würde man einen zu Abb. 6.2 entgegengesetzten Häufigkeitstrend erwarten: Die Einzellinienhäufigkeit für O 1 7772 wäre systematisch kleiner als die Einzellinienhäufigkeit für O 1 7775.²³ Solche Trends beobachten wir nicht (im LTE), und deshalb schließen wir, daß globales Streulicht nicht für die LTE-Häufigkeitstrends verantwortlich gemacht werden kann. Allerdings: Der Abzug eines überschätzten Streulichthintergrunds bei der Datenreduktion (s. S. 151) könnte die Linienensenkungen künstlich verstärken. Wäre dies der Fall, könnten sich tatsächlich in der oben beschriebenen Weise Häufigkeitstrends (mit umgekehrtem Vorzeichen) einstellen. Gegen diese Möglichkeit spricht allerdings, daß LTE-Häufigkeitstrends auch bei den hellen Sternen in Erscheinung treten, bei denen der Streulichthintergrund mit großer Zuverlässigkeit unterhalb von 0.1% des Kontinuums liegt. Im übrigen zeigen die Coudé-Spektren von Procyon und HD 207978 kaum Modulationen infolge von Dünnschichtinterferenzen.

6.2.3.3 Subjektive Momente bei der Äquivalentbreitenmessung

Die Frage, inwiefern die ermittelten LTE-Häufigkeitstrends von der (subjektiven) Äquivalentbreitenmessung abhängen, ist wesentlich. Ihre Beantwortung könnte eine Erklärung dafür nahelegen, warum in der Literatur bisher keine LTE-Häufigkeitstrends erwähnt werden; beispielsweise dann, wenn sich herausstellen sollte, daß wir die Kontinua *systematisch* falsch bestimmt hätten, während andere Autoren die grundsätzlich realistischere Kontinua festgelegt haben.

Die Messung der Äquivalentbreiten birgt für beide auf S. 202 erwähnten Bestimmungsmethoden die Gefahr systematischer Fehler. Beiden Methoden ist gemeinsam, daß das Kontinuum zu tief ($\beta < 1$) oder zu hoch ($\beta > 1$) gesetzt werden könnte und anstelle der *wahren* Äquivalentbreite W eine *fehlerhafte* Äquivalentbreite

$$\begin{aligned}\tilde{W} &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{\tilde{F}_\lambda}{\tilde{F}_c} \right) d\lambda \\ &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{F_\lambda}{\beta F_c} \right) d\lambda\end{aligned}\quad (6.2)$$

²² $\tilde{W} = \int \frac{(F_c+a)-(F(\lambda)+a)}{F_c+a} d\lambda = \frac{F_c}{F_c+a} \int \frac{F_c-F(\lambda)}{F_c} d\lambda = \frac{F_c}{F_c+a} W$, wobei a der additive Streulichtanteil ist. Außerdem darf die kontinuierliche Flußverteilung F_c nicht von λ abhängen, was innerhalb des schmalen Spektralbereichs, über den sich die O 1 7773-Linien verteilen, gewährleistet ist.

²³ O 1 7772 befände sich an der Sättigungsgrenze, wo die Äquivalentbreite nicht mehr proportional zu $\epsilon(O)$ ist, während die Äquivalentbreiten von O 1 7774 und O 1 7775 der Häufigkeit weitgehend linear folgten.

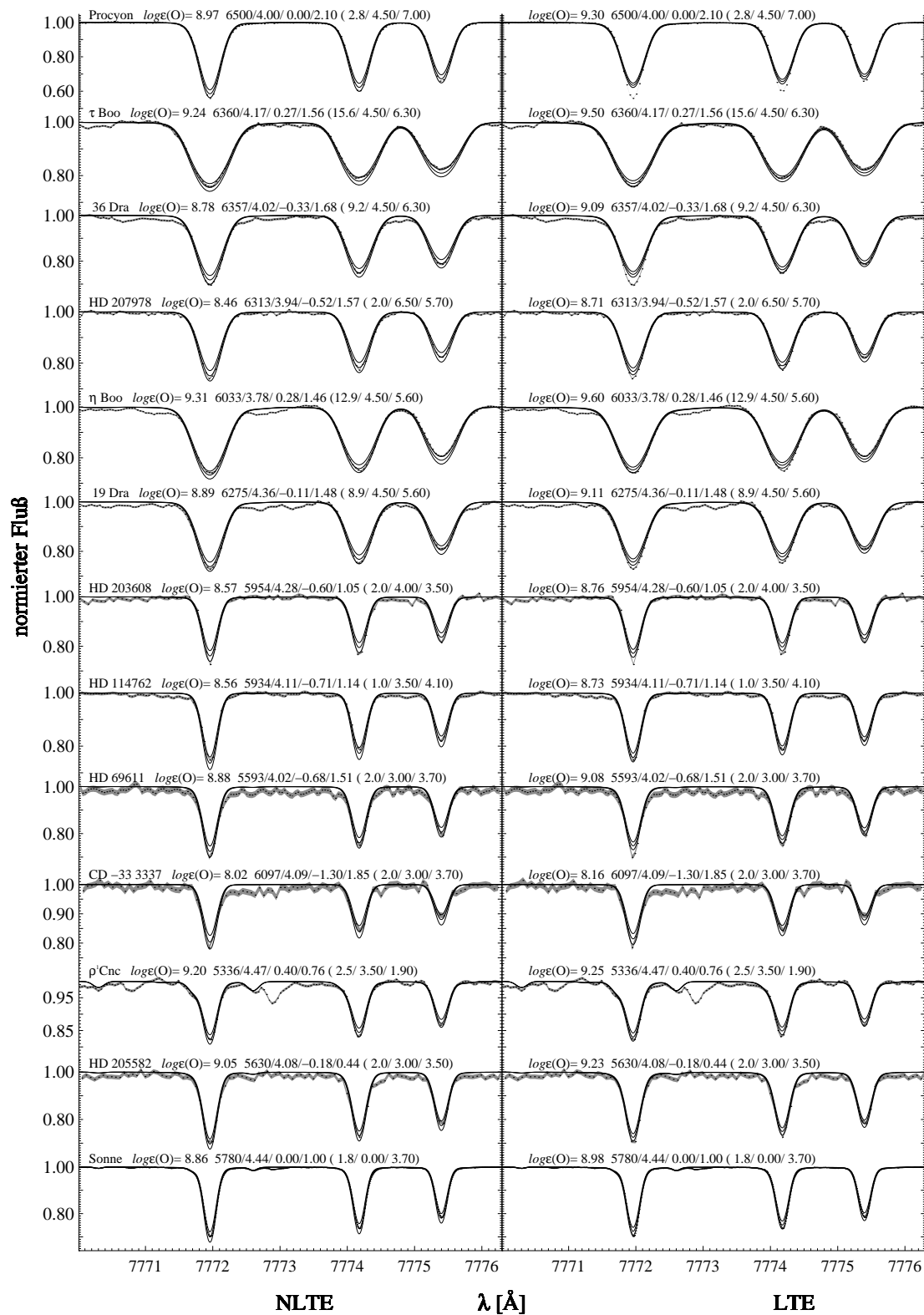


Abbildung 6.4 Theoretische LTE- und NLTE-Profile (—) im Vergleich mit beobachteten Spektren (· · ·), die mit entsprechenden 1σ -Schwankungsbreiten dargestellt werden. Jeweils drei GRS88-Profile werden gezeigt, bei denen das mittlere Profil der angegebenen Sauerstoffhäufigkeit entspricht, während die beiden anderen Spektren mit einer um ± 0.1 dex geänderten Häufigkeit berechnet worden sind. Die Profile wurden gemäß den angegebenen Parametern ($v \sin i / v_{\text{Instr}} / \zeta_{\text{RT}}$) verbreitert. Die zuvor aus den Äquivalentbreiten berechneten Häufigkeiten wurden vorausgesetzt (vgl. Tab. 6.6 und 6.7).

$$\begin{aligned}
&= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(\frac{\beta - 1}{\beta k} + \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{F_\lambda}{F_c} \right) \right) d\lambda \\
&= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(\frac{\beta - 1}{\beta k} \right) d\lambda + \frac{1}{\beta} W
\end{aligned}$$

gemessen wird. Auf S. 206 erwähnen wir, daß sich unsere Interpretation der Kontinuumsmodulationen (nämlich teilweise hervorgerufen durch Absorptionslinien und Dünnschichtinterferenzen) wahrscheinlich von Tomkin *et al.* (1992) unterscheidet. Tomkin *et al.* legen ihre Kontinuumpunkte vermutlich niedriger ($\beta < 1$). Folglich messen sie kleinere Äquivalentbreiten $\tilde{W} = (1/\beta)W - A(\lambda_1, \lambda_2, \beta)$, $A > 0$. Systematisch zu *kleine* Äquivalentbreiten werden sich eher *linear* zur Sauerstoffhäufigkeit verhalten ($\varepsilon \propto W$), so daß die Möglichkeit besteht, daß O I 7773-Tripletts, die bei korrekter Äquivalentbreitenmessung einen LTE-Häufigkeitstrend aufweisen müßten, nur deshalb keinen mehr zeigen, weil sie sich aufgrund der kleineren Äquivalentbreiten auf dem Linearteil der Wachstumskurve befinden. Tomkin *et al.* (1992) und alle Autoren, die das Kontinuum ähnlich legen, werden demnach *kleinere* LTE-Häufigkeitstrends finden. Aus kleineren Äquivalentbreiten werden zudem kleinere Sauerstoffhäufigkeiten abgeleitet, und da der NLTE-Effekt, wie auf S. 137 erläutert, mit abnehmender Sauerstoffhäufigkeit ebenfalls abnimmt, wird sich der korrespondierende Häufigkeitstrend verringern. Im Gegensatz zu Tomkin *et al.* werden die LTE-Häufigkeitstrends aufgrund unserer Interpretation der Lage des Kontinuums tendentiell höher ausfallen.

Die subjektiven Momente bei der Festlegung des Kontinuums sind auch bei den Profilvergleichen nicht auszuschließen, denn die Lage des Kontinuums muß in diesem Fall eingeschätzt werden. Allerdings haben Profilvergleiche den Vorteil, daß bei einer hinreichend hohen spektralen Auflösung ($R \gtrsim 30000$) und Kenntnis der Verbreiterungsprofile die Information aus den Flügeln und der Halbwertsbreite von Absorptionslinien verwertet werden kann. Bestimmte Mikroturbulenzparameter können auf diese Weise ausgeschlossen werden. In Abb. 6.4 werden LTE- und NLTE-Profile mit beobachteten Profilen verglichen und es zeigt sich, daß die Häufigkeitstrends für die LTE-Profile deutlich erkennbar sind, während die NLTE-Profile (zu *einer* bestimmten Sauerstoffhäufigkeit) für alle drei Tripletlinien gleichermaßen gut repräsentieren. Die LTE-Häufigkeitstrends können also nicht mit systematischen Äquivalentbreitenfehlern erklärt werden. Allerdings dürfte die Streuung der Häufigkeitstrends um die Ausgleichskurven in Abb. 6.5c durchaus auf Äquivalentbreitenmeßfehler zurückzuführen sein.

Die Feststellung, daß die LTE-Häufigkeitstrends grundsätzlich real sind und *nicht* auf Meß- bzw. Interpretationsfehler zurückzuführen sind, gründet sich also auch auf die in Abb. 6.4 gezeigten Profilvergleiche. Für diese Vergleiche haben wir Sternspektren gewählt, die markante LTE-Häufigkeitstrends aufweisen. Man beachte, daß die dargestellten Spektren aus unterschiedlichen Beobachtungskampagnen stammen und mit unterschiedlichen Spektrographen bei hohem S/N und großer spektraler Auflösung beobachtet worden sind (vgl. Abb. 5.2).

6.2.3.4 Granulations- bzw. Inhomogenitätseffekte

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit kann – abgesehen von den Betrachtungen zur Mikroturbulenz – keine quantitative Untersuchung von Granulations- bzw. Inhomogenitätseffekten durchgeführt werden, da die von uns verwendeten Photosphärenmodelle auf der Annahme einer planparallelen (horizontal) homogenen Temperatur- und Druckschichtung beruhen. Wir beziehen uns deshalb auf Untersuchungen von Kiselman und Nordlund (1995), die im Rahmen ihrer NLTE-Rechnungen unter Verwendung von dreidimensionalen hydrodynamischen Modellen und einem

2-Niveau-Atommodell zeigen können, daß als Inhomogenitätseffekte im Vergleich zu den NLTE-Effekten beim O I 7773-Triplett vernachlässigt werden können.

In der Literatur wird die Entstehung des O I 7773-Triplets im Hinblick auf mögliche Granulationseffekte unter anderem von Tomkin *et al.* (1992), Kiselman (1993) und Kiselman und Nordlund (1995) diskutiert. Ausgangspunkt ihrer Überlegungen ist die Feststellung, daß die solaren Einzellinienhäufigkeiten, die aus [O I] 6300 und der reinen OH-Rotationsbande bei $12\mu\text{m}$ bestimmt werden, keinen ausgeprägten NLTE-Effekt des O I 7773-Triplets rechtfertigen, denn NLTE-Einzellinienhäufigkeiten, die aus dem O I 7773-Triplett abgeleitet werden, sind ohne Berücksichtigung von Wasserstoffstößen zu klein. Wir bemerken, daß unsere in Kapitel 3 dargelegten Ergebnisse keinen Rechtfertigungsgrund für die Feststellung der Autoren liefern. Vielmehr kann eine signifikante NLTE-Entstehung der O I 7773-Linien mit den solaren Häufigkeiten $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O I})$, $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12\mu\text{m})$ und $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH A-X})$ im Rahmen der Unsicherheiten der Einzellinienhäufigkeiten vereinbart werden. Allerdings erhalten wir für das solare O I 7773-Triplett (Zentralintensitätsprofile) auch ohne Berücksichtigung von Wasserstoffstößen einen im Vergleich zu Kiselman (1993) moderaten NLTE-Effekt von 0.1 dex bei $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.86$ ($\mu=1$) (mit dem GRS88-Modell). Wir berechnen für Flußprofile einen NLTE-Effekt von ≈ 0.15 dex.

Die genannten Autoren sehen sich veranlaßt, die Wasserstoffstoßraten mit $S_{\text{H}} \gg 1$ heraufzusetzen, so daß NLTE-Effekte in Sternen irrelevant werden. Die Mitte-Rand-Variation der solaren O I 7773-Linien, die sich mit signifikanten Abweichungen der Linienquellfunktionen vom thermischen Gleichgewicht durchaus erklären ließe (Sedlmayr 1974; Kiselman 1993), bleibt für die Autoren unverstanden, solange die hohen Wasserstoffstoßraten eine thermische Besetzung der O I 7773-Triplett-niveaus bewirken.

Tomkin *et al.* (1992) sehen eine Abhängigkeit zwischen den von ihnen bestimmten $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ -Werten und T_{eff} und sie schließen daraus auf einen systematischen Fehler bei ihrer Häufigkeitsanalyse. Ihre photometrische Temperaturskala wollen sie allerdings nicht für den festgestellten Häufigkeitstrend – fallende $[\text{O}/\text{Fe}]$ -Verhältnisse mit zunehmender Temperatur – verantwortlich machen. Ebenso wenig Bedeutung messen sie dem in ihrem Modell geringen NLTE-Effekt bei. Stattdessen schätzen sie mögliche Granulationseffekte anhand eines einfachen Zweistrommodells ab. Ihre Überlegungen führen zu der Vermutung, daß inhomogene Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder in Form von aufsteigendem heißen Gas bzw. niedergehendem kühlen Gas²⁴ eine Erklärung für die Diskrepanzen zwischen $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{6300}$ liefern können. Allerdings sind Rechnungen von Tomkin *et al.* (1992) schwer zu bewerten.²⁵ Generell kann sicherlich der sehr einfache Ansatz eines Zweistrommodells kritisiert werden, welches keine gesicherte Grundlage für die Kernaussage bilden kann, daß Granulation für die inkonsistenten Sauerstoffhäufigkeiten von [O I] 6300 und O I 7773 verantwortlich. Tomkin *et al.* führen nicht aus, in welchem Umfang ihre Ergebnisse von der zugrundegelegten räumlichen Verteilung und dem Verhältnis von kühlen zu heißem Gas abhängt.

Die Ergebnisse von Kiselman und Nordlund (1995) widersprechen der Vermutung von Tomkin *et al.* (1992), daß die unstimmgigen Einzellinienhäufigkeiten von Sauerstoff auf Inhomogenitätseffekte zurückzuführen seien (siehe S. 121). Kiselman und Nordlund legen dreidimensionale hy-

²⁴Die Temperaturdifferenz von $\Delta T \approx 800$ K zwischen auf- und absteigenden Gas schätzen Tomkin *et al.* durch einen Vergleich der aus dem Fe-Ionisationsgleichgewicht gewonnenen Schwerebeschleunigung mit der zuverlässig bekannten Schwerebeschleunigung von HD 103095 ab.

²⁵Tomkin *et al.* untersuchen metallarme Sterne mit $[\text{Fe}/\text{H}] < -1.1$, und wir bemerken, daß sie ihre aus dem O I 7773-Triplett bestimmten $[\text{O}/\text{Fe}]$ -verhältnisse nicht mit $[\text{O}/\text{Fe}]_{6300}$ -Verhältnissen für Sterne aus ihrer Stichprobe vergleichen können. Solange aber die Streuung der photometrischen Effektivtemperaturen und die systematischen Fehler in $\log g$ so groß sind, wie wir in Abschnitt 6.1 auf S. 196 erläutern, ist keine Feststellung darüber möglich, ob überhaupt Häufigkeitsdiskrepanzen zwischen [O I] 6300 und O I 7773 vorliegen.

drodynamische Photosphärenmodelle für die Sonne zugrunde und führen NLTE-Rechnungen mit einem 2-Niveauatom durch. Dabei stellen sie fest, daß die Inhomogenität der Temperaturstruktur keinen nennenswerten Einfluß auf die Mitte-Rand-Variation des O I 7773-Triplets hat. Sie halten ihr NLTE-Modell (ohne Wasserstoffstöße) grundsätzlich für die physikalisch adäquate Beschreibung der O I 7773-Linienentstehung.

6.2.3.5 Stellarparameter und LTE-Häufigkeitstrends

Abb. 6.2 und 6.4 zeigen, daß die *Häufigkeitstrends* weitgehend verschwinden, wenn die Einzellinienhäufigkeiten mit dem NLTE-Standardmodell ($S_H = 0$) bestimmt werden. Die Gradienten der *LTE-Häufigkeitstrends* nehmen zu, je stärker die Linienentstehung vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht abweicht. Der Zusammenhang zwischen LTE-Häufigkeitstrend und NLTE-Effekt kann eine Methode zur halb-empirischen Bestimmung von NLTE-Effekten des O I 7773-Triplets begründen, wenn es gelingt, die Mikroturbulenz ausreichend zu bestimmen und das zugrundegelegte NLTE-Modell zu rechtfertigen.

In Abb. 6.5 sind die LTE- und NLTE-Häufigkeitstrends gegen $\log g$, T_{eff} und dem \triangleright NLTE-Effekt

$$\Delta \log \varepsilon = \log \varepsilon_{\text{LTE},7772} - \log \varepsilon_{\text{NLTE},7772} \quad (6.3)$$

aufgetragen. Die Definition des NLTE-Effekts bei unterschiedlichen LTE-Einzelinienhäufigkeiten ist nicht trivial. Wir beziehen $\Delta \log \varepsilon$ auf O I 7772, die stärkste der Tripletlinien. Die Häufigkeitstrends werden als Steigung der in Abb. 6.2 dargestellten Ausgleichsgeraden ausgedrückt:

$$m_\varepsilon = \frac{\Delta \log \varepsilon}{\Delta \log W} \quad (6.4)$$

Für jeden Stern ist m_ε eine Größe, die vom Verhältnis der drei *gemessenen* O I 7773-Äquivalentbreiten W_{7772} , W_{7774} und W_{7775} und vom Verhältnis der drei daraus abgeleiteten Einzellinienhäufigkeiten $\varepsilon_{7772}, \varepsilon_{7774}$ und ε_{7775} abhängt. Die Einzellinienhäufigkeiten hängen ihrerseits von den Modellannahmen ab, und wir bezeichnen die LTE-Häufigkeitstrends mit der Steigung $m_{\varepsilon(\text{LTE})}$ und die NLTE-Häufigkeitstrends mit $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}$.

Die Abbildung zeigt markante LTE-Häufigkeitstrends, die mit abnehmender Schwerebeschleunigung und zunehmender Temperatur ansteigen. In kühlen Hauptreihensternen, z.B. HD 6582, nimmt der LTE-Häufigkeitstrend hingegen ab. HD 6582 ist mit $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.83$ einer der metallärmsten Sterne, deren LTE- und NLTE-Häufigkeitstrends in Abb. 6.5 dargestellt werden (vgl. Tab. 6.6). Unsere Rechnungen ergeben, daß NLTE-Effekte für metallärmere Sterne abnehmen. Entsprechend erwarten wir, daß der Gradient der LTE-Häufigkeitstrends für metallarme Sterne ebenfalls abnimmt. Der geringe Unterschied zwischen LTE- und NLTE-Häufigkeitstrend entspricht dieser Erwartung.

Die Streuung der Einzellinienhäufigkeiten nimmt mit abnehmender Metallizität zu, weil die *relativen* Fehler der gemessenen Äquivalentbreiten zunehmen. Der anhand dieser Äquivalentbreiten berechnete NLTE-Effekt hängt von der Linieneinsenkung bzw. der mittleren Entstehungstiefe der Äquivalentbreite ab. Die beträchtliche Streuung der LTE-Häufigkeitstrends in den beiden oberen Diagrammen von Abb. 6.5, in denen m_ε jeweils gegen $\log g/g_\odot$ und T_{eff} aufgetragen ist, können wir zum Teil dadurch erklären, daß die NLTE-Effekte und damit auch die LTE-Häufigkeitstrends mindestens von T_{eff} , $\log g$ und der Sauerstoffhäufigkeit abhängen (siehe z.B. Procyon). Wie aus Abb. 6.3 zu entnehmen ist, können unsichere Mikroturbulenzparameter ebenfalls zur Streuung der Häufigkeitstrends beitragen, und zwar sowohl für LTE- und NLTE-Häufigkeitstrend als auch für die ermittelten LTE- bzw. NLTE-Häufigkeiten.

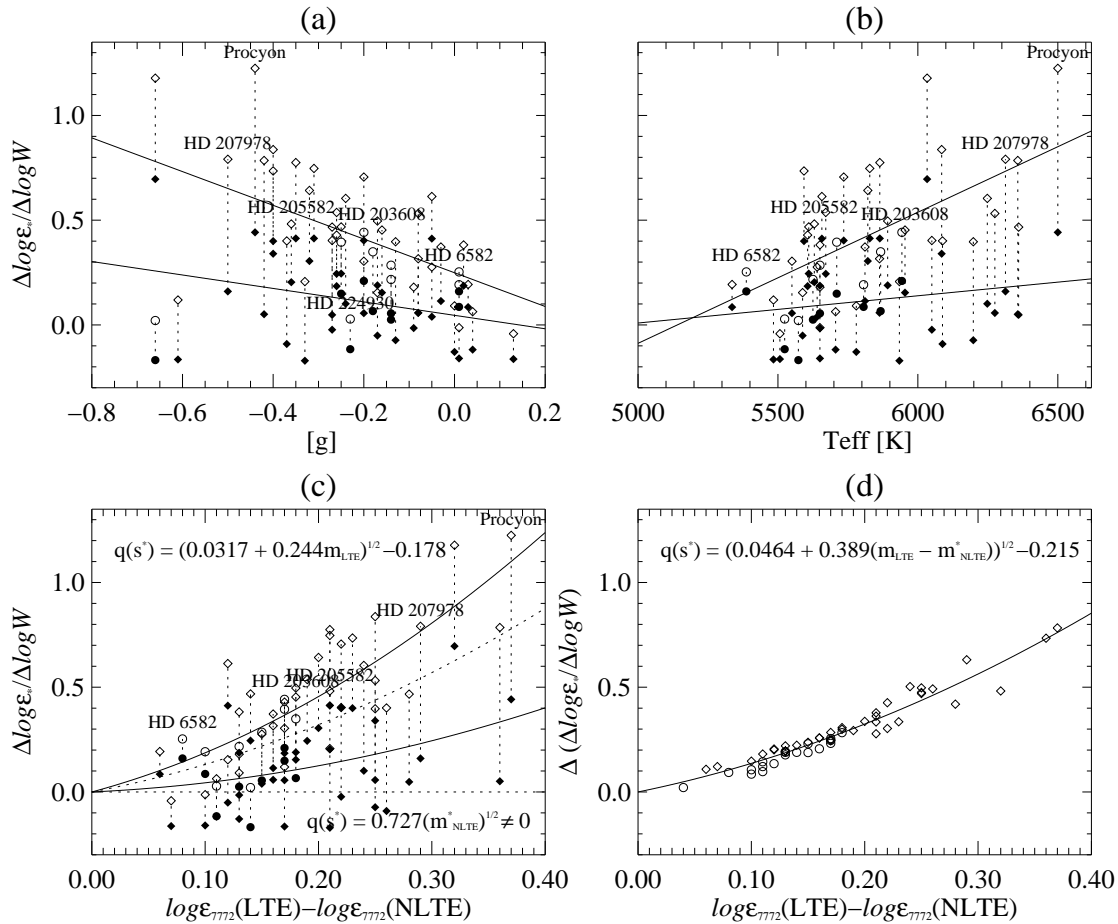


Abbildung 6.5 $\Delta \log \varepsilon / \Delta \log W$ gegen Schwerebeschleunigung, T_{eff} und NLTE-Häufigkeitseffekt $\Delta \log \varepsilon$. Die Schwerebeschleunigungen von Axer *et al.* (1994) wurden durch $\log g$ -Werte ersetzt, die aus HIPPARCOS-Parallaxen abgeleitet worden sind (siehe Tab. 6.6 auf S. 273 und Tab. 6.7). $m_{\varepsilon} = \Delta \log \varepsilon / \Delta \log W$ entspricht dem in Abb. 6.2 auf S. 208 dargestellten Häufigkeitstrend innerhalb des O I 7773-Tripletts, und zwar einmal für LTE-Häufigkeiten (*offene* Symbole) und einmal für NLTE-Häufigkeiten ($S_{\text{H}} = 0$, *gefüllte* Symbole). \diamond indiziert Metallizitäten $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.8$, \circ steht für kleinere Metallhäufigkeiten (bis $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.1$). Die oberen Teilbilder zeigen, daß die Häufigkeitstrends $\Delta \log \varepsilon / \Delta \log W$ mit abnehmender Schwerebeschleunigung und zunehmender Effektivtemperatur anwachsen. Die Streuung beruht zum Teil darauf, daß die Gradienten mit abnehmender O I 7773-Linienstärke kleiner werden und die S/N-bedingten relativen Äquivalentbreitenmeßfehler größere Effekte zeigen. Aus den *unteren* Teilbildern geht hervor, daß der errechnete \triangleright NLTE-Häufigkeitseffekt $\log \varepsilon_{7772}(\text{LTE}) - \log \varepsilon_{7772}(\text{NLTE})$ mit $\Delta \log \varepsilon / \Delta \log W(\text{LTE})$ korreliert, so daß LTE-Häufigkeitstrends grundsätzlich NLTE-Effekte anzeigen. Allerdings: Inadäquate Mikroturbulenzparameter (Abschnitt 6.2.3.1 auf S. 210) und Äquivalentbreitenmeßfehler (Abschnitt 6.2.3.3 auf S. 213) tragen signifikant zur Streuung bei, so daß nur ein mittlerer Trend zwischen NLTE-Effekt und LTE-Häufigkeitstrend abgeleitet werden kann. Das *rechte* Teilbild zeigt eine Korrelation zwischen NLTE-Effekt und der *Änderung der Häufigkeitstrends* in Abhängigkeit vom NLTE-Modell ($m_{\varepsilon(\text{LTE})} - m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$). In Bild c werden die Relationen zwischen NLTE-Effekten $q = \Delta \log \varepsilon_{7772}$ und LTE- bzw. NLTE-Häufigkeitstrends angegeben. q und $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}$ hängen dabei vom Skalierungsfaktor s^* für die Elektronenstoßraten ab; im vorliegenden Fall ist $s^* = 1$. Da $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}$ im Mittel nicht verschwindet, ist eine Korrektur der in Bild c *oben* angegebene Relation erforderlich. Diese hängt entscheidend davon ab, ob die NLTE-Häufigkeitstrends auf Mikroturbulenzdefekte *oder* lediglich auf ueberbewertete Elektronenstoßraten zurückzuführen sind. Die in Bild c durch die LTE-Häufigkeitstrends verlaufende gepunktete Kurve stellt eine jinsichtlich der Mikroturbulenzdefekte korrigierte Kalibrationsrelation dar und entspricht der Ausgleichsparabel in Bild d, welche die Korrelation zwischen *differentiellem Häufigkeitstrend* $m_{\varepsilon(\text{LTE})} - m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ und NLTE-Effekt beschreibt. Die Streuung um diese Ausgleichsparabel kann damit erklärt werden, daß auf der Abszisse der NLTE-Effekt lediglich einer O I-Linie aufgetragen ist. Dieser NLTE-Effekt unterliegt jedoch systematischen Äquivalentbreitenmeßfehlern. Weitere Erläuterungen siehe Text auf S. 223.

Abb. 6.5c entnehmen wir, daß sich die Häufigkeitstrends verringern, wenn das O I 7773-Triplett mit dem NLTE-Modell ohne Wasserstoffstöße analysiert wird. Allerdings verbleiben Defizite, die mit dem NLTE-Effekt sogar anwachsen. Die Tatsache, daß die Vernachlässigung von Wasserstoffstößen zwar zur Abnahme der Häufigkeitstrends aber vorallem bei den heißeren Sternen, aber nicht zu ihrer völligen Beseitigung führt, deutet darauf hin, daß der NLTE-Effekt noch unterschätzt wird. Eine Skalierung der nach Gl. 4.20, S. 134 berechneten Wasserstoffstoßratenkoeffizienten mit $S_H = 5$ führt zum Anwachsen der Häufigkeitstrends (Abb. 6.2). Wir müssen also davon ausgehen, daß Wasserstoffstöße für das kinetische Gleichgewicht von Sauerstoff keine Rolle spielen, und daß die Elektronenstöße mit dem Gauntfaktor von $\bar{g} = 0.7$ für den Übergang $3s^5S^0 - 3p^5P$ immer noch überschätzt werden.

Allerdings müssen auch Defizite der zugrundegelegten Temperaturstruktur in Betracht gezogen werden. Die O I 7773-Einzellinienhäufigkeiten von Procyon verhalten sich nur näherungsweise linear mit der Äquivalentbreite (Abb. 6.3). Tatsächlich unterscheidet sich das Verhalten der Einzellinienhäufigkeiten von O I 7772.0 und O I 7774.2 einerseits und O I 7775.4 andererseits. Fehler bei der Äquivalentbreitenmessung scheiden als Ursache für den offenbar nicht-linearen Zusammenhang von $\log \varepsilon$ und $\log W$ aus, denn gerade von Procyon konnten die O I 7773-Linien sehr genau vermessen werden. Da die Linien in unterschiedlichen Tiefen entstehen, könnten die unterschiedlichen NLTE-Einzellinienhäufigkeiten auf einen nicht repräsentativen Temperaturverlauf im Bereich um $\log \tau_0 \approx -1$ zurückgehen (vgl. Abb. 6.6).

6.2.3.6 Erklärung für LTE-Häufigkeitstrends $m_{\varepsilon(\text{LTE})}$

Die LTE-Häufigkeitstrends lassen sich auf denselben Mechanismus zurückführen wie die Mittele-Rand-Variation des solaren O I 7773-Triplets. Der NLTE-Effekt hängt von der Linienentstehungstiefe ab, die jeweils von den vorausgesetzten Stellarparametern, der absoluten Sauerstoffhäufigkeit, dem Winkel μ (bei solaren Intensitätsprofilen) und den $\log gf$ -Werten abhängt (Abschn. 4.2, S. 137). Die $\log gf$ -Werte der O I 7773-Linien unterscheiden sich um 0.14 dex (O I 7772 – O I 7774) und 0.23 dex (O I 7774 – O I 7775), so daß die drei Linien in unterschiedlichen Tiefen entstehen. Die Verschiebung der Beitragsfunktionen in Abhängigkeit vom jeweiligen $gf\varepsilon$ -Wert ist bei Betrachtung jeweils einer Spalte der Abbildungen 6.6 und 6.7 zu erkennen. Die Abbildungen zeigen den Tiefenverlauf des Quotienten S_λ/B_λ für die Linienzentren, und zwar für $S_H = 5$ und $S_H = 0$. S_λ ist die *gesamte* Quellfunktion (Gl. 4.22, S. 140), die im Unterschied zur Linienquellfunktion S_λ^l von der Linienopazität und damit von $gf\varepsilon$ abhängt.

Angenommen S_λ/B_λ (für $S_H = 0$) repräsentiere den *wahren* Verlauf der Quellfunktion in den Linienzentren des O I 7773-Triplets, d.h. die beobachteten Linienprofile liessen sich nicht mit LTE-Profilen repräsentieren. Die Beiträge zu den *theoretischen* LTE-Profilen würden sich entsprechend der in Abb. 6.6 *gepunktet* dargestellten LTE-Beitragsfunktionen verteilen. Die LTE-Einzellinienhäufigkeiten ε_{LTE} , die für die jeweilige Lage der LTE-Beitragsfunktionen maßgeblich sind, werden so bestimmt, daß die *theoretischen* LTE-Profile mit den *beobachteten* NLTE-Profilen übereinstimmen. Dabei wird für jede Linie eine spezifische LTE-Einzellinienhäufigkeit ermittelt, da die verwendete Quellfunktion $S_\lambda = B_\lambda$ größer ist als die *wahre* Quellfunktion $S_\lambda(gf\varepsilon) < B_\lambda$, die im Unterschied zu B_λ mit gf variiert (ε ist konstant). Die aus den *beobachteten* NLTE-Profilen abgeleiteten LTE-Einzellinienhäufigkeiten werden also in Abhängigkeit vom gf -Wert überschätzt, damit sich die *theoretischen* LTE-Profile an die tiefer eingesenkten *beobachteten* NLTE-Profile anpassen.²⁶

²⁶Die Möglichkeit größerer Mikroturbulenzparameter haben wir in der vorangegangenen Untersuchung weitgehend ausschließen können. Wir gehen außerdem davon aus, daß die verwendeten Stellarparameter repräsentativ sind, erwarten aber entlang einer Tiefenskala von $\Delta \log \tau_0 \approx 0.37$ dex keine nennenswerten differentiellen Abweichungen

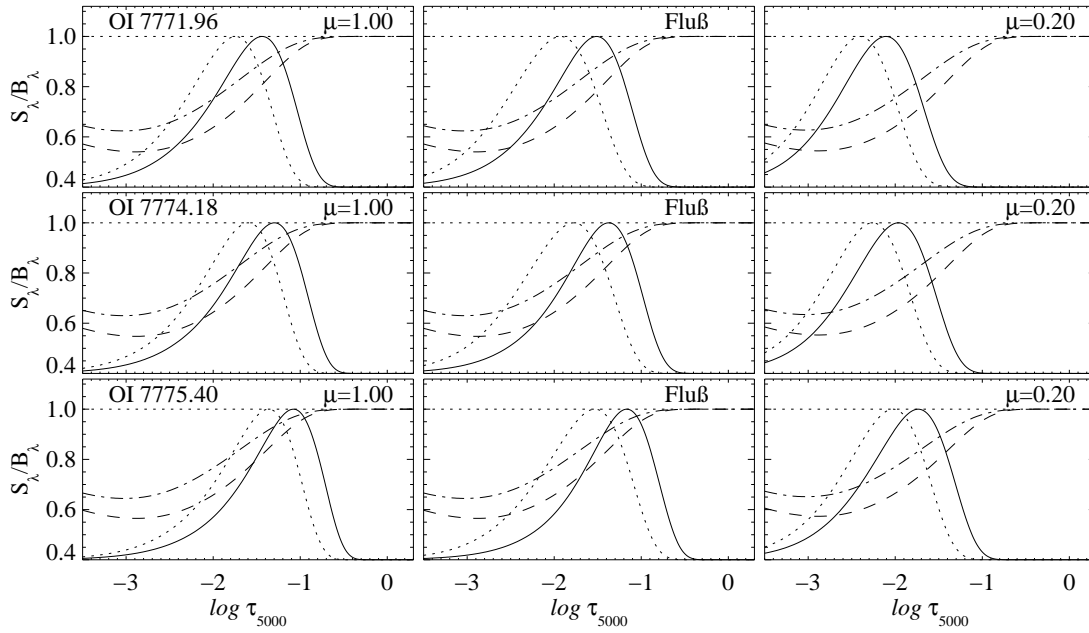


Abbildung 6.6 $S_{\lambda}^{\text{NLTE}}/B_{\lambda}$ und Beitragsfunktionen für die Zentren der O I 7773-Tripletlinien für Procyon. Die NLTE-Beitragsfunktion wurde für $S_{\text{H}} = 0$ berechnet. Der Verlauf von S_{λ}/B_{λ} ist ohne Wasserstoffstöße (*gestrichelt*) und mit $S_{\text{H}} = 5$ (*punkt-gestrichelt*) dargestellt. *Durchgezogen* wird die NLTE-Beitragsfunktion, und *gepunktet* die LTE-Beitragsfunktion – ebenfalls für die Linienzentren – dargestellt (skaliert und vertikal versetzt). Für die Rechnungen wurde $\log \varepsilon(\text{O}) = 8.99$ (NLTE) bzw. $\log \varepsilon(\text{O}) = 9.32$ (LTE) angesetzt. Wir setzen eine tiefenunabhängige Mikroturbulenz von $\xi_{\text{mic}} = 2.1 \text{ km s}^{-1}$ voraus.

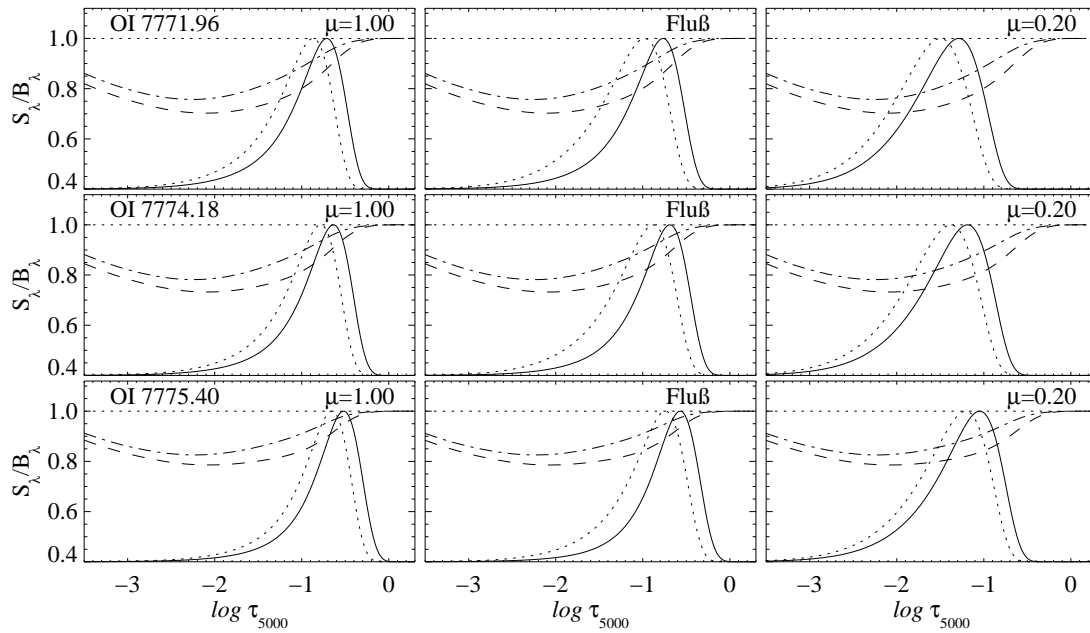
Die linienspezifischen Differenzen $\log \varepsilon_{\text{LTE}}(\text{O}) - \log \varepsilon_{\text{NLTE}}(\text{O})$, die in Abb. 4.4 auf S. 139 für das solare O I 7773-Triplett gezeigt werden, hängen von der Wahl der Skalierungsparameter S_{H} und S_{e} ab. Der *Trend* der Differenzen ist mit $S_{\text{H}} = 0$ erkennbar größer als mit $S_{\text{H}} = 5$. Unter der Annahme, daß die LTE-Häufigkeitstrends dadurch hervorgerufen werden, daß die linienspezifischen NLTE-Effekte bei der LTE-Analyse vernachlässigt worden sind, können wir die Skalierungsfaktoren der Stoßratenkoeffizienten bestimmen. Der Vergleich der theoretischen Häufigkeitsdifferenzen in Abb. 4.4, die jeweils mit dem HM74- und dem GRS88-Modell berechnet worden sind, zeigt, daß eine insuffiziente Temperaturschichtung nur wenig geänderte Häufigkeitstrends liefert.

Eine Untersuchung der Häufigkeitstrends in Sternen bietet gegenüber der Mitte-Rand-Variation in der Sonne den Vorteil, daß die LTE-Häufigkeitstrends – insbesondere für O I 7772 und O I 7774 – nur wenig von der Temperaturschichtung abhängen und vor allem in anderen Sternen beobachtet werden können. Die Mitte-Rand-Variation kann *nur* in der Sonne studiert werden.

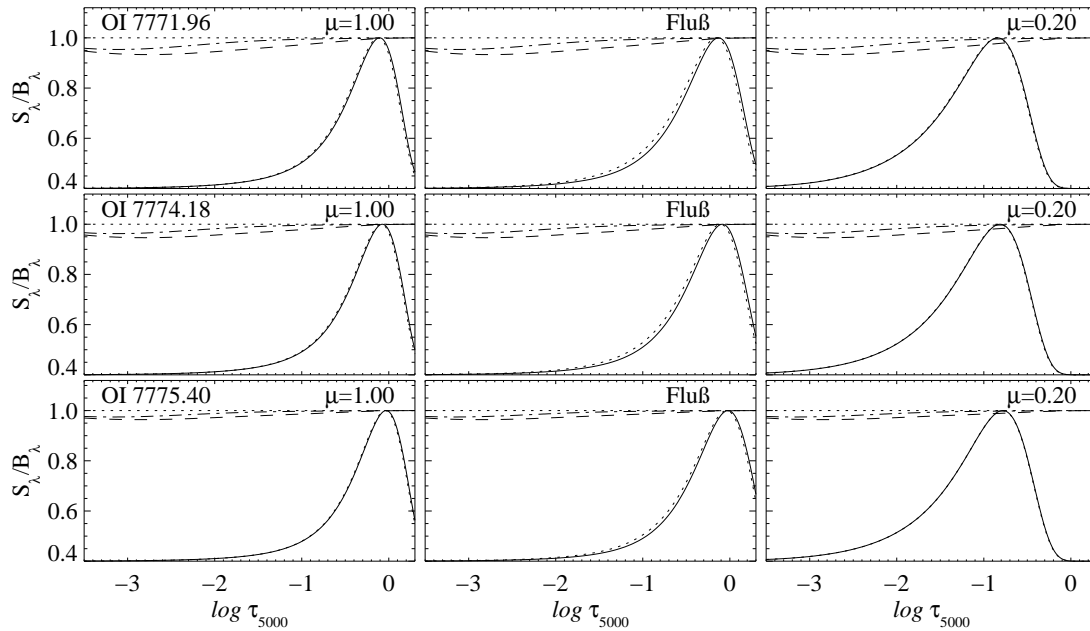
In Abb. 6.6 sind die Beitragsfunktionen und S_{λ}/B_{λ} -Verteilungen für die Zentren der O I 7773-Linien von **Procyon** dargestellt. Aufgrund der vergleichsweise hohen Temperatur und der solaren Metallizität entstehen die O I 7773-Triplett-Linien in höheren Schichten der Photosphären und zeigen entsprechend stärkere NLTE-Effekte als die Triplettlinien der Sonne.

Laut Axer *et al.* (1994) ist die Schwerebeschleunigung von **HD 205585** 1.36 dex kleiner als die Schwerebeschleunigung der Sonne, während T_{eff} und $[\text{Fe}/\text{H}]$ ungefähr solar sind. Die in Abb. 6.7a dargestellten S_{λ}/B_{λ} -Verhältnisse fallen stärker ab als in der Sonne (vgl. mit Abb. 4.3 auf S. 136), weil sich mit abnehmender Schwerebeschleunigung auch die Elektronendichte und damit die Elektronenstoßratenkoeffizienten verringern. Die Interpretation dieses $\log g$ -Effekts auf der Basis der

zwischen theoretischer und *wahrer* Temperaturschichtung.



(a) HD 205582 $T_{\text{eff}}=5630$ K, $\log g=3.08$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.18$, $\xi_{\text{mic}}=0.5$; $\log \varepsilon(\text{O})$: 8.97 (LTE), 8.69 (NLTE)



(b) HD 19445 $T_{\text{eff}}=6040$ K, $\log g=4.09$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-2.10$, $\xi_{\text{mic}}=1.6$; $\log \varepsilon(\text{O})$: 7.45 (LTE), 7.51 (NLTE)

Abbildung 6.7 $S_{\lambda}^{\text{NLTE}}/B_{\lambda}$ und Beitragsfunktionen für die Zentren der O I 7773-Tripletlinien. Der Verlauf von S_{λ}/B_{λ} ist ohne Wasserstoffstöße (gestrichelt) und mit $S_{\text{H}} = 5$ (punkt-gestrichelt) dargestellt. Durchgezogen wird die NLTE-Beitragsfunktion, und gepunktet die LTE-Beitragsfunktion – ebenfalls für die Linienzentren – dargestellt (skaliert und vertikal versetzt).

dargestellten S_{λ}/B_{λ} -Verteilungen ist allerdings nicht trivial, da die kontinuierliche Opazität bei niedrigerer Schwerebeschleunigung ebenfalls vermindert wird, so daß das $S_{\lambda}^1/B_{\lambda}$ -Verhältnis stärkeres Gewicht erhält (Gl. 4.22, S. 140). Im Rahmen unserer Parameterstudie (Abschn. 4.2) ergaben sich deutlich unterschiedliche NLTE-Abweichungskoeffizienten. Das Maximum der b_l/b_u -Verhältnisse (für $3s^5\text{S}^{\circ} - 3p^5\text{P}$) ändert sich bei einem Modell mit $T_{\text{eff}} = 5800$ K und $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$

von $\max(b_l/b_u) = 1.4$ auf 1.8, wenn $\log g$ von 4.0 auf 3.0 verringert wird. Verantwortlich für dieses Verhalten ist die Verringerung von b_u des $3p^5$ P-Niveaus um bis zu 30%, während b_l ($3s^5$ S^o) nur um wenige Prozent anwächst. Mit anderen Worten, die O 17773-Linien werden mit abnehmender Schwerebeschleunigung optisch dünner. Aus der HIPPARCOS-Parallaxe folgt allerdings eine zehnmal höhere Schwerebeschleunigung von $\log g = 4.08$, so daß sich auch der zunächst berechnete NLTE-Effekt um fast 0.1 dex verringert.

Die Abbildung für **HD 19445** (Abb. 6.7b) liefert ein Beispiel für die geringe Abweichung zwischen S_λ und der Planck-Funktion für den Fall, daß die Metallizität und folglich die Linieneinsenkung stark verringert ist. Die Linien entstehen näher am inneren Photosphärenrand bei $\log \tau_0 \approx 0.3$.

6.2.3.7 Modellinsuffizienzen und Korrekturansatz

In diesem Abschnitt versuchen wir eine halb-empirische Kalibrationsrelation zwischen LTE-Häufigkeitstrends und NLTE-Effekten zu gewinnen. NLTE-Effekte können dann direkt aus den unabhängig bestimmbareren LTE-Häufigkeitstrends abgeleitet werden. Wegen bestehender Modellinsuffizienzen ist im vorliegenden Fall jedoch nur eine Abschätzung möglich. Die Modellinsuffizienzen beziehen sich im wesentlichen sowohl auf die mangelhafte Repräsentation des mikroturbulenten Geschwindigkeitsfeldes als auch auf die möglicherweise zu hohen Elektronenstoßratenkoeffizienten des NLTE-Standardmodells. Einen Hinweis auf die Modellinsuffizienzen erhalten wir aus der Tatsache, daß eine konsistente Bestimmung der Einzellinienhäufigkeiten auch im Falle einer NLTE-Analyse nicht gelingt. Anhand der Relation zwischen NLTE-Häufigkeitseffekten und nicht verschwindenden NLTE-Häufigkeitstrends diskutieren wir die Möglichkeiten einer auf Modellinsuffizienzen bezogenen Korrektur und schätzen die Fehler der berechneten NLTE-Effekte ab.

Ein Zusammenhang zwischen LTE-Häufigkeitstrends und NLTE-Effekten stellt sich in Abb. 6.5c dar. Über der Abzisse, auf der die NLTE-Effekte aufgetragen sind, verteilen sich die LTE- und NLTE-Häufigkeitstrends im Mittel entlang der eingezeichneten Ausgleichsparabeln. Die $m_{\varepsilon(\text{LTE})}$ -Werte streuen, aber ein signifikanter Trend ist sowohl für die $m_{\varepsilon(\text{LTE})}$ - als auch für die $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}$ -Werte zu erkennen. Die Streuung hat unterschiedliche Ursachen. Die metallärmeren Sterne ($[\text{Fe}/\text{H}] < -0.8$, runde Symbole) weisen kleinere LTE-Häufigkeitstrends auf, die wegen der größeren relativen Äquivalentbreitenfehler in stärkerem Maße um die Ausgleichsgeraden streuen. Neben den Meßfehlern und Unsicherheiten der Kontinuumsfestlegung spielen auch Fehler der Stellarparameter, insbesondere ξ_{mic} , eine Rolle. Es ist zu erwarten, daß die LTE- und NLTE-Häufigkeitstrends einzelner Sterne mit den in den Abschnitten 6.2.3.1, 6.2.3.2, 6.2.3.3 und 6.2.3.4 diskutierten Unsicherheiten behaftet sind. Solange die Fehler zufälligen Charakter haben, wird die generelle parabolische Verteilung der Häufigkeitstrends nicht beeinflusst. Wir können aber systematische Effekte nicht ausschließen.

Während die Ordinatenkala für die LTE-Häufigkeitstrends unabhängig vom NLTE-Modell ist, hängt die die Abszissenskala davon ab, auf welches NLTE-Modell sich die NLTE-Effekte beziehen. Der NLTE-Effekt $\Delta \log \varepsilon_{7772} = f(m_{\varepsilon(\text{LTE})}, \vec{p}, \vec{\alpha})$ hängt i.a. von Stellarparametern \vec{p} und modellspezifischen Parametern $\vec{\alpha}$ ab (Gl. 2.27, S. 31). Dabei wird ξ_{mic} zu den Stellarparametern gezählt. Zu den modellspezifischen Parametern zählen beispielsweise Stoßratenkoeffizienten. Wir können die Anzahl der *freien* Parameter auf ein notwendiges Maß reduzieren, wenn wir die anhand geeigneter Signaturen bestimmten Stellarparameter als genügend genau bestimmt voraussetzen. Die $m_{\varepsilon(\text{LTE})}$ -Werte hängen bei gegebenen Stellarparametern nur wenig von Fehlern in der Größenordnung von $\Delta T_{\text{eff}} \approx 100$ K, $\Delta \log g \approx 0.2$ und $\Delta[\text{O}/\text{H}] \approx 0.1$ ab, wenn wir mit der Streuung der Häufigkeitstrends vergleichen, die allein auf Meßfehlern der Äquivalentbreiten beruht. Außerdem können davon ausgehen, daß die Häufigkeitstrends nur wenig vom zugrun-

degelegten Photosphärenmodell abhängen (siehe Abb. 4.4 auf S. 139). Bis auf ξ_{mic} verzichten wir deshalb auf eine weitere Berücksichtigung der Stellarparameter, auch wenn die Streuung der $m_{\varepsilon(\text{LTE})}$ -Werte durch Fehler der Stellarparameter hervorgerufen werden kann. Wenn wir die modellspezifischen Parameter betrachten und uns nur auf das NLTE-Modell beschränken²⁷, dann finden wir lediglich einen einflußreichen Parameter. Der $3s^5\text{S}^0 - 3p^5\text{P}$ -Übergang kann zudem in der Zwei-Niveau-Approximation behandelt werden (Abschn. 4.2. S. 137), so daß für den NLTE-Effekt des O I 7773-Tripletts nur noch die Elektronen- und Wasserstoffstoßratenkoeffizienten als freie modellspezifische Parameter relevant wären. Da die NLTE-Häufigkeitstrends selbst mit dem NLTE-Standardmodell zu $S_{\text{H}} = 0$ nicht verschwinden und eine weitere Verringerung von Stoßraten erforderlich ist, bietet sich der Elektronenstoßratenkoeffizient C_{lu}^e (bzw. der Gauntfaktor in Gl. 4.15, S. 133) für den $3s^5\text{S}^0 - 3p^5\text{P}$ -Übergang als freier Parameter an. Mit dem Faktor s werden die Elektronenstoßratenkoeffizienten skaliert. Mit s^* wird der im NLTE-Standardmodell verwendete Skalierungsfaktor $s^* = 1$ bezeichnet. Eine entsprechende Kennzeichnung erhalten auch die auf des NLTE-Standardmodell bezogenen NLTE-Häufigkeitstrends $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^* = m_{\varepsilon(\text{NLTE})}(s^*)$ und NLTE-Effekte $\Delta \log \varepsilon_{7772}^*$.

Der in Abb. 4.4 auf S. 139 dargestellte Zusammenhang zwischen Häufigkeitstrends und NLTE-Effekten zeigt, daß die NLTE-Effekte genau dann verschwinden, wenn die NLTE-Häufigkeitstrends verschwinden. Die aus beobachteten O I 7773-Tripletts bestimmten NLTE-Häufigkeitstrends müssen aber bei einer NLTE-Analyse selbst dann nicht verschwinden, wenn die berechneten Elektronenstoßraten realistisch sind. In Abb. 6.3 wird am Beispiel einiger Sterne gezeigt, daß die LTE-Häufigkeitstrends zwar nur relativ wenig vom Mikroturbulenzparameter abhängen, daß die NLTE-Häufigkeitstrends aber durchaus signifikant mit ξ_{mic} variieren. Dabei wurde bemerkt, daß Axer *et al.* (1994) im Falle des Unterriesen HD 205582 einen untypisch geringen Mikroturbulenzparameter bestimmt haben. Der mit dem Standardmodell berechnete NLTE-Häufigkeitstrend verringert sich bei diesem Stern signifikant, wenn eine höhere Mikroturbulenz verwendet wird und verschwindet nahezu bei einem Wert von $\xi_{\text{mic}} = 1.5 \dots 2.0 \text{ km s}^{-1}$. Grundsätzlich muß davon ausgegangen werden, daß die $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ -Werte aufgrund fehlerhaft bestimmter Mikroturbulenzparameter verfälscht sind. Wenn das Photosphärenmodell im wesentlichen Maße unrepräsentativ sein sollte²⁸ oder T_{eff} , $\log g$ und $[\text{Fe}/\text{H}]$ falsch bestimmt worden sind, können ebenfalls weder aus $m_{\varepsilon(\text{NLTE})} = 0$ noch aus $m_{\varepsilon(\text{NLTE})} \neq 0$ Rückschlüsse auf die Beschreibung der Linienentstehung gezogen werden.

Wir können nur dann eine Kalibrationsrelation $\Delta \log \varepsilon_{7772}^* = f(m_{\varepsilon(\text{LTE})})$ angeben, wenn die NLTE-Häufigkeitstrends bei einer NLTE-Analyse mit dem verwendeten NLTE-Standardmodell (ohne Wasserstoffstöße) verschwinden, *und* wenn wir gleichzeitig voraussetzen können, daß die Mikroturbulenz in adäquater Form berücksichtigt wird. Mikroturbulenz und nicht-thermische Linienentstehung müssen also unterschieden werden. Außerdem muß bei der Anwendung der Kalibrationsformel sicherstellt sein, die LTE-Häufigkeitstrends nicht von Mikroturbulenzdefekten beeinflusst sind. Unter einem Mikroturbulenzdefekt verstehen wir den Fehler einer Einzellinienhäufigkeit bzw. eines Häufigkeitstrends, der durch Verwendung einer nicht repräsentativen Mikroturbulenzschichtung hervorgerufen wird. Dabei setzen wir voraus, daß NLTE-Effekt und Mikroturbulenzdefekt grundsätzlich unterscheidbar sind.

Wenn wir voraussetzen, daß das NLTE-Standardmodell repräsentativ ist und die $m_{\varepsilon(\text{LTE})}$ -Werte allenfalls zufällig streuen, dann liefert die in Abb. 6.5c dargestellte Ausgleichsparabel durch die

²⁷Der Mischungswegparameter, der zu den spezifischen Parametern des Photosphärenmodells zählt, übt auf das solare O I 7773-Triplett nur einen geringen Einfluß auf die O I 7773-Linienentstehung (Abb. 3.23 auf S. 107).

²⁸D.h. wenn die Abweichung der Modell-Temperaturschichtung von der *wahren* stellaren Temperaturschichtung größer sein sollten als die der Unterschied zwischen dem HM74- und dem solaren GRS88-Modell.

$m_{\varepsilon(\text{LTE})}$ -Werte in ihrer Umkehrung die gesuchte Kalibrationsrelation:

$$\Delta \log \varepsilon_{7772}^* = f(m_{\varepsilon(\text{LTE})}, s^*) = \sqrt{0.03 + 0.244 \cdot m_{\varepsilon(\text{LTE})}} - 0.18. \quad (6.5)$$

Die $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ -Werte verschwinden *im Mittel* nur für kleine NLTE-Effekte und nehmen im Mittel ab $\Delta \log \varepsilon_{7772}^* \gtrsim 0.2$ zu (siehe Ausgleichsparabel für $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ - Werte in Abb. 6.5c). Offensichtlich kann Gl. 6.5 nicht für höhere NLTE-Effekte bzw. größere LTE-Häufigkeitstrends $m_{\varepsilon(\text{LTE})} \gtrsim 0.3$ angewendet werden.

Wie ist das Nichtverschwinden der NLTE-Häufigkeitstrends und insbesondere das scheinbar systematische Anwachsen der $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ -Werte zu interpretieren? Da die $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ -Werte mit zunehmendem NLTE-Effekt, also auch mit zunehmender Äquivalentbreite anwachsen, muß der mittlere parabolische Verlauf nicht zwangsläufig als Hinweis darauf interpretiert werden, daß die Elektronenstoßratenkoeffizienten im NLTE-Standardmodell zu groß sind. Da sich die Mikroturbulenz vornehmlich im Sättigungsbereich der \triangleright Wachstumskurve auswirkt, kann die Zunahme der $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}$ -Werte mit zunehmender Äquivalentbreite als Folge eines anwachsenden Einflusses des mikroturbulenten Geschwindigkeitsfeldes gewertet werden, das im Rahmen unseres Photosphärenmodells in nicht adäquater Weise behandelt wird (z.B. tiefenunabhängiger Mikroturbulenzparameter).

Aus Abb. 6.3 auf S. 211 geht hervor, daß die $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ -Werte für HD 203608 und HD 205582 verschwinden, wenn die Mikroturbulenzparameter die durchaus realistischen Werte von $\approx 1.5 \dots 2.0 \text{ km s}^{-1}$ annähmen (s.o.). Für Procyon verschwände der NLTE-Häufigkeitstrend, wenn $\xi_{\text{mic}} \approx 3. \dots 3.5 \text{ km s}^{-1}$ anstelle von 2.1 km s^{-1} betrüge. Ein derart erhöhter Mikroturbulenzparameter ließe sich allerdings weder mit dem anhand von Fe I- und Fe II-Linien bestimmten Mikroturbulenzparameter vereinbaren, noch wäre dann eine zufriedenstellende Profilanpassung möglich. Solange von einer konstanten Mikroturbulenzschichtung ausgegangen wird, werden die synthetischen Linienprofile zu breit (vgl. Abb. 6.4). Wir können nicht ausschließen, daß der $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ -Wert von Procyon mit einer Mikroturbulenzschichtung verschwände, bei der die Turbulenzgeschwindigkeit mit der optischen Tiefe variiert und am inneren Rand der Photosphäre, wo die Linienflügel der O I 7773-Linien entstehen, deutlich höhere Werte als 2.1 km s^{-1} annimmt.²⁹ Wir halten fest, daß die $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ -Werte der drei Sterne, die in Abb. 6.5c einen größeren NLTE-Effekt aufweisen und die für die Form der Ausgleichsparabel maßgeblich sind, verschwinden, wenn die Mikroturbulenzparameter etwas höhere Werte annähmen als Axer *et al.* (1994) bzw. Fuhrmann *et al.* (1997) bestimmen.³⁰ Außerdem können wir zeigen, daß der zu große $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ -Wert für HD 203608 ebenfalls auf einen zu kleinen Mikroturbulenzparameter bzw. eine nicht adäquate Mikroturbulenzschichtung zurückgeführt werden kann.

Falls die NLTE-Häufigkeitstrends *ausschließlich* auf inadäquate Mikroturbulenzparameter zurückgeführt werden können und die Stoßratenkoeffizienten des NLTE-Standardmodells repräsentativ sind, dann können wir davon ausgehen, daß die NLTE-Effekte $\Delta \log \varepsilon_{7772}^*$ realistisch sind. Wenn wir die *differenziellen* Häufigkeitsgradienten $\Delta m^* = m_{\varepsilon(\text{LTE})} - m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ betrachten, bei dem die Mikroturbulenzdefekte, die sowohl die LTE- als auch die NLTE-Häufigkeitsgradienten verfälschen, weitgehend verschwunden sind und diese in Relation zu $\Delta \log \varepsilon_{7772}^*$ setzen, dann erhalten wir eine Kalibrationsrelation die von Mikroturbulenzdefekten bereinigt und in Abb. 6.5d als Ausgleichsparabel eingezeichnet ist. Die Umkehrung der Ausgleichsparabel lautet:

$$\Delta \log \varepsilon_{7772}^* = \sqrt{0.05 + 0.389 \cdot (m_{\varepsilon(\text{LTE})} - m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*)} - 0.22. \quad (6.6)$$

Diese Kalibrationsrelation ist allerdings nicht unmittelbar auf $m_{\varepsilon(\text{LTE})}$ -Werte anwendbar, die aufgrund von Mikroturbulenzdefekten verfälscht sind. Die Ausgleichsparabel von Abb. 6.5d ist zwar

²⁹Dies wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht im Detail untersucht.

³⁰Der $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ -Wert von HD 207978 fällt bereits relativ klein aus, s. Abb. 6.2.

auch in Abb. 6.5c eingezeichnet worden, aber da viele der eingetragenen $m_{\varepsilon(\text{LTE})}$ -Werte (nach der obigen Annahme) von Mikroturbulenzdefekten betroffen sind, läßt sich die Kalibrationsrelation nicht unmittelbar auf diese Werte anwenden. Der Nutzen von Formel 6.6 besteht lediglich darin, daß NLTE-Effekte der O I 7772-Linie von Sternen abgeschätzt werden können, für die die Bestimmung der LTE-Häufigkeitstrends *ohne Mikroturbulenzdefekt* möglich ist.

Die bisherigen Betrachtungen standen unter dem Vorbehalt, daß die nicht-thermische Entstehung der O I 7773-Triplets durch das NLTE-Standardmodell (ohne Wasserstoffstöße) repräsentiert wird, während die von Null abweichenden $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ -Werte Ausdruck bestehender Mikroturbulenzdefekte sind. Falls der mittlere Trend der $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ -Werte in Wahrheit auf Defiziten des NLTE-Modells beruht, kann Gl. 6.6 nicht mehr angewendet werden, auch wenn anzunehmen ist, daß die erhebliche Streuung der $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ -Werte um die Ausgleichsparabel in Abb. 6.5c auf fehlerbehaftete Mikroturbulenzparameter zurückzuführen ist. In Abb. 4.5 auf S. 142 zeigt im Zusammenhang mit dem GRS88-Modell und $S_{\text{H}} = 0$, daß der aus dem solaren Randspektrum abgeleitete verschwindend geringe Häufigkeitstrend (siehe *oberes linkes* Bild von Abb. 4.5) bei $s = S_{\text{e}} = 0.2$ geändert werden kann, wobei sich die abgeleitete Sauerstoffhäufigkeit um ≈ 0.1 dex reduziert (siehe *mittleres* Bild). Der Effekt ist, daß die O I 7773-Linien bei Sonne in tieferen Photosphärenschichten entstehen als bei Procyon. Der NLTE-Häufigkeitstrend kann im Falle von Procyon (Abb. 6.5c) demnach auch durch Reduzierung der Elektronenstoßratenkoeffizienten verringert werden.

Falls die Elektronenstoßquerschnitte tatsächlich kleiner sein sollten als im NLTE-Standardmodell angenommen, kann Gl. 6.6 nicht mehr angewendet werden. In diesem Fall ist das totale Differential einer Kalibrationsfunktion

$$\Delta \log \varepsilon_{7772}^* = f(m_{\varepsilon(\text{LTE})} - m_{\varepsilon(\text{NLTE})}(s), s) \quad (6.7)$$

zu betrachten

$$df = \left(-\frac{\partial f}{\partial m_{\varepsilon}} \frac{dm_{\varepsilon, \xi_{\text{mic}}}}{ds} + \frac{\partial f}{\partial s} \right) ds, \quad (6.8)$$

mit der der NLTE-Effekt $\Delta \log \varepsilon_{7772}^*$, den wir mit dem überschätzten Skalierungsparameter s^* bestimmt haben, korrigiert werden kann. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist keine derartige Untersuchung durchgeführt worden. Wir schlagen allerdings eine weitergehende Untersuchung der NLTE-Häufigkeitstrends vor.

Formel 6.7 enthält den Mikroturbulenzparameter nicht als expliziten Parameter, weil der Einfluß von ξ_{mic} sowohl auf den NLTE-Effekt $\Delta \log \varepsilon_{7772}^*$ als auch auf die Differenz der Häufigkeitstrends, $\Delta m_{\varepsilon}(s, \xi_{\text{mic}}) = m_{\varepsilon(\text{LTE})}(\xi_{\text{mic}}) - m_{\varepsilon(\text{NLTE})}(s, \xi_{\text{mic}})$ marginal ist (siehe Abb. 6.3). Die Feinjustierung der Elektronenstoßratenkoeffizienten müßte so erfolgen, daß der NLTE-Häufigkeitstrend $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}(s, \xi_{\text{mic}})$ bei gegebenem ξ_{mic} verschwindet. Der NLTE-Häufigkeitstrend und die Ableitung $\frac{dm_{\varepsilon, \xi_{\text{mic}}}}{ds}$ in Gl. 6.8 hängen empfindlich von ξ_{mic} ab, so daß die Fragen der Anwendbarkeit des aus Eisenlinien bestimmten Mikroturbulenzparameters, wie wir auf S. 224 erläutern, und die Unterscheidung von Mikroturbulenzdefekt und NLTE-Effekt sowohl für eine Korrektur des NLTE-Effekts als auch für die Bestimmung eines adäquaten Skalierungsparameters s von Bedeutung sind. Die vorgeschlagene Untersuchung kann also nur dann erfolgreich sein, wenn die NLTE-Häufigkeitstrends keinen Mikroturbulenzdefekt aufweisen. Dann aber können wir davon ausgehen, daß die NLTE-Effekte mit Gl. 6.5 systematisch unterschätzt werden, weil die notwendige Verringerung der NLTE-Häufigkeitstrends mit einer Erhöhung der NLTE-Effekte korrespondiert.

Am Ende dieses Abschnitts, in dem wir eine halb-empirische Bestimmung von Stoßratenkoeffizienten vornehmen wollten, kommen wir also zu dem etwas unbefriedigenden Ergebnis, daß die Unsicherheit der Mikroturbulenzparameter, insbesondere die Frage, wann eine Mikroturbulenzschichtung für das O I 7773-Triplett repräsentativ ist, eine *zuverlässige* Feinjustierung der Elektro-

nenstoßratenkoeffizienten verhindert. Das Problem der Unterscheidbarkeit von Mikroturbulenzdefekt und NLTE-Effekt als bestimmende Einflußfaktoren der LTE- und NLTE-Häufigkeitstrends verhindert somit auch die Gewinnung einer zuverlässigen halb-empirischen Kalibrationsrelation *aus den vorliegenden Daten*. Die Formeln Gl. 6.5 bzw. 6.6 können deshalb nur zur Abschätzung von $\Delta \log \varepsilon_{7772}^*$ bei gegebenem LTE-Häufigkeitstrend verwendet werden.

Obwohl die nicht-verschwindenden NLTE-Häufigkeitstrends von HD 203608 und HD 205582 ohne weiteres mit jeweils zu niedrig bestimmten Mikroturbulenzparametern erklärt werden können, gelingt dies im Fall von Procyon nicht mehr. Da keine entsprechende Modellrechnung durchgeführt wurde, können wir nur vermuten, daß das O I 7773-Triplett von Procyon einen Hinweis darauf liefert, daß der Elektronenstoßratenkoeffizient bzw. der Gauntfaktor in Gl. 4.15 (S.133) für den $3s^5S^o - 3p^5P$ -Übergang zu groß ist. Wenn allerdings die in Abb. 6.20 auf S. 276 für Procyon dargestellte Diskrepanz zwischen $[\text{O}/\text{Fe}]_{6300}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ auf überschätzte Elektronenstoßraten bzw. einen immer noch unterschätzten NLTE-Effekt zurückzuführen sein sollte, dann ergäbe sich aus dem solaren O I 7773-Triplett eine kleinere Sauerstoffhäufigkeit.

Unabhängig von der sicherlich notwendigen Feinjustierung der Elektronenstoßratenkoeffizienten zeigt die Verteilung der $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ -Werte, daß Wasserstoffstöße für die NLTE-Analyse der O I 7773-Triplets ohne Belang sind. Wir haben auch $m_{\varepsilon(\text{NLTE})}^*$ -Werte für $S_H = 5$ berechnet und konnten eine deutliche Zunahme der NLTE-Häufigkeitstrends feststellen. Skalierungsfaktoren mit $S_H > 1$ (wobei $S_e = 1$) können ausgeschlossen werden. Damit ist der Nachweis erbracht, daß der NLTE-Effekt in sonnenähnlichen Sternen eine signifikante Rolle spielt, woraus folgt, daß die mit den NLTE-Standardmodell (mit $S_H = 0$) aus dem solaren O I 7773-Triplett bestimmte NLTE-Häufigkeit $\log \varepsilon_{\odot}(7773) \approx 8.74 \dots 8.82$ beträgt.

6.2.4 Einfluß der stellaren Parameter auf $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ bzw. $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$

Tab. 6.5 auf S. 272 gibt die Empfindlichkeit der aus dem O I 7773-Triplett bestimmten Sauerstoffhäufigkeit $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ für typische Fehler der Stellarparameter an. Wie zu erwarten, hängt der systematische Fehler von $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ besonders von der Effektivtemperatur ab. Eine um 100 K höhere Effektivtemperatur impliziert für die Sonne eine um 0.1 dex *niedrigere* Sauerstoffhäufigkeit. In kühleren Sternen reagiert das O I 7773-Triplett noch empfindlicher, so daß das O I 7773-Triplett für Analysen kühler Sterne weniger geeignet ist, obwohl NLTE-Effekte nur von geringer Bedeutung sind. Die Empfindlichkeit von $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ gegenüber T_{eff} hängt nur wenig von der Schwerebeschleunigung ab und ändert sich auch kaum, wenn metallarme Sterne analysiert werden.

Die Empfindlichkeit von $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ gegenüber $\log g$ ist bei kühlen Sternen größer als in heißeren. Eine Erhöhung von $\log g$ um 0.2 dex schlägt sich in einer um 0.04 bis 0.08 dex *höheren* Sauerstoffhäufigkeit $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ nieder. Ursache für dieses Verhalten ist die H^- -Opazität, die allerdings nicht nur von der Schwerebeschleunigung und der Effektivtemperatur abhängt, sondern auch von der Häufigkeit elektronenspendender Metalle. Dies kommt dadurch zum Ausdruck, daß die Empfindlichkeit von $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ gegenüber $[\text{Fe}/\text{H}]$ mit abnehmender Metallizität abnimmt.

Mit den $\log g$ -Werten, die aus HIPPARCOS-Parallaxen abgeleitet worden sind (Tab. 6.6), erhöhten sich die resultierenden Sauerstoffhäufigkeiten in vielen Fällen um ≈ 0.1 dex (und mehr) gegenüber den ursprünglich mit Schwerebeschleunigungen von Axer *et al.* (1994) bestimmten $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Werten. Prominente Beispiele sind die Sterne HD 31128, CD -33 3337, HD 205582 und HD 140283 (siehe Tab. C.1 auf S. 315 und vgl. Abb. 6.20 auf S. 276 mit Abb. 6.21). Die Revision der Schwerebeschleunigung von HD 45282 von $\log g=3.3$ dex auf 3.1 dex im Zuge der Reanalyse von Fuhrmann (1996,priv. Mitteilung) *verringerte* den resultierenden Wert von $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ um 0.08 dex. Gleichzeitig mußte auch die Effektivtemperatur von 5100 K auf ≈ 5220 K (laut Fuhr-

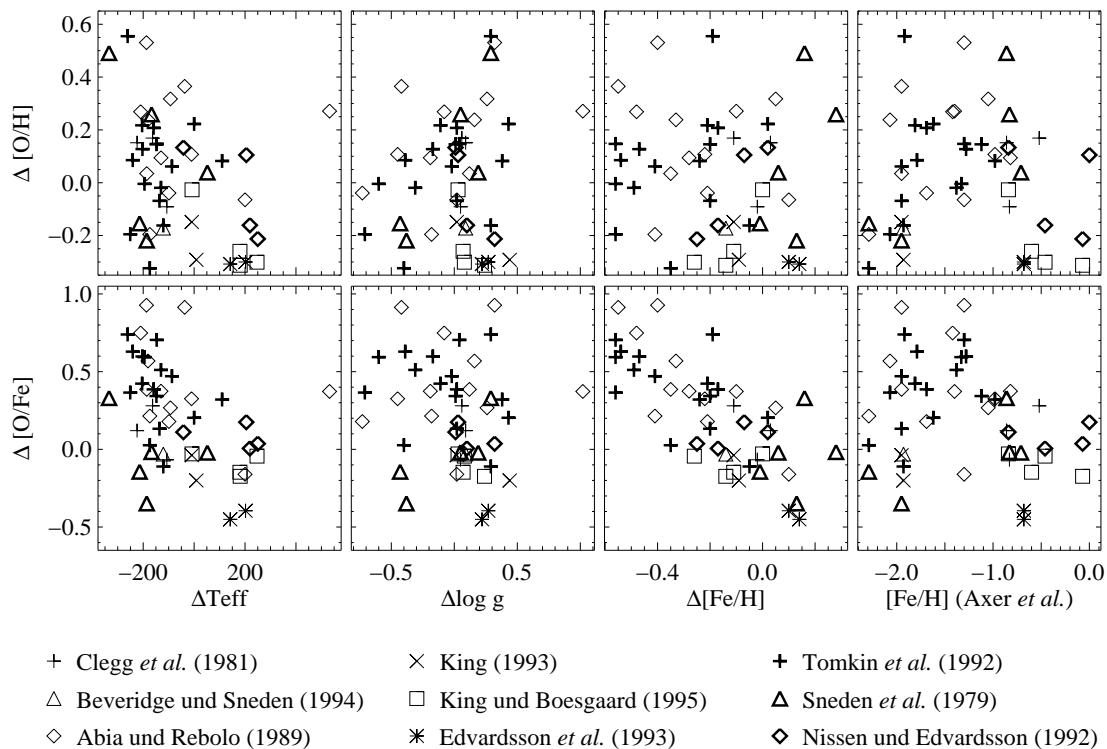


Abbildung 6.8 $[O/Fe]_{7773}$ und $[O/H]_{7773}$ aus der vorliegenden Arbeit im Vergleich mit Literaturwerten. Δ bedeutet dabei (*Parameter aus Literatur*) – (*Parameter aus der vorliegenden Arbeit*) (vgl. Tab. C.1 auf S. 315). Falls $\Delta[O/H] < 0$ ist der Literaturwert kleiner als die Häufigkeit, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestimmt wurde. Die Verteilung der Residuen streut, weil die Bestimmungsmethoden der stellaren Parameter, Äquivalentbreiten und Annahmen hinsichtlich NLTE-Rechnungen in der Literatur nicht einheitlich sind. Auf Seite 6.2.5 werden die Diskrepanzen diskutiert. Deutlich korreliert sind die $\Delta[O/Fe]_{7773}$ mit den $\Delta[Fe/H]$: Abia und Rebolo (1989) haben für zahlreiche Sterne insbesondere deshalb bis zu 10-mal höhere Sauerstoffhäufigkeiten erhalten, weil die vorausgesetzten Eisenhäufigkeiten zu groß sind. Der Effekt höherer Sauerstoffhäufigkeiten bei gleichzeitig niedrigeren Eisenhäufigkeiten – mit der Folge noch größerer Sauerstoffexzesse – ist im wesentlichen auf systematisch niedrigere Temperaturen zurückzuführen: Während die Stärke der (synthetischen) O I 7773-Tripletlinien maßgeblich vom Boltzmannfaktor $\exp -E_{low}/kT$ abhängt, wird das Verhalten der Fe I-Linien wesentlich von dem bei $T_{eff} \approx 6000$ K sehr temperaturempfindlichen Sahafaktor $\sim n(\text{Fe II})/n(\text{Fe I})$ determiniert. Dies bedeutet aber bei kleineren Temperaturen, höhere $[O/H]$ bei gleichzeitig höheren $[Fe/H] \rightarrow$ noch höhere $[O/Fe]$ -Werte. In diesem Zusammenhang ist bemerkenswert, daß die Sauerstoffhäufigkeiten (siehe Bild b) bzw. Eisenhäufigkeiten (siehe Bild d) von Abia und Rebolo (1989) und Tomkin *et al.* (1992) zwischen $[Fe/H] = -2 \dots -1$ signifikant (Faktor 2 ... 5) höher ($[O/H]$) bzw. niedriger ($[Fe/H]$) bestimmt werden.

mann (1998a) auf $T_{eff} = 5280$ K) revidiert werden.³¹ Entsprechend *verringerte* sich $[O/H]_{7773}$ ein weiteres Mal um ≈ 0.15 dex. $[Fe/H]$ änderte sich hingegen nicht. Die Revision der Stellarparameter *vermindert* also $[O/H]_{7773}$ gegenüber dem ursprünglich bestimmten Wert um 0.2 ... 0.25 dex (vgl. Tab. C.1 auf S. 315).

HD 19445 liefert ein weiteres Beispiel für die Konsequenzen, die sich aus geänderten Stellarparametern ergeben. Fuhrmann (1996, priv. Mitteilung) bestimmt aus dem Ionisationsgleichgewicht eine Eisenhäufigkeit, die 0.23 dex kleiner ist ($[Fe/H] = -2.10$ dex) als Axer *et al.* (1994) ermittelten und die Schwerebeschleunigung verringert sich um 0.43 dex auf $\log g = 4.09$ dex. Die systematisch unterschätzte Schwerebeschleunigung hätte einen um 0.15 dex *verringerte* $[O/H]_{7773}$ -Wert zur Folge. Anhand der Mg I b -Linienflügel bestimmt Fuhrmann (1998a) mittlerweile $\log g =$

³¹Bei der Analyse von Axer *et al.* (1994) wurde der entsprechende Magnesiumhäufigkeitsexzess nicht berücksichtigt, woraus sich entsprechenden Konsequenzen für die berechnete Elektronendichteschichtung und somit für die aus den Balmerlinien abgeleitete Effektivtemperatur ergeben.

4.38 dex und $[\text{Fe II}/\text{H}] = -1.95$ dex. Entsprechend verringert sich $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ nur noch um ≈ 0.04 dex. Gleichzeitig bestimmt Fuhrmann (1998a) aus den Balmerlinien eine Effektivtemperatur, die gegenüber dem von Axer *et al.* (1994) angegebenen Wert nur um unmaßgebliche 26 K verringert ist, mit der Folge, daß sich der $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Wert wieder um ≈ 0.02 dex erhöht. Insgesamt betrachtet finden wir also für HD 19445 keinen signifikanten Unterschied zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Werten, die mit den von Axer *et al.* (1994) oder Fuhrmann (1998a) angegebenen Stellarparametern abgeleitet werden.

Die Streuung der $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Werte um bis zu 0.15 dex kann ohne weiteres auf typische systematische Fehler der Stellarparameter zurückgeführt werden, dabei ist der am Beispiel von HD 45282 diskutierte Fall ein eher extremes Beispiel für zu erwartende systematische Fehler. Wenn die Schwerebeschleunigungen aus dem Ionisationsgleichgewicht bestimmt worden sind und deshalb insbesondere bei F-Sternen (z.B. Procyon) um bis zu 0.4 dex zu klein sind (Fuhrmann 1998a), dann werden die resultierenden $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Werte i.a. ≈ 0.1 dex zu klein sein. Wie in Abb. 6.1 dargestellt wird, hängt die Streuung der $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ -Werte zusätzlich von der Streuung der $[\text{Fe}/\text{H}]$ -Werte ab.

Die Konsequenzen systematischer Fehler der Stellarparameter für die abgeleiteten Eisenhäufigkeiten sind im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht näher untersucht worden. Die Revision einiger Stellarparameter durch Fuhrmann (1998a) liefert einen Hinweis darauf, daß gegenüber den von Axer *et al.* bestimmten Werten keine Änderungen von $\Delta[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim 0.1$ dex zu erwarten sind, wenn die Eisenhäufigkeit aus Fe II-Linien abgeleitet werden. HD 45282 und HD 207978 sind prominente Beispiele dafür, daß sich die auf Fe II bezogene Metallizitätsskala von Axer *et al.* (1994) nicht grundsätzlich ändert, obwohl T_{eff} , $\log g$ und ξ_{mic} eine deutlich Revision erfahren haben. Aus diesem Grund haben wir die $\log g$ -Werte von Axer *et al.* durch die aus HIPPARCOS-Parallaxen bestimmten Schwerebeschleunigungen ersetzt ohne neue Effektivtemperaturen und Metallizitäten zu bestimmen. Diese Vorgehensweise müßte allerdings im Einzelfall geprüft werden, und wir müssen davon ausgehen, daß die $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ -Werte in signifikanter Weise streuen, weil ein Teil der Stellarparameter (T_{effAxer} , $\log g_{\text{Hip}}$, $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{Axer}}$, ξ_{micAxer}) nicht konsistent bestimmt worden sind.

6.2.5 Vergleich mit der Literatur

Wegen der starken Temperaturempfindlichkeit der hochangeregten O I 7773-Tripletlinien werden die daraus abgeleiteten Sauerstoffhäufigkeiten in der Literatur häufig kritisiert (siehe Balachandran und Carney 1996b). $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Werte müssen deshalb immer im Zusammenhang mit den jeweils zugrundegelegten T_{eff} -Bestimmungsmethoden (Temperaturskalen) und Modellphotosphären betrachtet werden. Tomkin *et al.* (1992) weisen bereits auf eine signifikante Temperaturabhängigkeit der von ihnen bestimmten $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ -Werte hin, allerdings ohne die von ihnen verwendete photometrische Temperaturskala in Frage zu stellen. Die von Abia und Rebolo (1989) und von Tomkin *et al.* (1992) verwendeten *photometrischen* Effektivtemperaturen sind von Fuhrmann (1993) kritisiert worden (s. Abschn. 6.1).

King (1993) macht zwar die jeweils verwendeten photometrischen Temperaturskalen für hohe $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ -Werte in metallarmen Sternen verantwortlich und erklärt damit die von Abia und Rebolo (1989), Bessell *et al.* (1991) und Nissen und Edvardsson (1992) gefundene systematische Diskrepanz zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$. Er führt allerdings keinen Nachweis auf der Grundlage einer von gängigen Farbkalibrationsverfahren unabhängigen Methode. Im Gegensatz zu Fuhrmann (1993), der die Effektivtemperaturen anhand von Balmerlinienflügeln bestimmt, leitet King lediglich eine weitere photometrische Temperaturkalibrationsrelation für die Farben (V-K) und (b-y) auf der Basis von ATLAS9-Modellen (Kurucz 1992b) her. Vor dem Hintergrund, daß die im Zusammenhang mit ATLAS9 verwendeten *neuen* Opazitätsverteilungsfunktionen hauptsächlich

wegen der von Kurucz (1992b) überschätzten Eisenhäufigkeit eine höhere Gesamtopazität aufweisen, muß eine darauf basierenden T_{eff} -Kalibrationsrelation grundsätzlich in Zweifel gezogen werden.

In Abb. 6.8 werden die im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestimmten $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ - und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Werte mit Ergebnissen anderer Arbeiten verglichen. Die zum Vergleich herangezogenen Analysen unterscheiden sich im Hinblick auf die Methoden der Häufigkeitsanalyse (differenziell bzw. absolut) und auf die Genauigkeit der zugrundegelegten Stellarparameter. Den Darstellungen, die die Abweichungen der Literaturwerte von unseren Ergebnissen zeigen, können auch die Unterschiede zwischen den jeweils vorausgesetzten Stellarparametern entnommen werden. Differenzen, die auf unterschiedlich gemessene Äquivalentbreiten basieren, gehen nicht unmittelbar aus der Abbildung hervor. Auf Seite 206 haben wir bereits diskutiert, daß Tomkin *et al.* (1992) nach unserer Einschätzung tendenziell kleinere Äquivalentbreiten gemessen haben als wir.

Eine auffällige Korrelation besteht zwischen den $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ -Differenzen und den Differenzen der Eisenhäufigkeiten. Abia und Rebolo (1989) und Tomkin *et al.* (1992) verwenden Eisenhäufigkeiten, die bis zu 0.8 dex kleiner sind als die von Axer *et al.* (1994) bestimmten $[\text{Fe}/\text{H}]$ -Werte. Die systematischen Abweichungen der abgeleiteten Metallizitäten sind auf die unterschiedlichen Temperaturskalen zurückzuführen (Axer *et al.* 1994), folglich finden wir auch eine Korrelation zwischen den T_{eff} -Differenzen und $\Delta[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$. Die Konsequenzen für die auf $[\text{Fe}/\text{H}]$ bezogenen Sauerstoffexzesse sind nicht zu übersehen, während die reinen Sauerstoffhäufigkeiten kaum von der vorausgesetzten Eisenhäufigkeit abhängen. Es gibt allerdings von Autor zu Autor signifikante Unterschiede. Bei Betrachtung der dritte Spalte von Abb. 6.8 fällt auf, daß sich die Abweichungen $\Delta[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ hinsichtlich Abia und Rebolo (1989) bzw. Tomkin *et al.* (1992) trotz ähnlicher Metallizitätsskalen (und Temperaturskalen) unterscheiden. Die Diskrepanzen zu den $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Werten von Abia und Rebolo (1989) fallen deutlich höher aus als die Diskrepanzen zu Tomkin *et al.* (1992).

Grundsätzlich kann nur eine detaillierte Betrachtung der jeweiligen Häufigkeitsanalysen über die Ursache für die unterschiedlichen $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Wertdifferenzen Aufschluß geben, da wir in einigen Fällen auf Äquivalentbreiten der genannten Autoren zurückgreifen und in anderen Fällen eigene Äquivalentbreiten verwenden. Sofern unsere Äquivalentbreiten mit Literaturwerten verglichen werden können, läßt sich feststellen, daß wir ähnlich große Äquivalentbreiten messen wie Abia und Rebolo (1989), während die Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.* (1992) systematisch kleiner sind. Vor diesem Hintergrund ist es bemerkenswert, daß die $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Werte von Abia und Rebolo tendenziell stärker von unseren $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Resultaten abweichen als die Sauerstoffhäufigkeiten von Tomkin *et al.*. Eine einfache Erklärung dafür bietet sich nicht an. Erwähnenswert ist allerdings, daß sich die größte Diskrepanz $\Delta[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ für den spektroskopischen Doppelstern HD 219617 (Carney 1983) ergibt. Abia und Rebolo (1989) setzen bei ihrer Analyse zudem eine Schwerebeschleunigung voraus, die um eine ganze Größenordnung über dem von Axer *et al.* (1994) bestimmten Wert liegt.

Eine erhebliche Diskrepanz finden wir im Falle des BD 66 268: Tomkin *et al.* (1992) bestimmen eine um 0.57 dex höhere $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Häufigkeit, obwohl wir die selben Äquivalentbreiten verwendet haben. Die Tomkin *et al.* setzen zwar eine 260 K niedrigere Effektivtemperatur und eine 0.3 dex höhere Schwerebeschleunigung voraus, aber damit kann allenfalls eine Häufigkeitsdiskrepanz von $\Delta[\text{O}/\text{H}]_{7773} \approx 0.35$ dex erklärt werden. Grundsätzlich kann die aus dem O I 7773-Triplett abgeleitete Sauerstoffhäufigkeit überschätzt werden, wenn die Anzahl freier O I-Atome aufgrund zu großer Molekülbildungsraten im Modell unterschätzt wird. Dies wäre beispielsweise der Fall, wenn das C/O-Häufigkeitsverhältnis unrealistisch groß wäre. Eine realistische Berechnung der CO- und OH-Molekülbildung ist bei einem kühlen Hauptreihenstern, wie dem BD 66 268, von

Bedeutung. Es gibt allerdings keinen Hinweis darauf, daß Tomkin *et al.* bzw. wir die Molekülbildung in nicht adäquater Weise berücksichtigen. $[C/Fe] = 0$ ist nach den Untersuchungen von Tomkin *et al.* (1992) eine durchaus plausible Annahme. Bei der Vorberechnung der Molekülpartialdrücke haben wir $[O/Fe] = 0.7$, also $[C/O] = -0.7$ vorausgesetzt, so daß über die CO-Bildung weit weniger freie O I-Atome gebunden werden als wenn ein solares C/O-Häufigkeitsverhältnis vorausgesetzt worden wäre.

Abb. 6.8 läßt in der letzten Spalte einen weiteren Zusammenhang erkennen: Die $\Delta[O/H]_{7773}$ -Abweichungen nehmen scheinbar im Bereich von $[Fe/H] \approx -2 \dots -1$ maximale Werte an. Da die Verteilung der metallarmen Sterne über $[Fe/H]$ keineswegs homogen ist, und da wir insbesondere für einige Sterne mit mehreren Literaturwerten vergleichen (z.B. HD 140283), besteht die Gefahr einer Fehlinterpretation des vermeintlichen Zusammenhangs zwischen $[Fe/H]$ und $\Delta[O/H]_{7773}$. Andererseits muß der Verteilung der $\Delta[O/H]_{7773}$ - bzw. $\Delta[O/Fe]_{7773}$ -Abweichungen über $[Fe/H]$ eine wichtige Bedeutung beigemessen werden, wenn es um die Frage geht, welche Konsequenzen die Ergebnisse der vorliegende Arbeit für das in Abb. 1.1 auf S. 5 gezeigte $[O/Fe]$ - $[Fe/H]$ -Diagramm haben. So läßt sich sagen, daß die $[O/Fe]_{7773}$ -Werte von Abia und Rebolo (1989) insbesondere im Metallizitätsbereich zwischen $[Fe/H] \approx -2$ und -1 drastisch nach unten korrigiert werden müssen.

6.2.6 Zusammenfassung

Die $[O/Fe]$ -Werte von Abia und Rebolo (1989) sind aus mehreren Gründen systematisch zu hoch. Die photometrischen Temperaturen sind verglichen mit den spektroskopischen Temperaturen tendentiell zu niedrig und die $[O/H]_{7773}$ -Werte werden überschätzt. Die Eisenhäufigkeiten von Tomkin *et al.* (1992) sind ebenfalls tendentiell kleiner als die Eisenhäufigkeiten von Axer *et al.* (1994) bzw. Fuhrmann (1998a). Folglich sind die $[O/Fe]_{7773}$ -Resultate dieser Autoren ebenfalls zu groß, wenngleich die Abweichungen zu unseren $[O/Fe]_{7773}$ -Werten längst nicht so groß sind wie im Fall der $[O/Fe]_{7773}$ -Werte von Abia und Rebolo.

Da die NLTE-Effekte bei vielen der untersuchten Sterne von gleicher Größenordnung sind wie in der Sonne, liefert eine *konsequente differentielle* Analyse jeweils vergleichbare $[O/H]_{7773}$ -Ergebnisse. Extrem metallarme Sterne ($[Fe/H] < -1.5$) weisen nur einen verschwindend kleinen NLTE-Effekt auf, so daß die *differentiellen* LTE-Häufigkeiten allenfalls ≈ 0.1 dex (dem auf das GRS88-Modell bezogenen NLTE-Effekt in der Sonne) zu klein ausfallen. Eine *differenzielle* LTE-Analyse des O I 7773-Tripletts liefert also i.a. zuverlässige Sauerstoffhäufigkeiten – vorausgesetzt die Stellarparameter und die Temperaturstruktur sind für die Photosphäre des analysierten Sterns repräsentativ.

Erhebliche NLTE-Effekte von bis zu 0.3 dex finden wir insbesondere bei F-Sternen (z.B. Procyon, HD 207978), die Metallhäufigkeiten von $[Fe/H] \gtrsim -1$ aufweisen. Die NLTE-Linienentstehung des O I 7773-Tripletts kann anhand eines Häufigkeitstrends der LTE-Einzelinienhäufigkeiten erkannt und quantitativ abgeschätzt werden. Anhand dieser Häufigkeitstrends können NLTE-Modelle getestet werden. Die Häufigkeitstrends verschwinden im Mittel, sobald geeignete Stoßratenkoeffizienten vorausgesetzt werden. Aus der Überprüfung unseres NLTE-Modells anhand der stellaren O I 7773-Tripletts ergeben sich Konsequenzen für die solare Sauerstoffhäufigkeit. Mit dem *überprüften* NLTE-Modell (ohne Wasserstoffstöße) bestimmen wir bei Verwendung der HM74-Photosphäre eine solare Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(7773) = 8.74 \dots 8.82$. Die im Rahmen des NLTE-Standardmodells vorausgesetzten Elektronenstoßquerschnitte könnten noch überschätzt worden sein, da die Häufigkeitstrends von heißeren Sternen im Mittel auch mit dem NLTE-Standardmodell nicht völlig verschwinden.

6.3 Analysen der [O I] 6300-Linie

Die [O I] 6300-Linie wird oft zur Bestimmung stellarer Sauerstoffhäufigkeiten in Betracht gezogen, weil die Physik der Linienentstehung relativ einfach zu beschreiben ist. Die Besetzung der energetisch tiefliegenden Niveaus des $2p^4\ ^3P_2 - 2p^4\ ^1D_2$ -Übergangs läßt sich durch den Saha-Boltzmann-Formalismus beschreiben. Das O II/O I-Ionisationsgleichgewicht fällt zugunsten von O I aus und ist wegen der zu H I ähnlichen Ionisationsenergie von O I über Ladungsaustauschreaktionen an das Ionisationsgleichgewicht von Wasserstoff gekoppelt. Abweichungen vom LTE sind – im Gegensatz zu den hochangeregten Übergängen – nicht zu erwarten, und die Grundzustandsbesetzung hängt wegen der hohen Ionisationsenergie von O I im Vergleich zu den O I 7773-Tripletlinien nur wenig von der Temperatur ab. Andererseits hängt die Äquivalentbreite von [O I] 6300 wegen des elektronendruckabhängigen H I/H⁻-Gleichgewichts empfindlich von den Stellarparametern ab. Die relativen Häufigkeiten der Elektronendonatoren, Fe I, Mg I und Si I, können für die Entstehung des [O I] 6300-Profiles von Bedeutung sein.

In Abschnitt 5.3 auf S. 159 wurde bereits ausgeführt, daß die Äquivalentbreite der [O I]-Linie bei niedrigeren Schwerebeschleunigungen größer ist als bei Hauptreihensternen. Aus diesem Grund wurde die [O I]-Linie zunächst in kühlen metallarmen Riesen analysiert (Lambert *et al.* 1974; Kjærgaard *et al.* 1982; Gratton und Ortolani 1986; Barbuy 1988; Sneden *et al.* 1991). Die Interpretation der in entwickelten Sternen gefundenen Sauerstoffhäufigkeiten ist jedoch problematisch, da die beobachtete Sauerstoffhäufigkeit nicht notwendigerweise den ursprünglichen Häufigkeitsanteil des interstellaren Mediums repräsentieren muß. Die beobachteten Sauerstoffhäufigkeiten können infolge nuklearer Prozesse in einem fortgeschrittenen Entwicklungsstadium abgereichert worden sein (CNO- und NO-Zyklus). Abia und Rebolo (1989) entdecken Diskrepanzen zwischen den von ihnen bestimmten [O/Fe]₇₇₇₃-Werten in *unentwickelten* Sternen und solchen [O/Fe]₆₃₀₀-Werten, die in metallarmen *Riesen* ([Fe/H] < -1) gemessen worden sind.

Zunächst ist nicht auszuschließen, daß diese systematischen Diskrepanzen zwischen [O/Fe]₇₇₇₃ in unentwickelten Sternen und [O/Fe]₆₃₀₀ in metallarmen Riesen ([Fe/H] < -1) mehr über spezifische Prozesse während des Riesensternstadiums aussagen als über physikalisch nicht verstandene Linienentstehungsmechanismen. Der von den o.g. Autoren gefundene Häufigkeitstrend von [O/Fe]₆₃₀₀ in Riesensternen beschreibt möglicherweise nicht die Chronologie der sukzessiven Anreicherung des interstellaren Mediums mit Nukleosyntheseprodukten aus SNIa- und SNI-Explosionen. Eine mögliche Erklärung für die Diskrepanz zwischen [O/Fe]_{OH} und [O/Fe]₆₃₀₀ sehen Abia und Rebolo (1989) in dem Konzept der Durchmischung durch meridionale Zirkulation (Sweigart und Mengel 1979). In zahlreichen roten Riesen werden Stickstoffüberhäufigkeiten (relativ zu Eisen) gefunden, die auf eine Kontaminierung der Riesensternphotosphären mit CNO-prozessierter Materie aus dem Sterninneren hindeuten (z.B. Sneden *et al.* 1991, 1997). Laut Sweigart und Mengel kann der im Rahmen des NO-Zyklus im Sterninneren verringerte Sauerstoffanteil im Zuge der Durchmischung bereits während des späten Unterriesenstadiums zu einer Abnahme des Sauerstoffanteils in der Sternphotosphäre führen. Die Wirksamkeit dieser Durchmischung infolge meridionaler Ströme ist eine Funktion der stellaren Eigenrotation und nimmt mit abnehmender Metallizität zu. Diese Erklärung von Sweigart und Mengel wird auch von Israelian *et al.* (1998) angeführt, die aus den OH A-X-Banden extrem metallarmer Sterne erstmals Sauerstoffhäufigkeiten ableiten, die mit den relativ hohen [O/Fe]₇₇₇₃-Werten von Cavallo *et al.* (1997) und Tomkin *et al.* (1992) im Einklang stehen.

Um Fehlinterpretationen zu vermeiden, sind in neueren Arbeiten [O/Fe]₆₃₀₀-Verhältnisse in weitgehend unentwickelten Sternen untersucht worden (Barbuy und Erdelyi-Mendes 1989; Spite und Spite 1991; Nissen und Edvardsson 1992; King und Boesgaard 1995). Diese [O/H]₆₃₀₀-Bestimmungen setzen einen erheblichen beobachtungstechnischen Aufwand voraus (Abschn. 5.3). So

konnte die [O I] 6300-Linie bislang nicht in *Hauptreihensternen* mit $[\text{Fe}/\text{H}] < -1.6$ beobachtet werden.³² $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{6300}$ können im allgemeinen nur in *Hauptreihensternen* mit moderater Metallunterhäufigkeit ($[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -1$) gemessen und mit $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ -Werten verglichen werden.

Unsere Analyse der [O I] 6300-Linie dient der Untersuchung von Diskrepanzen zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$. Außerdem können wir – zumindest für Sterne mit zuverlässigen Stellarparametern – unsere NLTE-Rechnungen überprüfen. Bei HD 22879 sind wir sogar in der Lage, mit $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ vergleichen zu können. In der Literatur werden systematische Unterschiede zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ in der Größenordnung von 0.3 ... 0.5 dex angegeben (Bessell *et al.* 1991; Nissen und Edvardsson 1992; Cavallo *et al.* 1997). Um beim Vergleich von $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ zwischen einzelnen NLTE-Modellen unterscheiden zu können, dürften die Äquivalentbreitenfehler von [O I] 6300 nicht größer sein als 0.5 mÅ, da die typischen Differenzen zwischen den *differentiellen* LTE- und NLTE-Häufigkeiten lediglich 0.1 ... 0.2 dex betragen (Abb. 6.1).

Die $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ -Werte der vorliegenden *differentiellen* Analyse hängen von dem relativen Beitrag der Ni I (246)-Linie ab. Die ermittelten *absoluten* $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ -Werte reagieren bei Hauptreihensternen empfindlicher auf die Metallizität (bzw. Nickelhäufigkeit) als bei Riesensternen, wo der Ni I-Blend selbst im Falle solarer Metallizität kaum zum Gesamtliniensprofil beiträgt.³³ Wenn die Ni I (246)- und [O I] 6300-Linie wie in Abschnitt 3.3.2 erläutert blenden, dann müßte die stellare Nickelhäufigkeit zusätzlich bestimmt werden. Eine Bestimmung des Ni I-Blendbeitrags wird allerdings dadurch erschwert, daß die Einsenkung der Ni I-Linie tatsächlich kleiner sein kann als das berechnete LTE-Profil. Dies gilt besonders für heißere Sterne wie z.B. Procyon.³⁴

$[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ reagiert besonders empfindlich auf die Schwerebeschleunigung. Eine Sauerstoffhäufigkeit mit einem Fehler von weniger als ± 0.1 dex setzt eine auf mindestens 0.2 dex genau bestimmte Schwerebeschleunigung voraus (siehe Tab. 6.5 auf S. 272). Ein $\log g$ -Wert, der anhand des Eisenionisationsgleichgewichts bestimmt wurde, kann *systematisch* um 0.4 dex kleiner sein als eine Schwerebeschleunigung, die anhand von starken Metalllinienprofilen bestimmt worden ist (Fuhrmann *et al.* 1997). Entsprechend kann $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ bei Verwendung der $\log g$ -Werte von Axer *et al.* (1994) (oder ähnlich bestimmter Schwerebeschleunigungen) bis zu 0.2 dex zu klein sein. Bei der vorliegenden Analyse verwenden wir entweder Stellarparameter von Fuhrmann (1998a) oder wir greifen auf Effektivtemperaturen und Metallhäufigkeiten von Axer *et al.* (1994) zurück, ersetzen aber deren Schwerebeschleunigungen durch $\log g$ -Werte, die aus HIPPARCOS-Parallaxen abgeleitet worden sind (siehe Tab. 6.6 auf S. 273).

³²Die von Spite und Spite (1991) angegebenen Parameter von HD 132475 weisen den mit $[\text{M}/\text{H}] = -1.6$ metallärmsten Stern ihres Ensembles sogar als Unterriesen aus. Die Äquivalentbreite der [O I] 6300-Linie eines metallarmen *Hauptreihensterns* betrüge bei gleicher Effektivtemperatur deutlich weniger als die von Spite und Spite gemessenen 3.3 mÅ und hätten selbst mit $R \approx 80000$ und $S/N \approx 300$ nicht ausgewertet werden können.

³³Die Beiträge für [O I] 6300 stammen aus einem ausgedehnten optischen Tiefenbereich, dessen Zentrum mit zunehmender Linieneinsenkung in höhere Photosphärenbereiche verschoben wird. Die Beitragsfunktion für die Ni I (246)-Linie ist wesentlich schmaler, da die Ni I-Linie mit 4.27 eV höher angeregt ist. Der Ni I-Blend kann also in Riesensternen vernachlässigt werden, sofern $[\text{Ni}/\text{Fe}] \approx 0$ und die Ni I-Linie im solaren Flußatlas maximal 30% zur Gesamtäquivalentbreite beiträgt. Damit erklärt sich, warum der Ni I-Blend in Riesensternen nicht auffällig geworden und im Rahmen der *absoluten* Häufigkeitsbestimmungen von Kjærgaard *et al.* (1982) und Barbuy (1988) ohne Relevanz ist. Im Rahmen einer *differentielle* Häufigkeitsanalyse ist allerdings die entsprechend dem Blendbeitrag verringerte solare Referenzhäufigkeit zu berücksichtigen.

³⁴Wenn die Schwerebeschleunigung nicht aus dem Ionisationsgleichgewicht neutraler und einfach ionisierter Metalle bestimmt wird, sondern unabhängig davon erfolgt, dann sind die beobachteten Ni I- und Fe I-Linien tendenziell schwächer als die theoretischen LTE-Linien. Diese Feststellung machen wir z.B. auch bei HD 207978, wenn die Stellarparameter von Fuhrmann (1998a) vorausgesetzt werden.

6.3.1 Methode der Analyse

Unsere eigenen Beobachtungen sowie Besonderheiten der Datenreduktion, die für die Häufigkeitsbestimmung relevant sind, werden in Abschnitt 5.3 auf S. 159 diskutiert. Auf S. 168 ... 171 wird die Bestimmung der Äquivalentbreiten von fünf Zwergsternen erläutert. Diese Sterne wurden nach Maßgabe der scheinbaren Helligkeit (S/N), des Beobachtungszeitpunkts und der abgeschätzten Mindestäquivalentbreite aus dem Katalog von Axer *et al.* (1994) herausgesucht. Sie stellen kein repräsentatives Ensemble dar.

Die gemessene [O I] 6300-Äquivalentbreite von HD 22879 stimmt mit der Äquivalentbreite von Nissen und Edvardsson (1992) gut überein (S. 168). Wir sehen darin eine Bestätigung unserer Äquivalentbreitenmessung. Nissen und Edvardsson konnten ihre spektroskopischen Beobachtungen unter günstigeren Bedingungen vornehmen ($R \approx 100000$ bei $S/N > 200$, auch die Witterungsbedingungen waren wahrscheinlich günstiger). Wir können davon ausgehen, daß ihre Äquivalentbreiten zuverlässiger sind als unsere und haben deshalb auch die Äquivalentbreiten von HD 102870, HD 51929, und HD 20807 aus deren Arbeit verwendet. Zusätzlich haben wir auf Äquivalentbreiten von Barbuy und Erdelyi-Mendes (1989) (HD 211998, HD 20619), Spite und Spite (1991) (HD 103095, HD 184499) und King und Boesgaard (1995) (HD 203608, HD 141004, HD 186408, HD 186427, HD 218470, HD 222368) zurückgegriffen.

Die Äquivalentbreiten wurden *differentiell* zur Sonne analysiert, d.h. die ermittelte absolute stellare Sauerstoffhäufigkeit wurde auf eine solare [O I] 6300-Häufigkeit bezogen, die unter Voraussetzung jeweils der selben Oszillatorenstärke für die Ni I-Linie mit dem GRS88-Photosphärenmodell bestimmt worden ist. Für [O I] 6300 verwendeten wir den $\log gf$ -Wert von -9.78 von Baluja und Zeippen (1988).

Die Ni I-Linie wurde mit unterschiedlichen Oszillatorenstärken berücksichtigt³⁵ und die resultierenden *differentiellen* Sauerstoffhäufigkeiten mit $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ verglichen. Letztlich entschieden wir uns für einen $\log gf$ -Wert von -2.25 dex (Tab. E.1).³⁶ Im Vergleich zu einer konsequenten *differentiellen* Sauerstoffhäufigkeit *ohne* Ni I-Blend beträgt die maximale Korrektur von $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ mit $\log gf = -2.25$ nur mehr 0.12 dex. Bei der Analyse setzten wir $[\text{Ni}/\text{Fe}] = 0$ voraus (siehe Gratton und Sneden 1987). Stellarparameter und Ergebnisse für $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ werden in Tab. C.1 auf S. 315 und für $[\text{O}/\text{Fe}]_{6300}$ in Tab. 6.6 angegeben. Die $[\text{O}/\text{Fe}]_{6300}$ -Werte werden in Abb. 6.20 auf S. 276 gegen $[\text{Fe}/\text{H}]$ aufgetragen.

6.3.2 Diskussion und Vergleich mit $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$

Abb. 6.9 zeigt die Differenzen $[\text{O}/\text{H}]_{6300} - [\text{O}/\text{H}]_{7773}$, die gegen die einzelnen Stellarparameter aufgetragen sind. In drei Bildreihen werden LTE- und NLTE-Häufigkeiten aus dem O I 7773-Trip-

³⁵Dabei orientierten wir uns jedoch an dem für die GRS88-Photosphäre und den solaren Flußatlas möglichen Wertebereich (siehe Abb. 3.3 bzw. Tab. E.1).

³⁶Wir haben also nicht die in Tab. 3.3 auf S. 46 angegebene solare Sauerstoffhäufigkeit für das GRS88-Modell (Flußspektrum) zugrundegelegt. Bei Berechnung dieser Sauerstoffhäufigkeit wurde die Ni I-Linie mit $\log gf = -2.03$ dex vorausgesetzt. Das theoretische Blendprofil von Ni I (246) und [O I] 6300 kann zwar mit $\log gf = -2.03$ dex überzeugend an das 6300.3 Å -Profil des solaren Flußspektrums angepaßt werden. Aber die resultierende, auf das GRS88-Modell bezogene O-Häufigkeit änderte sich gegenüber der Sauerstoffhäufigkeit ohne Ni I-Blend um 0.23 dex. Entsprechend würden sich alle $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ -Häufigkeiten von metallarmen oder entwickelten Sternen, bei denen die Ni I (246)-Linie keine Rolle mehr spielt, um 0.23 dex erhöhen. Da diese Änderung deutlich größer ist als der NLTE-Effekt beim O I 7773-Triplett (≈ 0.12 dex), haben wir uns für einen Kompromiß entschieden. Wir können aber keineswegs ausschließen, daß der Ni I-Blend in der Sonne nicht doch stärker ist, denn der CN-Blend über [O I] 6363 steht einer Änderung um 0.23 dex nicht entgegen. Allein wegen des ungelösten Problems, welcher astrophysikalische f -Wert der Ni I-Linie zuzuordnet ist, müssen wir einen systematischen Fehler von ≈ 0.1 dex veranschlagen.

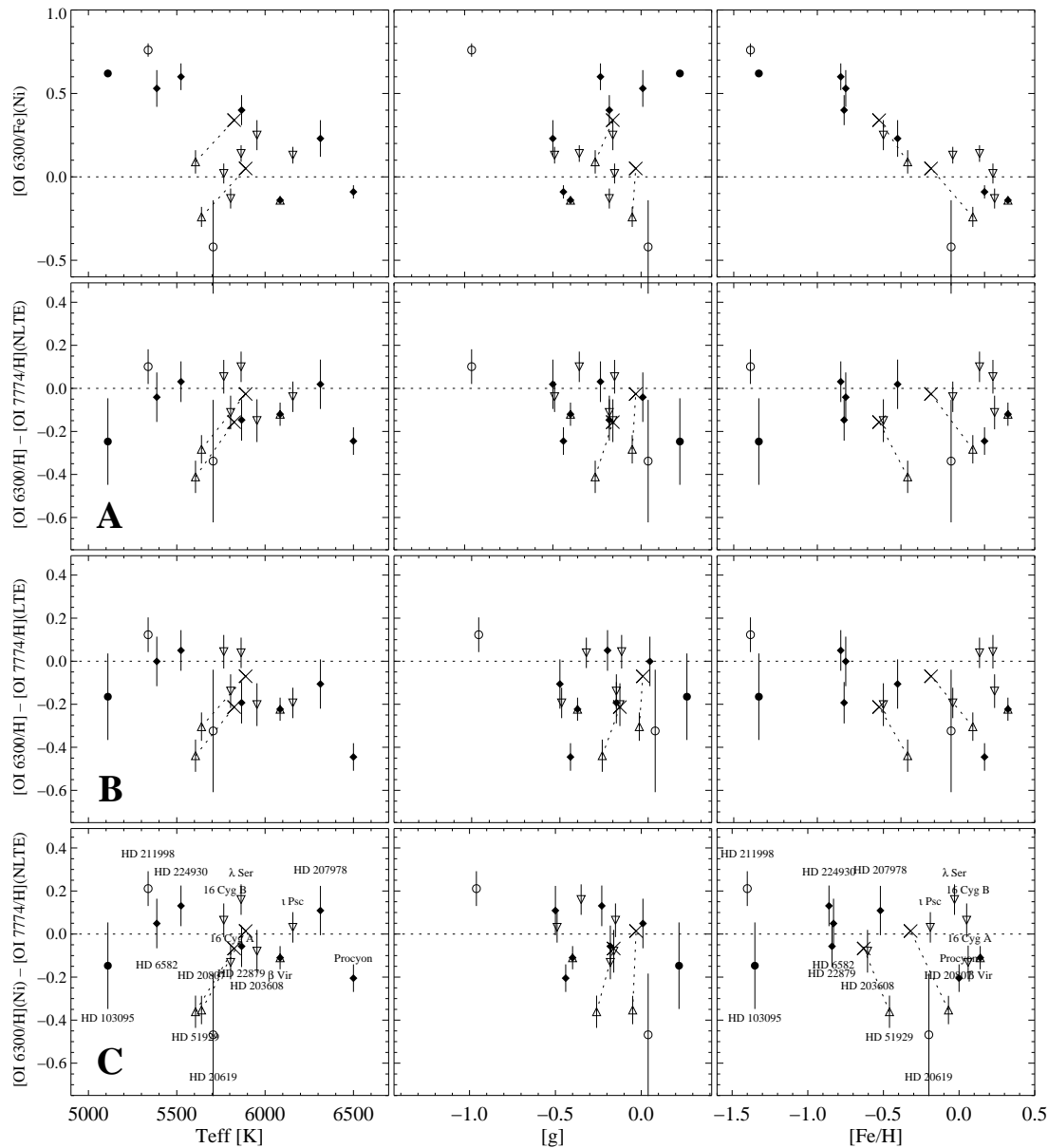


Abbildung 6.9 Vergleich von $[O/H]_{6300}$ mit $[O/H]_{7773}$: $\Delta[O/H] = [O/H]_{6300} - [O/H]_{7773}$. Fehlerbalken beziehen sich nur auf den Äquivalentbreitenfehler von O I 7773-Triplett und [O I] 6300; die Unsicherheiten hinsichtlich der Stellarparameter, speziell T_{eff} , sind zusätzlich zu veranschlagen. Die *unterste* Bildreihe zeigt die von uns vorgeschlagene Kombination von NLTE-Triplethäufigkeiten und $[O/H]_{6300}$ unter Berücksichtigung des Ni I-Blends bei der *differentiellen* Analyse. Darüber werden jeweils Kombinationen mit und ohne NLTE-Linienstehung dargestellt, wobei die [O I] 6300-Linie unter Vernachlässigung des Ni I-Blends ausgewertet wurde. Mit den unterschiedlichen Symbolen werden die Quellen der [O I] 6300-Äquivalentbreiten angegeben: eigene Messungen (\blacklozenge), Nissen und Edvardsson (1992) (\triangle), King und Boesgaard (1995) (∇), Barby und Erdelyi-Mendes (1989) (\circ) und Spite und Spite (1991) (\bullet). Für HD 51929 und HD 20807 wurden zusätzlich Stellarparameter von Nissen und Edvardsson (1992) verwendet (\times). Ansonsten stammen die Stellarparameter von Fuhrmann (1998a) bzw. Axer *et al.* (1994), wobei die Schwerebeschleunigung aus HIPPARCOS-Parallaxen abgeleitet worden ist (vgl. Tab. C.1 auf S. 315).

lett mit [O I] 6300-Häufigkeiten verglichen. Im Fall A vergleichen wir $[O/H]_{6300}$ *ohne* Ni I-Blend mit der NLTE-Häufigkeit $[O/H]_{7773}$. Fall B stellt den Vergleich von $[O/H]_{6300}$ *ohne* Ni I-Blend mit der LTE-Häufigkeit $[O/H]_{7773}$ dar, und im Fall C vergleichen wir $[O/H]_{6300}$ *mit* Ni I-Blend

und die aus dem O I 7773-Triplett bestimmte NLTE-Häufigkeit. Nach den Ergebnissen unserer Untersuchung von [O I] 6300, [O I] 6363 und O I 7773 in der Sonne, sowie nach den in Abschnitt 6.2 dargelegten Ergebnissen, erwarten wir konsistente Sauerstoffhäufigkeiten für Fall C. Tatsächlich finden wir aber in *keinem* der dargestellten Fälle eine für *alle* Sterne *gleichermaßen* zufriedenstellende Übereinstimmung von $[O/H]_{6300}$ und $[O/Fe]_{7773}$. Andererseits ergeben sich aber auch keine *systematischen* Diskrepanzen in der Größenordnung von 0.2 dex oder mehr, wie sie von Bessell *et al.* (1991) und Nissen und Edvardsson (1992) festgestellt werden.

Da der typische Meßfehler von $\Delta[O/H]_{6300} \approx 0.1$ dex etwa so groß ist wie die Differenz zwischen dem absoluten und dem differentiellen Wert für $[O/H]_{6300}$ (bei Berücksichtigung des Ni I-Blends), kann die Frage nach der Bedeutung des Ni I-Blends nicht anhand von Abb. 6.9 entschieden werden.

Die NLTE-Analyse des O I 7773-Triplets liefert für die heißeren Sterne wie β Vir, ι Psc, HD 207978 und Procyon die größten NLTE-Effekte. Mit dem Vergleich von $[O/H]_{7773}$ und $[O/H]_{6300}$ überprüfen wir allerdings nicht den eigentlichen NLTE-Effekt, sondern wir können – vorausgesetzt die Stellarparameter sind zuverlässig – allenfalls eine Differenz zwischen der *differentiellen* LTE- und der *differentiellen* NLTE-Häufigkeit (siehe Abb. 6.1, oben) erwarten. Da sich diese Häufigkeitseffekte aber um die – auf das GRS88-Modell bezogene – NLTE-Korrektur für die Sonne³⁷ verringern, können wir unser NLTE-Modell nur anhand der genannten Sterne prüfen.

Die Analyse von **Procyon** ergibt in keinem Fall eine konsistente Sauerstoffhäufigkeit. Dies ist nicht überraschend, denn weil der Häufigkeitstrend innerhalb des O I 7773-Triplets selbst im Rahmen der NLTE-Analyse nicht verschwand, hatten wir bereits gefolgert, daß die Entstehung des Triplets mit unserem NLTE-Modell entweder noch unzureichend beschrieben wird, oder daß die von Fuhrmann *et al.* (1997) anhand von Eisenlinien bestimmte Mikroturbulenz ($\xi_{\text{mic}} = 2.1 \text{ km s}^{-1}$) unterschätzt wird (Abb. 6.2 und 6.3). Der Vergleich von $[O/H]_{7773}$ mit $[O/H]_{6300}$ bestätigt lediglich, daß die Linienentstehung des O I 7773-Triplets von Procyon noch nicht völlig verstanden ist, und daß die NLTE-Häufigkeit $[O/H]_{7773}$ zu hoch ist. Wir bemerken, daß $[O/Fe]_{7773}$ (NLTE) und $[O/Fe]_{6300}$ (mit Ni I-Blend) übereinstimmen, wenn wir die NLTE-Analyse von O I 7773 mit einer (höheren) Mikroturbulenz ($\approx 3.5 \text{ km s}^{-1}$) wiederholen, bei der der in Abb. 6.3 auf S. 211 gezeigte O I 7773-Häufigkeitstrend verschwindet. Mit einem kleineren effektiven Gauntfaktor $\bar{g} < 0.7$ in Gl. 4.15, S. 133, d.h. kleineren Elektronenstoßraten, würden die NLTE-Korrekturen ebenfalls höher ausfallen. Die Elektronenstoßratenkoeffizienten für den O I 7773-Übergang könnten prinzipiell anhand der Differenz $[O/H]_{7773} - [O/H]_{6300}$ angepaßt werden. Allerdings können erhebliche Unsicherheiten hinsichtlich der Mikroturbulenz (O I 7773) und der verwendeten Effektivtemperaturskala bestehen.

Die Analyse von **HD 203608** ergibt im Fall C eine im Rahmen der Meßgenauigkeit zufriedenstellende Übereinstimmung von $[O/H]_{6300}$ und $[O/H]_{7773}$. Wie bei Procyon verbesserte sich die Übereinstimmung bei Verwendung eines höheren Mikroturbulenzparameters (Abb. 6.3). Wir erhalten lediglich in Fall C eine konsistente Sauerstoffhäufigkeit.

Für die Analyse von **HD 22879** wurden die Stellarparameter von Fuhrmann (1998a) verwendet. Wir finden eine Übereinstimmung von $[O/H]_{6300}$ und $[O/H]_{7773}$ im Fall C und keine Übereinstimmung innerhalb des 1σ -Fehlers in den Fällen A und B. Im Rahmen der Meßgenauigkeit finden wir sogar Übereinstimmung mit $[O/H]_{\text{OH}}$ (siehe Abb. 6.16 auf S. 255).³⁸

³⁷Die NLTE-Korrektur beträgt ≈ 0.12 dex für das GRS88-Modell (solares Flußspektrum), Tab. 3.6 auf S. 110.

³⁸Mit den Parametern von Axer *et al.* (1994) erhielten wir zunächst für alle drei Häufigkeitsindikatoren eine um 0.05 ... 0.10 dex *verminderte* Sauerstoffhäufigkeit. Die Konsistenz der Sauerstoffhäufigkeit war auch in diesem Fall gewährleistet, weil die Effektivtemperatur, die die Differenz der Einzellinienhäufigkeiten variieren könnte, bei Axer *et al.* nur 80 K kleiner ist (Abb. C.1). Die Änderung der Schwerebeschleunigung wirkt sich hingegen nur wenig auf die Häufigkeitsdiskrepanz aus.

Nissen und Edvardsson (1992) verwenden für die Analyse von HD 22879 ähnliche Stellarparameter ($T_{\text{eff}}=5825$ K, $\log g=4.27$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.84$) und finden eine Diskrepanz von 0.28 dex zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ (LTE). Diese Feststellung steht in deutlichem Widerspruch zu unserem Ergebnis. Unsere *differentielle* Analyse ergibt keine signifikante Unstimmigkeit zwischen den Einzellinienhäufigkeiten. Wir stellen viel mehr Übereinstimmung mit $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ fest. Im Gegensatz zu Nissen und Edvardsson (1992) setzen wir in Fall C einen signifikanten Ni I-Blendbeitrag in der Sonne voraus, so daß die aus $[\text{O I}] 6300$ abgeleitete solare Referenzhäufigkeit $\log (\text{O}/\text{Fe})_{\odot}^{(\text{GRS88})}$ kleiner ist als ohne Ni I-Blendbeitrag. Außerdem bestimmen wir $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ unter Verwendung des NLTE-Modells ohne H-Stöße, während Nissen und Edvardsson eine *differentielle* LTE-Analyse durchführen. Allerdings erhöht sich $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ bei Annahme des Ni I-Blends allenfalls um 0.12 dex und unsere aus dem O I 7773-Triplett bestimmte *differentielle* LTE-Häufigkeit ist lediglich 0.05 dex größer als die *differentielle* NLTE-Häufigkeit (Tab. C.1). Wie der Darstellung für Fall B in Abb. 6.9 entnommen werden kann, betrüge die Diskrepanz bei Vernachlässigung von Ni I-Blend und NLTE lediglich 0.17 dex. Dasich die von uns gemessenen O I 7773-Äquivalentbreiten von denen kaum von Nissen und Edvardsson unterscheiden³⁹ (Tab. 6.1), und können wir den verbleibenden Unterschied von 0.11 dex zwischen $[\text{O I}] 6300$ und O I 7773 nicht erklären.

Gravierende Unterschiede zwischen den Photosphärenmodellen zu HD 22879 sind unwahrscheinlich, denn wir haben in gleicher Weise wie Nissen und Edvardsson eine um 0.4 dex erhöhte Magnesium- und Siliziumhäufigkeit $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ und $[\text{Si}/\text{Fe}]$ vorausgesetzt. Außerdem analysieren Nissen und Edvardsson sowohl $[\text{O I}] 6300$ als auch O I 7773 *differentiell* zur Sonne und verwenden das \triangleright EAGLNT93-Modell, dessen Temperaturschichtung wir im Zusammenhang mit der Untersuchung der infraroten OH-Linien in der Sonne verwendet haben (Abb. 2.1, 2.2 und 3.10). Für die Sonne erhalten wir mit der EAGLNT93-Temperaturschichtung fast die gleichen $[\text{O I}]$ -Häufigkeiten wie mit der GRS88-Photosphäre (Tab. 3.3 auf S. 46). Da wir nicht über die Opazitätstabellen von Nissen und Edvardsson (1992) verfügen – wir verwenden lediglich die EAGLNT93-Temperaturschichtung – ist diese Übereinstimmung erwähnenswert. Denn aus der $[\text{O I}] 6300$ -Äquivalentbreite $W_{\odot} = 5.3 \text{ m}\text{\AA}$ bestimmen wir (ohne Ni I-Blend) mit dem GRS88-Modell und $\log gf = -9.78$ eine Häufigkeit von 8.92 dex. Nissen und Edvardsson ermitteln mit dem $\log gf$ -Wert von -9.75 eine Häufigkeit von 8.90 dex. D.h. aus dem solaren Flußatlas bestimmen Nissen und Edvardsson den gleichen $gf\varepsilon$ -Wert wie wir.

HD 6582 wurde ebenfalls mit den revidierten Stellarparametern von Fuhrmann (1998a) analysiert. Wir ermitteln in allen drei dargestellten Fällen übereinstimmende Sauerstoffhäufigkeiten, weil der Unterschied zwischen der *differentiellen* NLTE- und der *differentiellen* LTE-Häufigkeit $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ lediglich 0.04 dex beträgt. Zum anderen ist dieser Stern 400 K kühler als die Sonne, so daß der Blendbeitrag der Ni I-Linie trotz geringerer Metallhäufigkeit etwas größer⁴⁰ ist als bei HD 22879; der Effekt der Ni I-Blends auf die *differentielle* Sauerstoffhäufigkeit ist entsprechend marginal.

Gute Übereinstimmungen im Fall C finden wir auch für ι Psc und HD 207978. Von ι Psc stimmen beide indikatorspezifischen Häufigkeiten auch im Fall A überein, während im Fall B eine Diskrepanz von bis zu 0.2 dex erkennbar ist. Diese Übereinstimmung deutet – im Zusammenhang mit der Temperaturskala von Fuhrmann (1998a) – darauf hin, daß das NLTE-Standardmodell ohne Wasserstoffstöße (S. 143) relevant ist. Für **HD 207978** finden wir in allen drei Fällen gute Übereinstimmung, deren Aussagekraft allerdings aufgrund des beobachtungsbedingten großen Äquivalentbreitenmeßfehlers deutlich eingeschränkt ist.

³⁹Wir nehmen an, daß Nissen und Edvardsson (1992) die bei Edvardsson *et al.* (1993a) angegebenen O I 7773-Äquivalentbreiten analysieren.

⁴⁰Wir müssen natürlich berücksichtigen, daß die Ni I (246)-Linie mit 4.26 eV relativ hoch angeregt ist, und daß wir bei einer quantitativen Berechnung der Besetzungszahlen sowohl den abnehmenden Boltzmann-Faktor, als auch den zunehmenden Saha-Faktor $n((\text{Ni II}))/\text{ABDN}(\text{Ni I})$ betrachten müssen. Letzterer hängt auch vom Elektronendruck ab.

Doppelstern-Effekte, die zu systematisch falsch bestimmten Effektivtemperaturen führen, könnten bei der Analyse von HD 211998 und HD 224930 maßgeblich sein. Bei beiden Sternen finden wir markante Abweichungen im Fall C, während die indikatorspezifischen Häufigkeiten im Fall A und B besser übereinstimmen. $[O/H]_{6300}$ ist bei diesen Sternen deutlich größer als $[O/H]_{7773}$. Beide Sterne sind als Doppelsterne bekannt (Abschn. 6.3.4). Fuhrmann (1993) untersucht den Einfluß des Sekundärsterns von **HD 224930** (85 Peg) auf die spektroskopisch bestimmte Effektivtemperatur. Laut Fuhrmann ist anzunehmen, daß die spektroskopisch bestimmte Effektivtemperatur tendenziell zu niedrig bestimmt ist. Die Diskrepanz zwischen $[O/H]_{6300}$ und $[O/H]_{7773}$ würde sich im Falle einer höheren Effektivtemperatur für HD 224390 A zwar weiter vergrößern, so daß eine Verfälschung von T_{eff} als Ursache für die inkonsistente Sauerstoffhäufigkeit in Betracht kommt. Eine signifikante Störung des 6300.3 Å-Profiles durch dopplerverschobene Linien des Begleitsternsspektrums können eher zu einer überschätzten [O I] 6300-Häufigkeit führen. Falls der Begleitstern keinen Einfluß auf die [O I] 6300-Analyse hat, müssen wir die Übereinstimmung im Fall A als Indiz gegen einen signifikanten Ni I-Blend werten.

Beim Unterriesen **HD 211998** ist die Sauerstoffhäufigkeit in allen drei Fällen inkonsistent. Bei diesem Stern müssen wir ebenfalls mit einem Doppelstern-Effekt rechnen. Die [O I] 6300-Äquivalentbreite von $W = 7.0 \pm 0.5 \text{ mÅ}$, die wir für unsere Analyse verwendeten, stammt von Barbuy und Erdelyi-Mendes (1989). Es ist bemerkenswert, daß wir eine um 0.48 dex höhere Sauerstoffhäufigkeit ermitteln als Barbuy und Erdelyi-Mendes (Tab. C.1). Unsere Berücksichtigung des Ni I-Blends kann allenfalls 0.12 dex dieser Diskrepanz erklären. Zum Vergleich haben wir die Analyse mit den Stellarparametern von Barbuy und Erdelyi-Mendes (ohne Ni I-Blend) wiederholt und erhalten einen Wert für $[O/H]_{6300}$, der immer noch 0.30 ... 0.35 dex höher ist als $[O/H]_{7773}$, je nachdem, ob wir $[Mg/Fe] = 0$ oder 0.4 dex voraussetzen. Eine mögliche Erklärung für den Unterschied der Ergebnisse wäre, daß Barbuy und Erdelyi-Mendes (1989) die [O I] 6300-Linie relativ zu der benachbarten Sc II-Linie analysiert haben und dabei $[Sc/Fe] = 0$ annehmen. Die Autoren geben nur $[O/Fe]_{6300}$ ab, obwohl tatsächlich $[O/Sc \text{ II}]_{6300}$ bestimmt worden ist. Um unser Ergebnis mit $[O/H]_{6300}$ von Barbuy und Erdelyi-Mendes vergleichen zu können, haben wir die von den Autoren angegebene Eisenhäufigkeit $[Fe/H]$ zu deren $[O/Sc \text{ II}]_{6300}$ -Wert addiert. Der auf diese Weise abgeleitete $[O/H]_{6300}$ -Wert hängt also indirekt von $[Sc/Fe]$ ab: bei einer Scandiumüberhäufigkeit (relativ zu Eisen) würde sich der Abstand zwischen der von Barbuy und Erdelyi-Mendes bestimmten $[O/H]_{6300}$ -Häufigkeit und dem von uns bestimmten Wert weiter verringern. Gratton und Ortolani (1986) finden eine Scandiumüberhäufigkeit in metallarmen Sternen von $[Sc/Fe] = 0.11 \pm 0.11$. Ihre Analyse von HD 211998 ergibt sogar einen Häufigkeitsunterschied von 0.24 dex: $[O/Fe]_{6300} = 0.54$ und $[O/Sc \text{ II}]_{6300} = 0.30$, wobei $[Fe/H] = -1.68$ angenommen wurde ($[Fe/H]$ und $[Sc/H]$ wurden aus Fe II- bzw. Sc II-Linien bestimmt). Gratton und Ortolani (1986) verwenden eine um 200 K niedrigere Effektivtemperatur als wir. Ohne den möglichen systematischen Fehler der Effektivtemperatur von Fuhrmann *et al.* (1993) kritisieren zu können, stellen wir fest, daß die Diskrepanz von 0.22 dex im Fall C ohne weiteres verschwände, wenn wir eine um ≈ 200 K niedrigere Effektivtemperatur voraussetzten (vgl. Tab. 6.5).

Für **HD 51929** und **HD 20807** ermitteln wir aus den [O I] 6300-Äquivalentbreiten von Nissen und Edvardsson (1992) $[O/H]_{6300}$ -Werte, die sich extrem von $[O/H]_{7773}$ unterscheiden. Nissen und Edvardsson bestimmen für HD 51929 eine Diskrepanz von 0.17 dex und 0.26 dex bei HD 20807, wobei $[O/H]_{6300}$ jeweils kleiner ist als $[O/H]_{7773}$. Die von uns verwendeten Stellarparameter von Axer *et al.* unterscheiden sich von denen, die Nissen und Edvardsson voraussetzen. Axer *et al.* (1994) ermitteln für beide Sterne bis zu 250 K kleinere Temperaturen. Wenn wir unsere Analyse von O I 7773 und [O I] 6300 mit den Stellarparametern von Nissen und Edvardsson (1992) durchführen, dann erhalten wir für beide Sterne im Fall C konsistente Häufigkeiten (siehe beide Kreuze in Abb. 6.9). Die Verringerung der Diskrepanz ist eine Folge der höheren Effektivtemperatur. Wir

können allerdings nicht entscheiden, ob die stellaren Parameter von Axer *et al.* (1994) oder die von Nissen und Edvardsson (1992) mit kleineren systematischen Fehlern behaftet sind. Einziger Anhaltspunkt, an den Effektivtemperaturen von Axer *et al.* (1994) bzw. Fuhrmann *et al.* (1994) zu zweifeln, wäre die Tatsache, daß die Konsistenz von $[O/H]_{6300}$ und $[O/H]_{7773}$ mit den jeweils höheren Temperaturen gewährleistet ist. Diese Tatsache geltend zu machen, entspräche allerdings der Argumentation von King (1993), der die in der Literatur diskutierten Diskrepanzen auf die Effektivtemperaturskala für metallarme Sterne zurückführt, ohne einen adäquaten Nachweis darüber zu führen, daß sich die von ihm aufgestellte photometrische Temperaturkalibrationsrelation tatsächlich zur Bestimmung von brauchbaren Effektivtemperaturen von Einzelsternen eignet.⁴¹ Wir können aber nicht ausschließen, daß die von Fuhrmann *et al.* (1994) spektroskopisch bestimmten Effektivtemperaturen aufgrund schlechter Beobachtungsdaten zu niedrig ausgefallen sind.

6.3.3 Zusammenfassung

Wir können den in der Literatur diskutierten Trend einer zunehmenden Sauerstoffüberhäufigkeit $[O/Fe]_{6300}$ bei abnehmender Eisenhäufigkeit bestätigen (Abb. 6.9). Die Anzahl der von uns betrachteten Sterne ist allerdings zu gering und die Ursachen für systematische Fehler vielfältig (Stellarparameter, Doppelsterne, Meßfehler), so daß es nicht sinnvoll erscheint, aus unserer Untersuchung einen definitiven $[O/Fe]_{6300}$ -Wert für die galaktische Scheibe oder den Halo anzugeben. Für die metallärmeren Sterne leiten wir mit $[O/Fe]_{6300} \gtrsim 0.5$ zumindest Sauerstoffhäufigkeiten ab, die mit den entsprechenden $[O/Fe]_{7773}$ -Werten weitgehend übereinstimmen. Die Bedeutung der vorliegenden Untersuchung liegt u.a. auch darin, daß wir zeigen können, in welchem Umfang systematische Fehler und methodische Unterschiede einzelner [O I] 6300-Analysen für die Interpretation der Resultate maßgeblich sein können (*absolute* oder *differentielle* Analyse, mit oder ohne Ni I-Blend; Analyse relativ zu Fe II oder Sc II).

Wir finden keine Evidenz für eine systematische Diskrepanz zwischen $[O/H]_{6300}$ und $[O/H]_{7773}$. Vielmehr werden für mehrere metallarme Sterne konsistente Sauerstoffhäufigkeiten festgestellt. Unser Ergebnis für HD 22879 ist besonders hervorzuheben, da Nissen und Edvardsson (1992) aus fast gleichen O I 7773-Triplett- und [O I] 6300-Äquivalentbreiten eine Häufigkeitsdiskrepanz von ≈ 0.3 dex bestimmen. Die Berücksichtigung des Ni I-Blends bewirkt bei metallarmen Sternen wie HD 6582 und HD 22879 eine ≈ 0.12 dex höhere [O I] 6300-Häufigkeit. Ein strenger Nachweis des Ni I-Blendbeitrags ist im Rahmen der vorliegenden Untersuchung nicht möglich, aber die vorliegenden Resultate widersprechen nicht dem in Kapitel 3.3 dargelegten Befund, wonach die aus der [O I] 6300-Linie abgeleitete solare Sauerstoffhäufigkeit mit $\log \varepsilon_{\odot}([O I]) = 8.92$ wegen der Vernachlässigung des Ni I-Blends zu groß ist. $[O/H]_{6300}$ hängt empfindlich von der Bestimmung der Schwerebeschleunigung ab. Systematisch unterschätzte Schwerebeschleunigungen wie die von Axer *et al.* (1994) führen grundsätzlich zu unterschätzten $[O/H]_{6300}$ Werten. Bei Verwendung der aus HIPPARCOS-Parallaxen bestimmten Schwerebeschleunigungen erhalten wir i.a. höhere $[O/Fe]_{6300}$ -Werte als wenn die $\log g$ -Werte von Axer *et al.* verwendet worden wären.

6.3.4 Doppelsterne

Zahlreiche der von uns beobachteten Sterne sind bekannte Doppelsterne (s. Fuhrmann 1993, S. 95). Fuhrmann (1993) diskutiert mögliche daraus resultierende Konsequenzen für die Bestimmung der Effektivtemperatur. Das Ergebnis einer Analyse der schwachen [O I] 6300-Linie kann

⁴¹Fuhrmann (1998a) überprüft die spektroskopische Temperaturskala (und Schwerebeschleunigungen) zumindest, indem die daraus abgeleiteten spektroskopischen Parallaxen mit den von HIPPARCOS gemessenen trigonometrischen Parallaxen überzeugend übereinstimmen.

bereits durch geringe Blendbeiträge eines Begleitsterns verfälscht werden. Deshalb ist die Erwähnung von bekannten Doppelsternen und *möglichen* Doppelstern-Effekten an dieser Stelle sinnvoll.

HD 224390 (85 Peg A) war 1994 nur $0.65''$ von seinem Begleiter 85 Peg B getrennt (Hartkopf *et al.* 1994). Folglich haben wir bei $1.5''$ *seeing* das integrierte Flußspektrum beider Komponenten beobachtet. 85 Peg B ist nur etwa 1000 K kühler und 1.74 mag lichtschwächer als 85 Peg A (vgl. Fuhrmann 1993, Tab. 4.6, S. 103).

HD 6582 (μ Cas A) hatte Mitte 1991 von seinem um 5.8 mag lichtschwächeren Begleiter μ Cas B einen Winkelabstand von $1.41''$ (McCarthy *et al.* 1993).

HD 211998 wird von Carney (1983) als Radialgeschwindigkeitsvariabler ($\Delta v_{\text{rad}} > 2 \text{ km s}^{-1}$) angegeben, und konnte in jüngster Zeit mit einer Winkelseparation von $\approx 0.04''$ als interferometrischer Doppelstern aufgelöst werden (Hartkopf *et al.* 1996, S. 943, Tab. 2). Die gemessene Separation befindet sich jedoch an der Grenze der beugungsbedingten Auflösung.

Bonneau *et al.* (1980) haben Ende 1978 bei HD 20807 (ζ^2 Ret) *speckle*-interferometrisch eine Separation von $0.046''$ nachgewiesen (Bonneau *et al.* 1980, Tab. II), allerdings ebenfalls am beugungsbedingten Auflösungslimit von $0.048''$ (ESO 3.6m Teleskop, $\lambda_c = 7000 \text{ \AA}$). Bonneau *et al.* bemerken, daß die Komponenten in einer nachfolgenden Messung (1979) nicht wieder aufgelöst werden konnten. HD 20807 ist demzufolge nicht als Binärobject nachgewiesen.

HD 207978 (15 Peg) ist ebenfalls *nicht* als Doppelstern aufgefallen. Das Objekt wird in der Negativliste von McAlister *et al.* (1987) geführt. Die Winkelseparation möglicher Komponenten lag 1985 deutlich unter dem *speckle*-interferometrische Auflösungslimit von $0.038''$.

Grundsätzlich ist bei Doppelsternen mit Blendbeiträgen des Begleitsternspektrums zu rechnen. In jedem Fall trifft dies für *spektroskopische* Doppelsterne wie z.B. HD 99393 oder BD +26 2606 zu (Fuhrmann 1993, S. 96). Die zu analysierende Linie kann insbesondere durch Spektrallinien des Begleitsterns gestört werden. Beiträge aus dem Spektrum der Sekundärkomponente zur Absorptionslinie [O I] 6300 sind relevant, wenn beide Komponenten bei 6300 \AA ähnliche Helligkeit haben. Außerdem müssen die Komponentenspektren entweder unterschiedlich sein oder relativ zueinander dopplerverschoben sein. Diese Bedingungen sind zumindest von HD 224930 erfüllt, so daß dessen $[\text{O}/\text{Fe}]_{6300}$ -Verhältnis ein erheblicher systematischer Fehler anhaften dürfte.

6.4 Analysen der ultravioletten OH A-X-Bande

Die Analyse der OH A-X-Bande von metallarmen Sterne bietet trotz der auf S. 174 angesprochenen beobachtungstechnischen Probleme nennenswerten Vorteile. Die OH A-X-Bande und das O I 7773-Triplett reagieren auf die Variation der Stellarparameter in entgegengesetzter Weise (Tab. 6.5 auf S. 272). Je größer die Effektivtemperatur, um so schwächer werden die OH-Linien und um so stärker wird das O I 7773-Triplett. Die Forderung nach einer konsistenten Sauerstoffhäufigkeit $[O/H] = [O/H]_{OH} = [O/H]_{7773}$ ist gerechtfertigt, sofern dem Verfahren der *differentiellen* Analyse, den spektroskopischen Daten und den Annahmen zur Linienentstehung bei der Spektrumsynthese getraut werden kann. Anhand der Konsistenzforderung lassen sich systematische Fehler, die entweder auf unsicheren Stellarparametern oder dem zugrundegelegten Photosphärenmodell beruhen, abschätzen und ggf. korrigieren, $[O/H]_{7773}$ und $[O/H]_{OH}$ geben also grundsätzlich den Bereich vor, in dem die tatsächliche, von systematischen Fehlern unbeeinträchtigte Sauerstoffhäufigkeit $[O/H]$ zu erwarten ist. Dies ist ein wesentlicher Vorteil einer parallel zum O I 7773-Triplett durchgeführten Analyse der OH A-X-Bande.

OH A-X-Bandanalysen können für metallarme Sterne weniger problematisch sein als die Analyse metallreicher Sterne. Die im Vergleich zum Sonnenspektrum geringere Liniendichte ermöglicht eine zuverlässigere Lokalisation der Flußkontinua. Zudem werden die OH-Linien weniger durch Metalllinien geblendet. Die Hydridbanden von kühlen Sternen ($T_{\text{eff}} \lesssim 6000$ K) stellen auch dann noch brauchbare Häufigkeitsindikatoren dar, wenn das O I 7773-Triplett für eine Häufigkeitsanalyse bereits zu schwach ist. Die Analyse des O I 7773-Triplets wird ausgeprägt mit abnehmender Metallizität (und Effektivtemperatur) unsicherer, der relative Fehler der gemessenen Äquivalentbreiten erhöht sich entsprechend. Beispielsweise ist der beobachtungsbedingte Fehler unserer OH-Bandanalyse von HD 140283 nicht größer als der beobachtungsbedingte Fehler von $[O/H]_{7773}$, obwohl das S/N der Infrarotspektren dreimal so groß ist wie das S/N der UV-Spektren. In der Literatur wird häufig ein weiterer Vorteil der OH A-X-Bandanalyse diskutiert. Nach einer Abschätzung von Hinkle und Lambert (1975) entstehen die OH-Linien im LTE, während über NLTE-Effekte beim O I 7773-Triplett gelegentlich Unklarheiten herrschen.

Problematisch ist die *differentielle* Analyse von OH A-X-Linien sicherlich wegen der in Abschnitt 3.5 auf S. 78 bereits erwähnten *fehlenden Opazität*, auf die Balachandran und Bell (1998) seit jüngstem wieder aufmerksam machen. Sollte sich die Vermutung der Autoren bewahrheiten, daß die unbekannte Opazität auf starke Metallkanten zurückzuführen sind, dann müßten Sterne mit sonnenähnlicher Temperatur eine metallizitätsabhängige Diskrepanz zwischen $[O/H]_{OH}$ und $[O/H]_{7773}$ aufweisen. Dieser Aspekt verdient zumindest Beachtung, auch wenn Dragon und Mutschlechner (1980) keine Fe I-Kanten im nahen UV finden, die nennenswert zur Opazität beitragen.

Zunächst werden wir die Methode der Häufigkeitsbestimmung und insbesondere die Fehlerabschätzung diskutieren. Dann werden die Ergebnisse unserer OH A-X-Bandauswertung vorgestellt und mit den in Abschnitt 6.2 angegebenen O I 7773-Triplett-Häufigkeiten verglichen. Die beobachtungsbedingten Fehler der OH A-X-Einzellinienhäufigkeiten (0.1 ... 0.15 dex) sind zu groß, um eine empirische Entscheidungshilfe zur NLTE-Entstehung des O I 7773-Triplets in metallarmen Sternen zu erwarten – der NLTE-Effekt beim O I 7773-Triplett beträgt auch ohne Berücksichtigung von Wasserstoffstößen in extrem metallarmen Sternen nur ≈ 0.1 dex. Die Revision einiger Stellarparameter, beispielsweise von HD 45282, hat hingegen gezeigt, daß Diskrepanzen zwischen $[O/H]_{7773}$ und $[O/H]_{OH}$ u.a. auf systematische Fehler bei Effektivtemperaturen und Schwerebeschleunigungen zurückgeführt werden müssen. Unser Vergleich von $[O/Fe]_{OH}$ mit $[O/Fe]_{7773}$ (Abb. 6.16) veranlaßt uns deshalb, die stellaren Parameter von Axer *et al.* (1994) kritisch zu betrachten. Unter der Bedingung, daß $[O/H]_{OH}$ und $[O/H]_{7773}$ gleich sein müssen, werden wir unter der Annahme, daß die Effektivtemperaturen hinreichend genau bestimmt worden sind, den Ver-

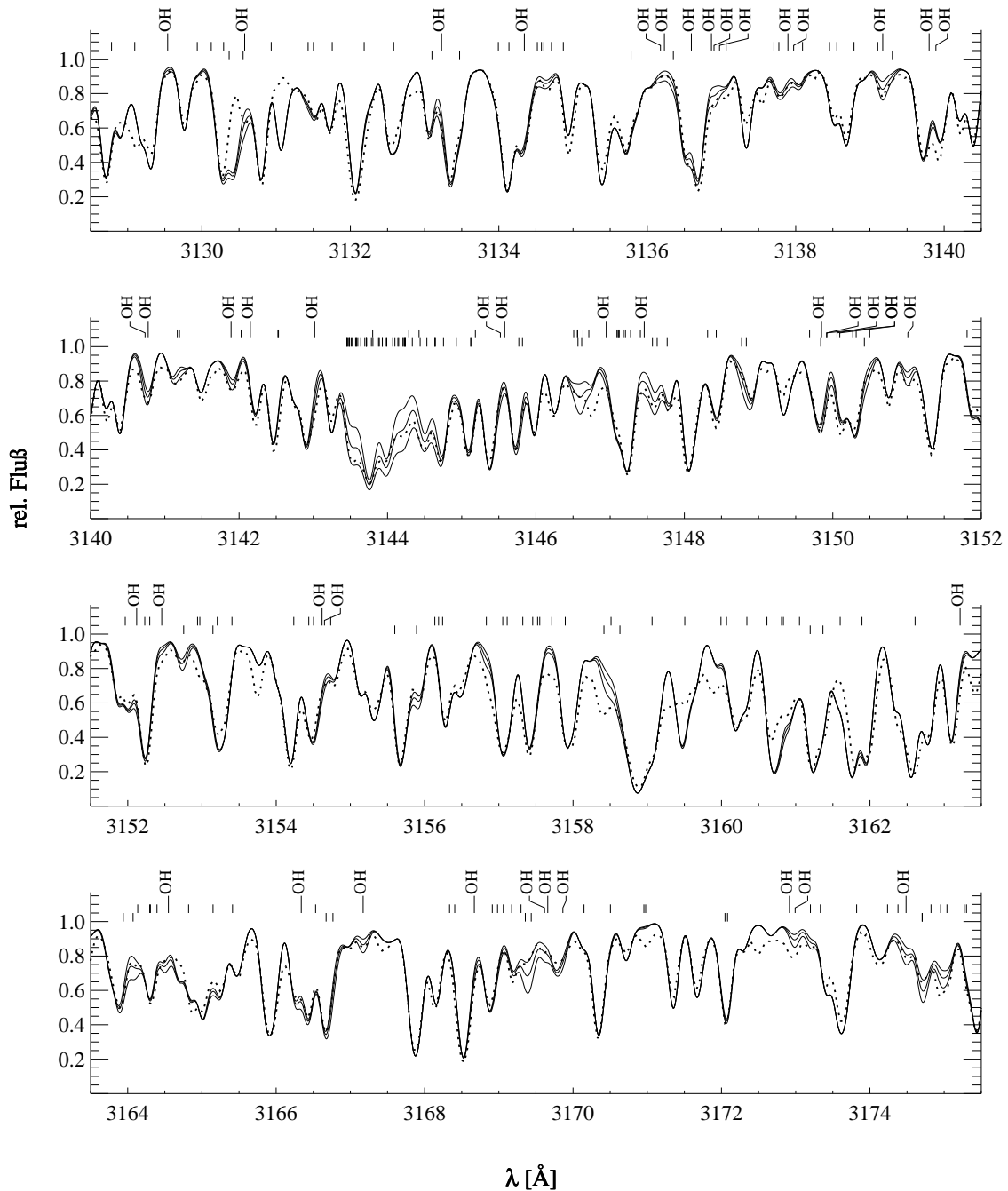


Abbildung 6.10 UV-Spektrum von Procyon. Diese Abbildung zeigt, wie gut das mit hohem S/N beobachtete Spektrum von Procyon (\cdots) durch das mittlere theoretische Spektrum ($—$) modelliert werden kann, dessen Liniendaten zuvor an der Sonne kalibriert worden sind. Die drei theoretischen Spektren zu $T_{\text{eff}}=6500$ K, $\log g=4.00$, $[\text{Fe}/\text{H}]=0.00$, $-\xi_{\text{mic}}=2.1$ wurden mit den Häufigkeiten $[\text{O}/\text{Fe}]=-0.2, 0.0, 0.2$ dex sowie $[\text{C}/\text{Fe}]=0.0, 0.2, 0.4$ dex gerechnet und mit einem 6.5 km s^{-1} Gauß-Profil und einem Radial-Tangential-Profil mit $\zeta_{\text{RT}} = 7 \text{ km s}^{-1}$ gefaltet. Die Markierungen geben die Positionen von CHC-X(0,0)- und OH A-X-Linien an. Für CH sind die Markierungen nach unten versetzt worden. Zur Vereinfachung der Darstellung wurde $[\text{O}/\text{Fe}]$ und $[\text{C}/\text{Fe}]$ simultan geändert, deshalb müssen OH-Linien, die mit CH-Linien blenden, ignoriert werden. Die bezeichneten OH-Übergänge haben eine mittlere bis gute Bewertung hinsichtlich der Anpassung an das Sonnenspektrum erhalten (vgl. Abb. 3.14). Man beachte, daß viele Metalllinien wegen der tellurischen O_3 -Banden im Bereich $\lambda\lambda 3156 \dots 3163 \text{ \AA}$ nicht angepaßt wurden, und deshalb in diesem Bereich keine gute Übereinstimmung erwartet werden kann.

such unternehmen, Korrekturen für die Schwerebeschleunigungen von Axer *et al.* abzuschätzen. Die Korrekturen weisen zwar grundsätzlich in die Richtung der aus den HIPPARCOS-Parallaxen abgeleiteten $\log g$ -Werte. Allerdings unterliegen die von Axer *et al.* (1994) angegebenen Effektivtemperaturen teilweise erheblichen Fehlern (z.B. HD 45282, HD 106516).

Besondere Aufmerksamkeit widmen wir den extrem metallarmen Sternen HD 140283 und HD 74000, deren OH A-X-Einzellinienhäufigkeiten beträchtlich größer sind als bei Bessell *et al.* (1991) bzw. Nissen *et al.* (1994), die ihre UV-Beobachtungen mit einem anderen Teleskop und Spektrographen durchführten. Dabei sind die von uns bestimmten $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ -Werte beider Sterne deutlich höher als die $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Werte. Wir vergleichen unsere Ergebnisse mit publizierten OH-Bandanalysen und diskutieren die in der Literatur beschriebenen Diskrepanzen zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$, die sich aus unseren Ergebnissen nicht ableiten lassen.

Die Durchführung der UV-Beobachtungen und ihre Aufbereitung wird in Abschnitt 5.4 auf S. 174 besprochen. Die Behandlung von Streulicht (Abschnitt 5.4.2 auf S. 177), dessen differenzierte Bewertung im Zusammenhang mit der Spektrographenkonfiguration (Abb. 5.15 auf S. 178 und Abb. 5.16), die Genauigkeit der spektrophotometrischen Kalibration mit schnell rotierenden B-Sternen (Abschnitt 5.4.3 auf S. 184 und Abb. 5.20 auf S. 187) und die Wellenlängenkalibration sind von großer Bedeutung.

Die OH A-X-Bande wurde *differentiell* zur Sonne analysiert. In Abschnitt 3.5 wird die Anpassung von *astrophysikalischen* f -Werte von OH- und CH- und atomaren Linien erläutert. Wir erinnern daran, daß sich unsere *astrophysikalischen* OH-Oszillatorenstärken von den *astrophysikalischen* f -Werten von Nissen *et al.* (1994) signifikant unterscheiden (siehe Abschnitt 3.5.4 auf S. 94). Wir führen dies zum Teil auf Unterschiede bei der praktischen Durchführung der f -Wertanpassung zurück. Während Nissen *et al.* nur die Bandoszillatorenstärken von OH A-X(0,0) und (1,1) skalieren, haben wir im Bereich $\lambda\lambda 3120 \dots 3180 \text{ \AA}$ *jeden* f -Wert von geeigneten OH-Linien an das KPNO84-Spektrum angepaßt. Auf diese Weise überprüfen wir nicht nur das theoretische Verhältnis der Bandübergangswahrscheinlichkeiten (S. 97). Die *Streuung* der f -Wertdifferenzen in Abb. 3.18 liefert uns auch ein Maß für zufällige und systematische Fehler, mit denen bereits aufgrund der Anpassung an das solare UV-Spektrum zu rechnen ist (Abschnitt 6.4.3). Diese teilweise zufälligen Fehler sind auf Unsicherheiten bei der Bestimmung des KPNO84-Kontinuums ebenso zurückzuführen wie auf falsch oder nicht berücksichtigte Blends mit Metalllinien. Unsicherheiten bei der Anpassung fast gesättigter OH-Linien sind auch von Bedeutung. Wir erwarten, daß sich die in Abb. 3.18 dargestellten Streuungen astrophysikalischer f -Wertkorrekturen in den OH A-X-Einzellinienhäufigkeiten niederschlagen, und zwar in dem Maße, in dem Fehlerursachen vorliegen als bei der Analyse der solaren OH A-X-Bande. Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß viele der in der Sonne gesättigten OH-Linien in metallarmen Sternen, je nach Effektivtemperatur, geringer eingesenkt und weniger geblendet sind. Das Kontinuum kann grundsätzlich besser bestimmt werden als in der Sonne (z.B. HD 140283 in Abb. 6.11 oder HD 74000 in Abb. 6.13), so daß bedeutende Unsicherheiten auf unsere astrophysikalischen f -Werte zurückgeführt werden müssen. Bevor wir mit der Bewertung von systematischen und zufälligen Fehlern in Abschnitt 6.4.3.2 fortfahren, wird unsere Gewichtung von Einzellinienhäufigkeiten und Einzelmeßfehlern erläutert.

6.4.1 Methode der Häufigkeitsbestimmung

Für jedes untersuchte UV-Spektrum wurde ein Mittelwert von gewichteten Einzellinienhäufigkeiten und deren (abgeschätzte) Fehler bestimmt. Zur Gewichtung der Einzellinienhäufigkeiten wurde zunächst die Zuverlässigkeit der *astrophysikalischen* f -Werte bewertet. Jeder OH-Linie k ist ein Gewicht $w_{\odot,k}$ zwischen 0 und 10 zugeordnet worden (vgl. Abschnitt 3.5.2 auf S. 86). Für

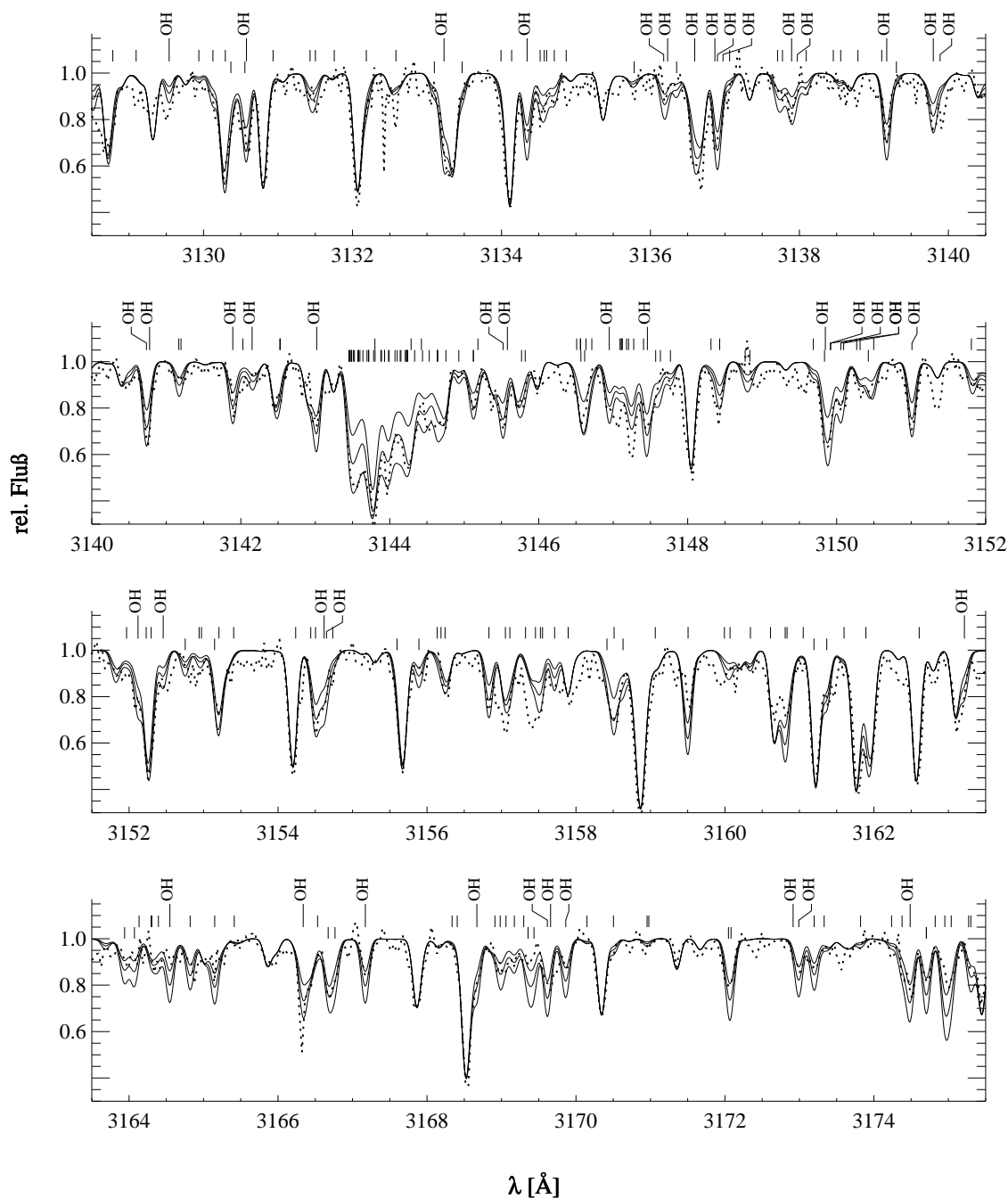


Abbildung 6.11 Theoretische Modelle (—) (Stellarparameter von Fuhrmann (1998a)) zu dem beobachteten UV-Spektrum von HD 140283 (· · ·). Markierungen geben Positionen von CH C-X(0,0)- und OH A-X-Linien an. Sie sind für CH etwas nach unten versetzt. Bezeichnete OH-Linien haben eine mittlere bis gute Bewertung hinsichtlich der Anpassung an das Sonnenspektrum erhalten (vgl. Abb. 3.14). Die drei Modelle zu $T_{\text{eff}}=5814$ K, $\log g=3.68$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-2.29$, $\xi_{\text{mic}}=1.49$ wurden mit den Häufigkeiten $[\text{O}/\text{Fe}]=0.8, 1., 1.2$, sowie $[\text{C}/\text{Fe}]=0.5, 0.7, 0.9$ gerechnet und mit einem 6.5 km s^{-1} Gauß-Profil gefaltet. Allein aus dieser Darstellung ergäbe sich ein Sauerstoffexzeß $[\text{O}/\text{Fe}]$ zwischen 1.1 ... 1.3 dex. Aus dem CH C-X(0,0)-Bandenkopf wird der Kohlenstoffexzeß $[\text{C}/\text{Fe}] \approx 0.7 \dots 0.9$ dex abgeleitet.

unzuverlässig oder nicht angepaßte OH-Linien wurde $w_{\odot,k} = 0$ gesetzt. Einzellinienhäufigkeiten, die aus solchen Übergängen bestimmt wurden, gehen also nicht in die Wertung ein. OH-Linien, die im Sonnenspektrum nur unwesentlich geblendet sind, so daß deren Linienzentren von den Zentren benachbarter Linien ausreichend getrennt sind, und die einen ungesättigten Linienkern aufweisen, wurde das maximale Gewicht $w_{\odot,k} = 10$ zugewiesen.

Die Genauigkeit der astrophysikalischen \triangleright Linienparameter ist quantitativ schwer zu erfassen, zumal wir keinen Versuch unternommen haben, die möglicherweise *fehlende* UV-Opazität in irgendeiner Weise zu berücksichtigen. Mit dem Gewichtungsverfahren wird lediglich versucht, mögliche systematische Fehler durch die jeweilige Bewertung der [O/H]-Linienfits sowohl an das KPNO84-Spektrum als auch an die Sternspektren zu verringern. Die Frage, ob die Zuordnung von *vorhergesagten* Übergängen zutreffend ist, und mit welcher Genauigkeit einzelne astrophysikalische f -Werte bestimmt werden können, kann anhand der Vergleiche von theoretischen und beobachteten Sonnenspektren (Abb. 3.14 auf S. 81 bzw. Abb. 3.17) allenfalls mit erheblichem Aufwand⁴² geklärt werden.

Als Alternative bietet sich ein Vergleich von Sternspektren zu unterschiedlichen Stellarparametern an. Der in Abb. 6.10 dargestellte Vergleich mit dem Procyonspektrum ist ein solcher Vergleich, der unsere astrophysikalischen f -Werte in wichtigen Spektralabschnitten⁴³ bestätigt. Die weitgehend gute Übereinstimmung unseres theoretischen Spektrums mit dem CASPEC-Spektrum ist keinesfalls selbstverständlich. Die Übereinstimmung zwischen synthetischem und beobachtetem Spektrum können wir als Indiz dafür werten, daß nicht nur die OHA-X-Linien, sondern auch viele Metalllinien zufriedenstellend zugeordnet und am KPNO84-Atlas angepaßt worden sind.⁴⁴ Grobe Fehlidentifikationen bzw. fehlerhafte astrophysikalische f -Werte von temperaturempfindlichen Hydridlinien und Linien neutraler Metalle hätten bei der 700 K heißeren Procyon-Photosphäre empfindliche Unterschiede zwischen der Theorie und der mit $S/N \gtrsim 100$ durchgeführten Beobachtung zur Folge.⁴⁵ Da wir keine derartigen Diskrepanzen beobachten, gehen wir davon aus, daß unsere Anpassung an das Sonnenspektrum zufriedenstellend ist. Außerdem zeigt die Übereinstimmung mit vielen *stark eingesenkten* Linien, daß die im Rahmen der Datenreduktion durchgeführte Streulicht-Subtraktion keine grobe Verfälschung der Linienkerne bewirkt hat. Diese Aussage läßt sich natürlich nur für das hier exemplarische UV-Spektrum von Procyon machen und müßte für jedes Spektrum überprüft werden.

Um Einzellinienhäufigkeiten ermitteln zu können, haben wir jeweils Gitter mit synthetischen Spektren zu verschiedenen [O/Fe]-Verhältnissen berechnet und über die beobachteten Spektren gelegt. Die beobachteten und synthetischen Spektren wurden großskalig und in Spektralabschnitt-

⁴²Eine differenzierte Betrachtung ließe sich anhand von Linien einzelner Multipletts anstellen, wie wir es im Falle des Ni I-Blends über der [O I] 6300-Linie vorgeführt haben (Abschn. 3.3.2). Abgesehen davon, daß der Aufwand einer derartigen Untersuchung angesichts der hohen Liniendichte beträchtlich wäre, und daß geeignete Multipletts beispielsweise von Fe I gefunden werden müßten, sind weitere Unsicherheitsfaktoren zu berücksichtigen. Die Termdesignationen zu vielen energetisch hochliegenden Termen können häufig fehlerhaft sein, so daß vielen der *vorhergesagten* Linienübergängen, unzuverlässig sind.

⁴³Auf die Linienanpassung im Bereich $\lambda\lambda$ 3156... 3163 Å des KPNO84-Atlanten wurde wegen der Präsenz starker tellurischer O₃-Absorptionsbanden (vgl. Abb. 5.14) weitgehend verzichtet. Weder beim Procyonspektrum noch bei den UV-Spektren anderer Sterne kann deshalb innerhalb dieses Spektralbereichs Übereinstimmung erwartet werden.

⁴⁴Siehe die Diskussion über die Zuordnung von bekannten und vorhergesagten Metalllinien auf S. 87.

⁴⁵Die aus dem CH C-X (0,0)-Bandenkopf abgeleitete Kohlenstoffüberhäufigkeit von [C/Fe] = 0.2 dex ist unerwartet und deckt sich nicht mit dem Ergebnis von [C/Fe] = 0.0 ± 0.1 einer von uns ebenfalls durchgeführten Kontrollanalyse der CH A-X-Bande bei 4300 Å. Hier erhalten wir einen Hinweis darauf, daß unsere astrophysikalischen f -Werte der CH C-X (0,0)-Linien *innerhalb* des Bandenkopfes bei der Anpassung an das KPNO84-Spektrum um ≈ 0.2 dex zu klein sind. Die CH-Linien in der Sonne sind gesättigt, so daß die Restintensität der Linienzentren stärker von der Mikroturbulenz als von der Kohlenstoffhäufigkeit beeinflusst wird. Möglicherweise sind die f -Werte im CH C-X-Bandenkopf deshalb bereits bei der Adjustierung unterschätzt worden.

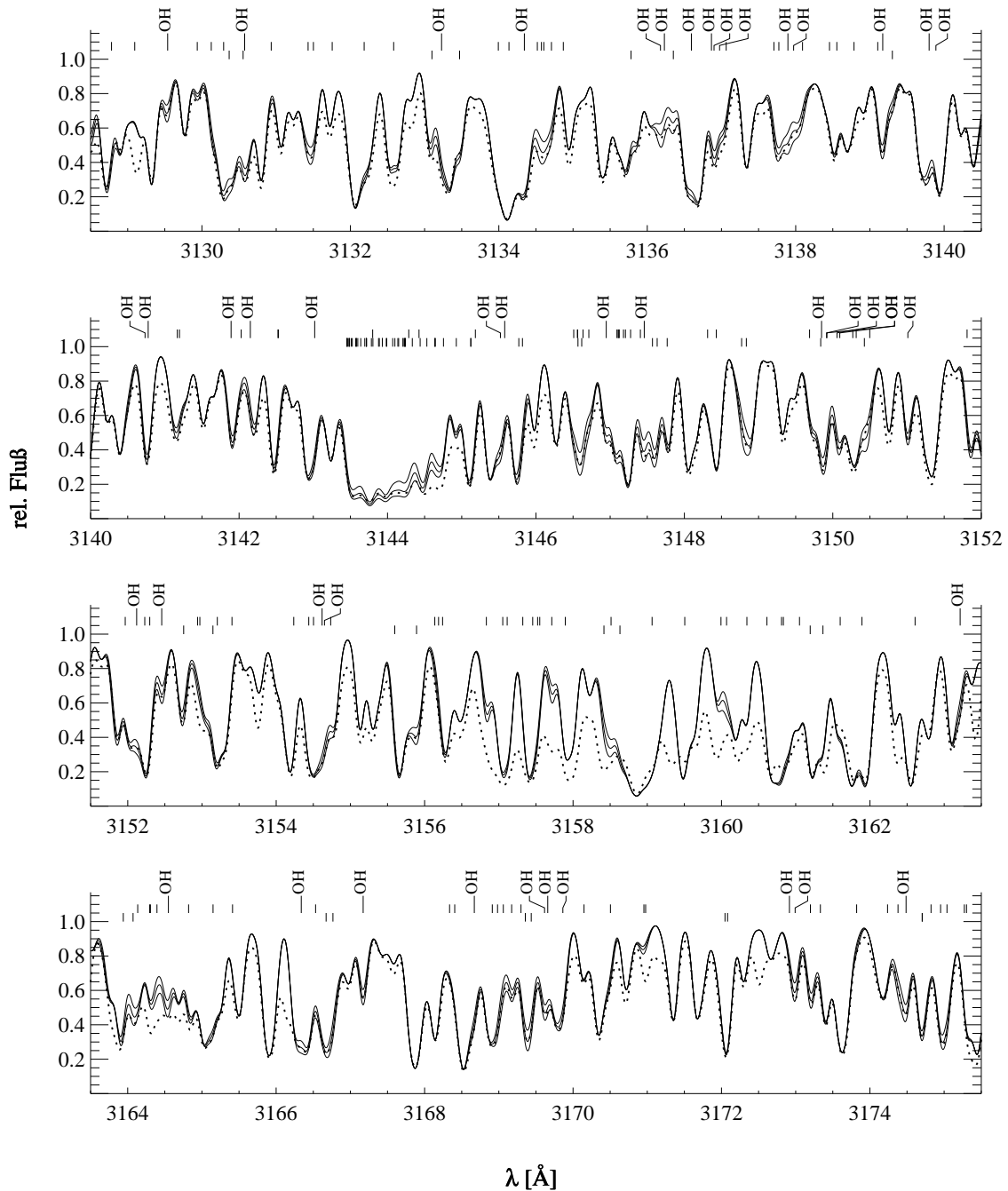


Abbildung 6.12 Theoretische Modelle (—) im Vergleich mit dem verbreiterten solaren UV-Spektrum (···). Das KPNO84-Spektrum wurde dabei mit einem 6.5 km s^{-1} Gaußprofil verbreitert. Die Modelle für $[\text{O}/\text{Fe}] = -0.15, 0.0, 0.15$ und $[\text{C}/\text{Fe}] = -0.15, 0.0, 0.15$ wurden ebenfalls mit einem 6.5 km s^{-1} Gauß-Profil gefaltet. Die Darstellung zeigt, an welchen Stellen die synthetischen Spektren Defizite aufweisen – insbesondere bei der verringerten spektralen Auflösung. Im Bereich um 3158 \AA wurden nur wenige Linien angepaßt.

ten von je 5 \AA dargestellt und miteinander verglichen. Mit Ausnahme von HD 45282 verwendeten wir die Stellarparameter von Axer *et al.* (1994), haben aber auch einige Analysen unter Verwendung davon abweichender Stellarparameter durchgeführt (Abb. 6.18 und Tab. C.1). Für metallarme Sterne wurden Überhäufigkeiten von $[\text{Mg}/\text{Fe}] = 0.4$, $[\text{Si}/\text{Fe}] = 0.4$, $[\text{Ca}/\text{Fe}] = 0.2$ und $[\text{Ti}/\text{Fe}] =$

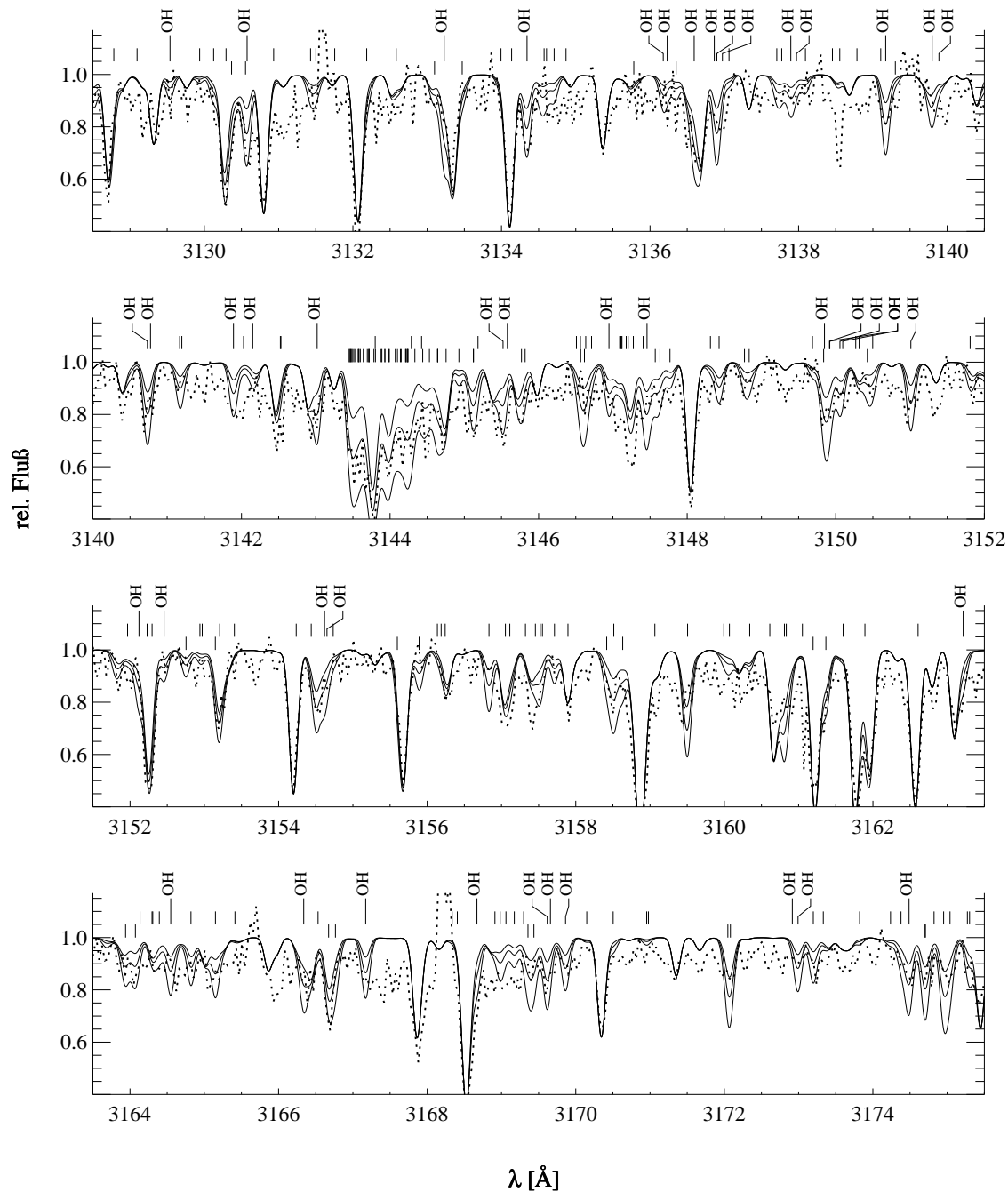


Abbildung 6.13 Theoretische Modelle (—) zu dem beobachteten UV-Spektrum von HD 74000 (· · ·). Markierungen geben Positionen von CHC-X(0,0)- und OHA-X-Linien an (vgl. Abb. 6.11). Die drei theoretischen Spektren zu $T_{\text{eff}}=6211$ K, $\log g=3.92$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-1.93$, $\xi_{\text{mic}}=1.53$ wurden mit den Häufigkeiten $[\text{O}/\text{Fe}]=0.8, 1.1, 1.4$ dex sowie $[\text{C}/\text{Fe}]=0.6, 0.9, 1.2$ dex gerechnet und mit einem 6.5 km s^{-1} Gauß-Profil gefaltet. Das UV-Spektrum von HD 74000, das sich aus fünf jeweils einstündigen Aufnahmen zusammensetzt, hat das geringste S/N der von uns beobachteten metallarmen Sterne. Aus den markanten OH-Linien wird ein Sauerstoffexzeß von $[\text{O}/\text{Fe}] \approx 0.9 \dots 1.2$ dex abgeleitet. Aus dem CHC-X(0,0)-Bandenkopf wird ein Kohlenstoffexzeß von $[\text{C}/\text{Fe}] \approx 0.9 \dots 1.1$ dex von abgeleitet, in Übereinstimmung mit den isolierten CH-Linien. An einigen Bereichen, z.B. bei 3139 \AA , offenbaren sich Defizite bei der Kontinuumsfestlegung, die bei der Bewertung der OH-Linienfits berücksichtigt wurden.

0.2 vorausgesetzt (vgl. Edvardsson *et al.* 1993a).

Das Instrumenten- und Makroturbulenzprofil wurde durch ein Gauß-Profil mit $v_{\text{Instr}} = 6.5 \dots 7.0$ km/s ($1/e$ -Breite) dargestellt. Die Variationsbandbreite des Faltungsprofils entspricht einer zusätzlichen Makroturbulenz von bis zu 2.5 km/s bzw. einer spektralen Auflösung der CASPEC-Spektren vom $\Delta\lambda \approx 0.1$ Å. Für jedes Spektrum wurde v_{Instr} so gewählt, daß die Profilflanken und die Hochpunkte des beobachteten Spektrums in vielen Bereichen mit der Beobachtung übereinstimmen. Gleichzeitig wurde das im Rahmen der Datenreduktion vorläufig gesetzte Kontinuum linear nachkorrigiert.

Der Vergleich von Theorie und Beobachtung ist nicht in allen Spektralabschnitten zufriedenstellend. In Abhängigkeit von der Linieneinsenkung kann der Häufigkeitsfehler bereits aufgrund eines ungeeigneten Faltungsprofils 0.05 ... 0.10 dex betragen. Dopplerverschiebungen der beobachteten Spektren wurden abschnittsweise ($\lambda\lambda = 5 \dots 10$ Å) durch Kreuzkorrelation mit den jeweiligen theoretischen Spektren ermittelt und korrigiert.⁴⁶

Die Abbildungen 6.11, 6.13 und 6.14 zeigen beobachtete Spektren mit jeweils drei synthetischen Modellen zu verschiedenen [O/Fe]- und [C/Fe]-Verhältnissen von HD 140283, HD 74000 und HD 45282.⁴⁷ Neben dem Procyonspektrum ist das Spektrum von HD 140283 (Abb. 6.11) am wenigsten verrauscht ($S/N > 40$). Das Spektrum von HD 74000 (Abb. 6.13) ist hingegen am stärksten verrauscht. Fünf einstündige Belichtungen wurden koaddiert, um bei 3150 Å ein S/N von ≈ 30 zu erreichen. Für einige gut separierte Linien sind gute Übereinstimmungen mit der Beobachtung zu sehen, z.B. bei 3131, 3134, 3152 Å oder 3154 Å. Darunter befinden sich starke Linien, bei denen zunächst davon ausgegangen werden mußte, daß die astrophysikalischen f -Werte besonders fehlerbehaftet sind. Der Vergleich mit dem beobachteten Spektrum von HD 45282 ist bemerkenswert, weil der Stern mit einem schmalen CCD beobachtet worden ist (Tab. 5.3 auf S. 175). Die Ordnungen überlappen sich kaum, da die nutzbare Breite des CCD's kleiner ist als der freie Spektralbereich des Echelle-Gitters. Die Übereinstimmung mit den synthetischen Profilen ist für viele Linien überzeugend (z.B. 3142, 3147, 3151 Å und 3154.5 Å). Im Anhang D auf S. 321 vergleichen wir weitere UV-Spektren mit theoretischen Modellen.

Pro Spektrum wurden 25 ... 45 OH-Linien im Bereich $\lambda\lambda 3122 \dots 3180$ Å analysiert. Zu jeder Linie k wurde eine maximale und eine minimale Einzellinienhäufigkeit bestimmt, wobei das OH-Profil zu der mittleren Einzellinienhäufigkeit $\overline{\log \varepsilon_{*,k}}(\text{O}) = \frac{1}{2}(\log \varepsilon_{*,k}^{\text{min}}(\text{O}) + \log \varepsilon_{*,k}^{\text{max}}(\text{O}))$ jeweils mit dem beobachteten Profil zusammenfiel. Der halbe Abstand von minimaler und maximaler Einzellinienhäufigkeit wurde deshalb als *Fehler der Einzelmessung* interpretiert: $\sigma_{*,k} = \frac{1}{2}(\log \varepsilon_{*,k}^{\text{max}}(\text{O}) - \log \varepsilon_{*,k}^{\text{min}}(\text{O}))$. Bei gesättigten Linien, z.B. bei HD 128279, ist diese Vorgehensweise problematisch. Linien, die derartigen systematischen Unsicherheiten unterliegen, erhielten geringes Gewicht.

Neben der mittleren Einzellinienhäufigkeit und dem Einzelmeßfehler $\sigma_{*,k}$ wurde jeder OH-Linie zusätzlich ein Gewicht $w_{*,k}$ zugewiesen (Skala von 0 bis 5). Diese Gewichte sind ein (subjektives) Maß für die Empfindlichkeit der synthetischen OH-Linien auf Änderungen von $gf\varepsilon$. Wie bei den Gewichten für die astrophysikalischen OH-Oszillatorenstärken haben wir die Bewertung $w_{*,k}$ um so höher ausfallen lassen, je besser sich der synthetische Blend bzw. das synthetische OH-Linienprofil mit der Beobachtung deckt.

⁴⁶vgl. S. 186 bzw. Tab. 5.4 auf S. 191

⁴⁷Anders als in unserer Auswertung, bei der die Spektren auf Spektralabschnitten von 5 Å Breite betrachtet wurden, werden die beobachteten Spektren in den Abbildungen mit dem *vorläufig* definierten Kontinuum gezeigt. An einigen Stellen ist die Übereinstimmung in diesen Abbildungen weniger befriedigend als bei den großskaligen Darstellungen, die zur Auswertung verwendet wurden (z.B. $\lambda\lambda 3131 \dots 3138$ Å bei HD 45282 in Abb. 6.14).

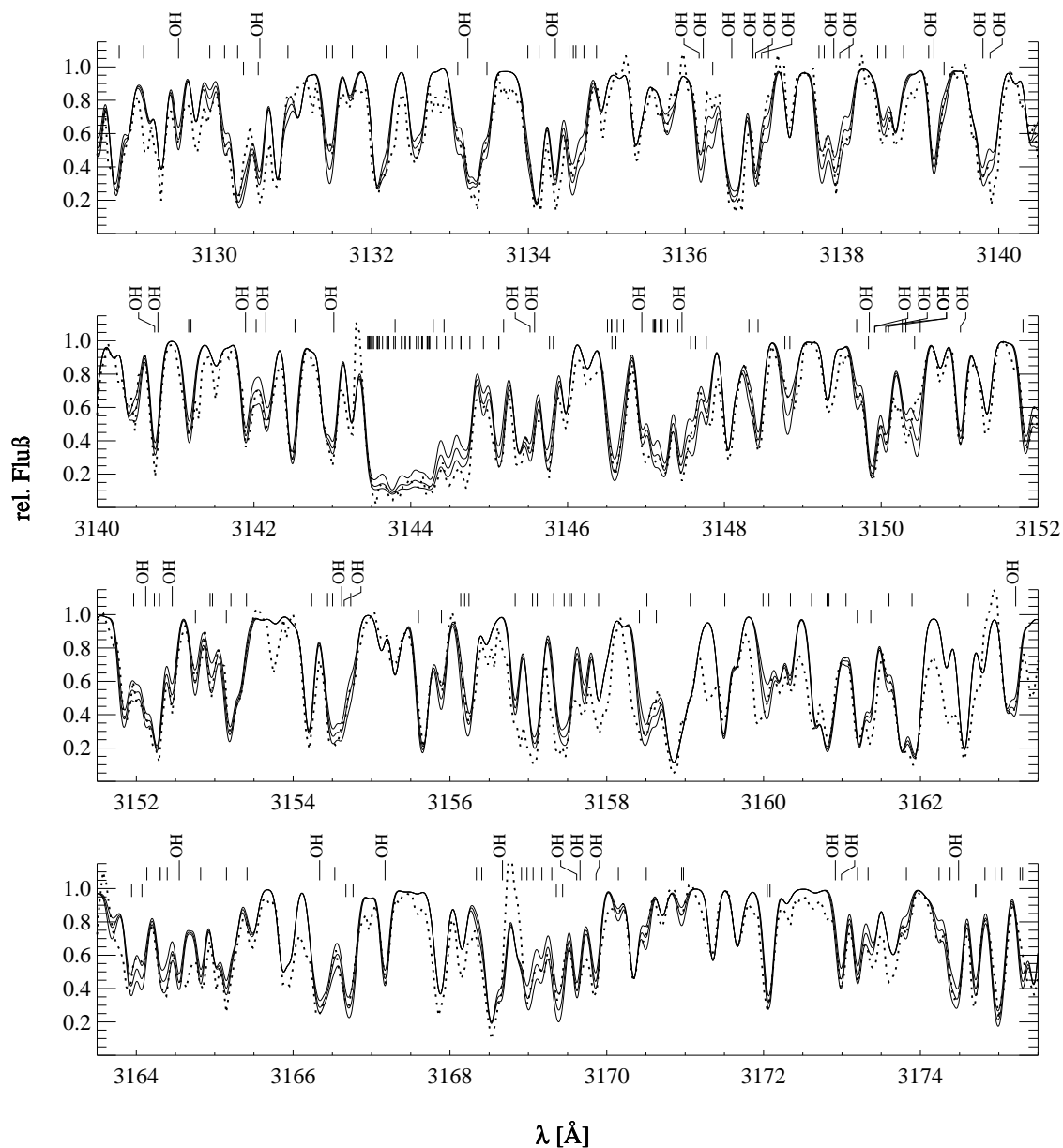


Abbildung 6.14 Theoretische Modelle (—) zu HD 45282 (· · ·). Positionen von CHC-X(0,0)- und OHA-X-Linien sind markiert (vgl. Abb. 6.11). Die Modelle zu den revidierten Parametern $T_{\text{eff}}=5220$ K, $\log g=3.10$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-1.52$, $\xi_{\text{mic}}=1.30$ wurden mit den Häufigkeiten $[\text{O}/\text{Fe}]=0.4, 0.6, 0.8$, sowie $[\text{C}/\text{Fe}]=0.1, 0.3, 0.5$ gerechnet und mit einem 6.5 km s^{-1} Gauß-Profil gefaltet. Das beobachtete Spektrum setzt sich aus zwei jeweils 2-stündigen Belichtungen zusammen und ist das problematischere der im Januar 1994 beobachteten UV-Spektren. Besondere Probleme bereitete die Elimination zahlreich detektierter ν *cosmics*. Die photometrische Kalibration war schwierig, aber mit B-Vergleichsternspektren einer nachfolgenden Beobachtungskampagne zu realisieren. Die etwa 20 \AA breiten Ordnungen überlappen nur wenige \AA (Abb. 5.21b auf Seite 188), so daß die Kontinuumsrektifikation insbesondere an den Nahtstellen des zusammengesetzten Spektrums – wegen des schlechteren S/N – unsicher sein kann. Anhand von markanten OH-Linien kann der Sauerstoffexzeß mindestens auf $[\text{O}/\text{Fe}] = 0.4 \dots 0.8$ dex eingegrenzt werden. Aus dem CHC-X(0,0)-Bandenkopf wird eine untere Grenze für $[\text{C}/\text{Fe}] > 0.2$ dex bestimmt. CH 3145.8, CH 3148.8 und CH 3169.4 deuten auf $[\text{C}/\text{Fe}]$ -Einzellinienhäufigkeiten von $0.2 \dots 0.5$ dex.

Die Abbildungen 6.15 und 6.18 zeigen die resultierenden Verteilungen der mittleren Einzellinienhäufigkeiten $\overline{\log \varepsilon_{*,k}}(\text{O})$ relativ zu $[\text{Fe}/\text{H}]$. Die Einzellinienhäufigkeiten werden über den betrachteten Spektralbereich dargestellt und nach OH A-X (0,0)- und (1,1)-Übergängen aufgeschlüsselt. Zu jeder Linie wird die Gesamtbewertung angegeben, die sich folgendermaßen aus der Bewertung des astrophysikalischen f -Wertes und der aus dem Sternspektrum bestimmten Einzellinienhäufigkeit zusammensetzt:

$$w_k = \frac{1}{\sigma_{*,k}^2} \sqrt{w_{\odot,k} \cdot w_{*,k}}. \quad (6.9)$$

Die über alle Einzellinienhäufigkeiten gemittelte Sauerstoffhäufigkeit beträgt

$$[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} = \frac{\sum_k w_k \overline{\log \varepsilon_{*,k}}(\text{O})}{\sum_k w_k}, \quad (6.10)$$

und der Fehler wird folgendermaßen ermittelt:

$$\Delta[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} = \sqrt{\frac{\sum_k w_k \cdot (\overline{\log \varepsilon_{*,k}}(\text{O}) - [\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}})^2}{\sum_k w_k}}. \quad (6.11)$$

6.4.2 Ergebnisse für $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$

Die ermittelten Sauerstoffhäufigkeiten werden in Tab. 6.3 und in Tab. 6.6 auf S. 273 angegeben. In Abb. 6.20 auf S. 276 sind die $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Werte gegen $[\text{Fe}/\text{H}]$ aufgetragen. Grundsätzlich können wir den von Bessell *et al.* (1991), Nissen *et al.* (1994) und Israelian *et al.* (1998) beschriebenen Trend bestätigen. Der Sauerstoffexzeß nimmt für metallarme Sterne Werte von $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}} \approx 0.5$ an.⁴⁸ Mit abnehmender Metallizität weisen einige Sterne, nämlich HD 31128, HD 74000 und HD 140283, einen höheren Sauerstoffexzeß auf. Die hohen Sauerstoffhäufigkeiten von HD 140283 und HD 74000 sind bemerkenswert, weil aus dem O I 7773-Triplett deutlich geringere $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ -Werte abgeleitet werden. $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Werte hängen allerdings in erheblichem Maß von der verwendeten Schwerebeschleunigung und Effektivtemperatur ab. Sie verringern sich, wenn Schwerebeschleunigungen aus HIPPARCOS-Parallaxen anstelle der $\log g$ -Werte von Axer *et al.* (1994) verwendet werden.

Im Vergleich zu Bessell *et al.*, Nissen *et al.* sowie Israelian *et al.* (1998) stellen wir fest, daß die von uns untersuchten Sterne in vielen Fällen metallreicher sind und bereits für $[\text{Fe}/\text{H}] < -0.8$ Überhäufigkeiten von $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}} > 0.4$ aufweisen. Für die beiden einzigen Sterne mit $[\text{Fe}/\text{H}] \geq -1.5$ finden Bessell *et al.* (1991) $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}} \leq 0.3$, wobei allerdings einer von beiden (HD 219617) als Doppelstern identifiziert wurde. Nissen *et al.* (1994) finden für die beiden metallreichsten Sterne ihres Ensembles Überhäufigkeiten von $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}} = 0.14$ und 0.34 , wobei mit $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.7$ bzw. -0.8 .

Ohne Berücksichtigung von HD 140283 und HD 74000 erhalten wir für die verbleibenden acht untersuchten Sterne eine mittlere Sauerstoffüberhäufigkeit von $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}} = 0.48 \pm 0.12$ (vgl. Tab. 6.3). Ohne HD 22879 und HD 106516 ist die mittlere $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Häufigkeit nur 0.04 dex höher. Das Ergebnis von Bessell *et al.* (1991), wonach die $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ für metallarme Sterne zwischen 0.5 und 0.6 dex liegt, können wir weitgehend bestätigen. Unsere $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Werte scheinen

⁴⁸Israelian *et al.* (1998) ermitteln für extrem metallarme Sterne noch höhere Sauerstoffexzesse.

ebenfalls mit Nissen *et al.* (1994) übereinzustimmen. In Abschnitt 6.4.5 vergleichen wir unsere Ergebnisse mit der Literatur.

Bis auf HD 140283 und HD 74000 bestimmen wir Sauerstoffüberhäufigkeiten in einem Bereich von $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}} = 0.34 \dots 0.76$, die Streuung der Mittelwerte ist also erheblich. Außerdem zeigt sich, daß die mit den $\log g$ -Werten von Axer *et al.* (1994) ermittelten $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Werte nach oben korrigiert werden müssen, wenn die höheren, aus HIPPARCOS-Parallaxen abgeleiteten Schwerebeschleunigungen angewendet werden. In der folgenden Fehlerdiskussion werden systematische Fehler der Stellarparametern als eine wesentliche Ursache für die Streuung der $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Werte verantwortlich gemacht.

6.4.3 Fehlerbetrachtung

Die *statistischen* Häufigkeitsfehler betragen 0.1 ... 0.2 dex. Die auf Unsicherheiten von Stellarparametern und der Bestimmung der Flußkontinua beruhenden *systematischen* Fehler sind von ähnlicher Größenordnung. Wir nehmen an, daß die statistischen Fehler nicht allein auf dem Photonrauschen beruhen. Die Fehler der astrophysikalischen f -Werte können wir teilweise als zufällig verteilt annehmen, weil die geblendeten OH-Linien selbst im hochaufgelösten solaren Flußspektrum oft so schlecht getrennt werden können, daß die Unsicherheit der angepaßten f -Werte von den meist zufälligen Fehlern der Anpassung von Blendlinien abhängt.⁴⁹ Die Einzellinienhäufigkeiten unterliegen allerdings auch *systematischen* Fehlern. Die Kontinua der beobachteten Sternspektren sind unsicher zu bestimmen;⁵⁰ das Instrumentenprofil wird durch ein Gaußprofil repräsentiert, dessen Halbwertsbreite einen Fehler von einigen 100 m/s aufweisen kann; Linien mit geringen Restintensitäten werden aufgrund von Instrumentenstreulicht stärker verfälscht als schwache Linien; gegebenenfalls kann die Analyse nicht mehr mit an der Sonne kalibrierten astrophysikalischen Parametern durchgeführt werden.⁵¹ Durch die Bildung des gewichteten Mittelwertes nach Gl. 6.10 und der Abschätzung des Fehlers nach Gl. 6.11 wird der gesamte *systematische* Fehler allenfalls verringert. Die in Tab. 6.6 angegebenen Fehler entsprechen den gemäß Gl. 6.11 berechneten und in den Abbildungen 6.15 und 6.18 dargestellten Fehlern. Die zum Teil gravierenden Unsicherheiten der stellaren Parametern wurden dabei nicht berücksichtigt. Sie sind Gegenstand der folgenden Betrachtung.

6.4.3.1 Einfluß der stellaren Parameter

Bei der Diskussion der Fehler von T_{eff} , $\log g$ und $[\text{Fe}/\text{H}]$ ist zu berücksichtigen, daß diese Stellarparameter nicht voneinander unabhängig bestimmt worden sind. Die ermittelten Schwerebeschleunigungen und Metallhäufigkeiten hängen von der vorausgesetzten Effektivtemperatur ab. Die Abhängigkeit der ermittelten Stellarparameter ergibt sich u.a. aus der angewandten Bestimmungsmethode. So variiert eine Schwerebeschleunigung, die aus dem Ionisationsgleichgewicht bestimmt wurde, stärker mit T_{eff} als eine Schwerebeschleunigung, die aus den breiten Linienflügeln der Mg b-Linien abgeleitet worden ist (Fuhrmann *et al.* 1997).

⁴⁹Aufgrund dieser Annahme verwenden wir Formel 6.11 zur Abschätzung der Gesamtfehler.

⁵⁰Die Flußkontinua von HD 22879 und HD 106516 sind wegen zahlreicher Metalllinien ähnlich unsicher wie das UV-Kontinuum der Sonne.

⁵¹Die an der Sonne kalibrierten *astrophysikalischen* Parameter eignen sich für die differentielle Analyse solange die Linienentstehung in der Sonne durch die GRS88-Modellphotosphäre *ähnlich* gut beschrieben wird wie die Linienentstehung in der Photosphäre des analysierten Sterns (vgl. Abschn. 2.3). Sollte sich aber herausstellen, daß unser Modell die Temperaturstruktur von metallarmen Sterne besser beschreibt als die Temperaturstruktur der Sonne, so wäre eine differentielle zu einem metallarmen Standardstern durchgeführte Analyse methodisch besser zu rechtfertigen.

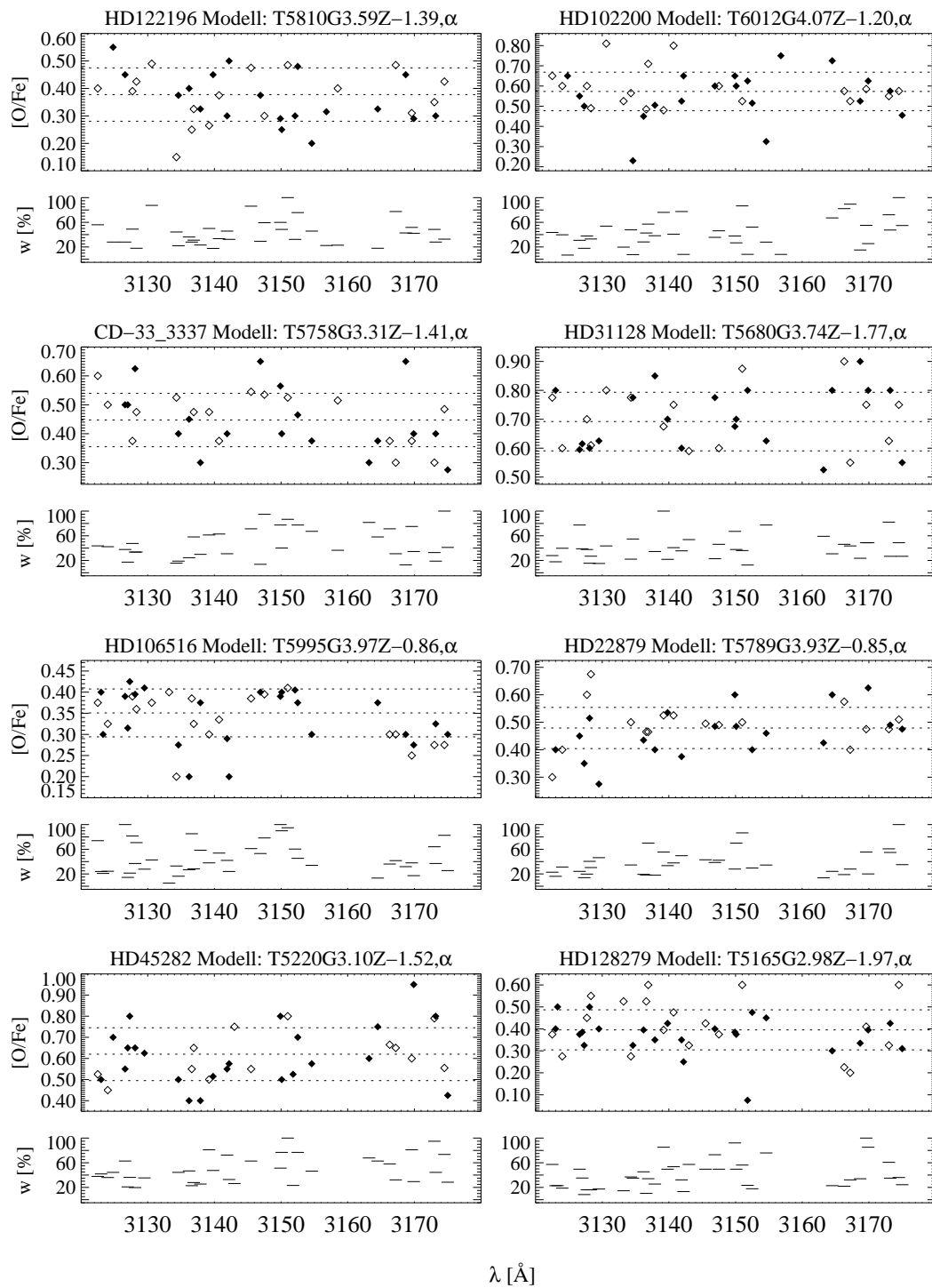


Abbildung 6.15 Einzellinienhäufigkeiten aus OH A-X-Übergängen in metallarmen Sternen (vgl. Abb. 6.18). *Offene* bzw. *gefüllte* Symbole bezeichnen OH(0,0)- bzw. OH(1,1)-Übergänge. Unter jeder Linienposition λ_k wird das Gewicht w_k (in % des Maximums der Gewichte) angegeben, mit dem die Einzellinienhäufigkeit in den Mittelwert einget (Gl. 6.11). w_k ist das Produkt der subjektiven Bewertung der OH-Linienanpassung an das Sonnenspektrum (Skala von 0 ... 10) und der Bewertung der Übereinstimmung des analysierten *Linienprofils* mit der Beobachtung (Skala von 0 ... 5, siehe Gl. 6.9).

Nach den Angaben von Axer *et al.* (1994) müssen wir für die Stellarparameter typische Fehler von $\Delta T_{\text{eff}} = 100$ K, $\Delta \log g = 0.2$ dex, $\Delta[\text{Fe}/\text{H}] = 0.1 \dots 0.2$ dex und $\Delta \xi_{\text{mic}} = 0.5$ km/s veranschlagen. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß die Schwerebeschleunigungen, Metallhäufigkeiten und Mikroturbulenzen aufgrund der unangemessenen Bestimmungsmethode (Ionisationsgleichgewicht) mit einem zusätzlichen systematischen Fehler behaftet sind. Bei einigen Sternen, die von Fuhrmann *et al.* (1997) bzw. Fuhrmann (1998a) anhand besserer Beobachtungsdaten und methodischer Verfeinerungen neu analysiert wurden, haben sich sogar größere Korrekturen für Effektivtemperaturen ($\Delta T_{\text{eff}} \approx 150$ K bei HD 45282) und Schwerebeschleunigungen ($\Delta \log g \approx 0.4$ dex bei HD 140283 und Procyon) ergeben. Die neuen Analysen von Fuhrmann *et al.* haben außerdem z.T. signifikant geänderte Mikroturbulenzparameter gebracht. Die Mikroturbulenz hat einen indirekten Einfluß auf die Analyse der OH A-X-Bande: Einerseits hängt die Bestimmung von $[\text{Fe}/\text{H}]$ von diesem Parameter ab, andererseits sind die Vergleiche von OH-Profilen davon betroffen, weil diese mit starken Metalllinien blenden, welche auf Variationen von ξ_{mic} stärker reagieren als die OH-Linien selbst.⁵² Der Fehler $\Delta \xi_{\text{mic}}$ ist allerdings für die Bestimmung von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ praktisch ohne nennenswerte Bedeutung.

In Tab. 6.5 auf S. 272 wird die Abhängigkeit der Sauerstoffhäufigkeit von T_{eff} , $\log g$ und $[\text{Fe}/\text{H}]$ angegeben. Eine um 100 K größere Effektivtemperatur bewirkt einen um 0.1 ... 0.2 dex größeren $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ -Wert. Die stärkste Abhängigkeit von T_{eff} finden wir bei extrem metallarmen Sternen, während die Metallhäufigkeit $[\text{M}/\text{H}] \sim [\text{Fe}/\text{H}]$ besonders bei Sternen mit $[\text{Fe}/\text{H}] > -1$ ins Gewicht fällt: Eine Verringerung der Metallhäufigkeit $[\text{M}/\text{H}]$, insbesondere der Elektronendonatoren Fe und Mg, um 0.2 dex reduziert die ermittelte Sauerstoffhäufigkeit $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ um 0.1 ... 0.2 dex (vgl. Tab. 6.5). Im Rahmen der neuen Analysen von Fuhrmann *et al.* (1997) und Fuhrmann (1998a) konnten viele der von Axer *et al.* (1994) bestimmten Metallhäufigkeiten bis auf ≈ 0.1 dex bestätigt werden (z.B. HD 22879, HD 45282, HD 140283). Allerdings sind für einige Sterne im Vergleich zu Fuhrmann *et al.* (1995) höhere $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ -Verhältnisse bestimmt worden (z.B. HD 45282 und HD 140283). Eine systematische Erhöhung der Mg-Häufigkeit hat für den Elektronendruck in metallreichen Sternen ähnliche Konsequenzen wie eine Erhöhung der Eisenhäufigkeit. Wir rechtfertigen damit die – pessimistische – Annahme eines typischen Fehlers von $\Delta[\text{M}/\text{H}] = 0.2$ dex und damit auch die Fehlerabschätzung in Tab. 6.5. Die aus dem Ionisationsgleichgewicht ermittelten Schwerebeschleunigungen sind für die Bestimmung von $[\text{Fe}/\text{H}]$ und somit für die $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Werte von größerer Bedeutung als für die Bestimmung von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ selbst. Laut Tab. 6.5 ist der Einfluß von $\Delta \log g$ auf die resultierenden Sauerstoffhäufigkeiten vergleichsweise gering.

6.4.3.2 Unsicherheit der astrophysikalischen f -Werte

Wenn wir die Verteilung der solaren OH-Einzellinienhäufigkeiten über den berücksichtigten Spektralbereich sowie über den optischen Tiefenbereich (Abb. 3.19 auf S. 96) betrachten, können wir die Annahme, daß die astrophysikalischen f -Werte hauptsächlich mit zufälligen Fehlern behaftet sind, nicht mehr aufrecht erhalten. Die meisten der mit hohen Gewichten $w_{\odot,k}$ versehenen Linien entstehen in einer relativ schmalen Schicht der Photosphäre ($\langle \tau_0 \rangle \approx -1.2 \dots -1.4$) und weisen in der Sonne Äquivalentbreiten im Bereich von 60 ... 75 mÅ auf. Es ist zu erwarten, daß die astrophysikalischen f -Werte aufgrund der von uns nicht berücksichtigten *fehlenden* UV-Opazität unterschätzt worden sind, und die Einzellinienhäufigkeiten infolgedessen tendentiell überschätzt werden. Aus Abb. 3.19 geht hervor, daß die schwächeren OH A-X (1,1)-Linien in tieferen Photosphärenschichten entstehen und seltener mit Gewichten von $w_{\odot,k} \geq 5$ bewertet worden sind als die Linien der (0,0)-Bande. Abb. 3.19 läßt zudem für beide Schwingungsbanden unterschiedliche

⁵²Bei der Analyse der solaren OH A-X-Bande (Abb. 3.19 auf S. 96) wurde ersichtlich, daß ξ_{mic} um mehr als 0.5 km/s variieren muß, damit sich die bestimmte Sauerstoffhäufigkeit um 0.1 dex ändert.

Trends erkennen. Im kurzwelligen Bereich ($\approx 3130 \text{ \AA}$) unterscheiden sich die Einzellinienhäufigkeiten der beiden Banden um bis zu 0.2 dex, während sich die Unterschiede im längerwelligen Bereich ($\approx 3170 \text{ \AA}$) auf unter 0.1 dex verringern. Sollten die solaren Einzellinienhäufigkeiten aus den (0,0)-Linien in Abb. 3.19 im kurzwelligen Bereich systematisch zu klein sein, so bedeutete dies, daß die entsprechenden *astrophysikalischen f*-Werte ebenfalls zu klein wären.⁵³ In diesem Fall müßte ein inverser Trend bei den *differentiellen* stellaren Einzellinienhäufigkeiten zu beobachten sein. Die stellaren Einzellinienhäufigkeiten nähmen mit zunehmender Wellenlänge ab. Tatsächlich können wir einen solchen inversen Trend in einigen der in Abb. 6.15 und 6.18 dargestellten Häufigkeitsverteilungen erkennen. Die Einzellinienhäufigkeiten von HD 140283 und HD 74000 weisen ebenso Trends von bis zu 0.2 dex auf wie CD – 33 3337 und HD 106516. Wir erhalten jedoch kein einheitliches Bild, da die Einzellinienhäufigkeiten von HD 45282, HD 31128, HD 102200, HD 22879 und HD 128279 dem zur Sonne inversen Trend offenbar nicht folgen. Ferner ist festzustellen, daß beide Schwingungsbanden bei keinem der Sterne ähnlich diskrepante Ergebnisse liefern wie in der Sonne. Diskrepanzen wären aber zu erwarten, wenn die astrophysikalischen *f*-Werte der (0,0)-Bande – wie wir zunächst annahmen – systematisch zu klein sind, beispielsweise wenn die astrophysikalischen *f*-Werte starker Linien aufgrund der unberücksichtigt gebliebene UV-Opazität stärker von den absoluten *f*-Werten abweichen als bei den etwas schwächeren Linien der (1,1)-Bande. Der fehlende (inverse) Häufigkeitstrend bei etwa der Hälfte der untersuchten Sterne kann als Indiz dafür gewertet, daß unsere Methode der *f*-Wertanpassung, d.h. die subjektive Adjustierung und Bewertung der Übereinstimmung von theoretischen und beobachteten Spektrallinien, keinesfalls für die Diskrepanzen von bis zu 0.2 dex zwischen den solaren Einzellinienhäufigkeiten von (0,0)- und (1,1)-Linien verantwortlich ist. Dies wiederum bedeutet, daß entweder die absoluten *f*-Wertsätze der beiden OH A-X-Banden einen systematischen Fehler aufweisen, oder daß die Entstehung der (0,0)- und (1,1)-Bande in der Sonne durch unser Modell nicht realistisch beschrieben wird.

Für den Fall, daß die astrophysikalischen *f*-Werte – speziell die der (0,0)-Bande – systematisch zu klein sind, wäre bei Sternen (z.B. HD 140283) mit schwächeren OH A-X (0,0)-Linien als in der Sonne eine ähnlich ausgeprägte Diskrepanz zwischen den Einzellinienhäufigkeiten der (1,1)- und der (0,0)-Bande zu erwarten.

6.4.3.3 Instrumentenprofil und Kontinuumsfestlegung

Die Unsicherheit des Instrumentenprofils besteht einerseits in der Bestimmung der *Profilfunktion*, andererseits in der Bestimmung der *Profilbreite*.⁵⁴ Für die reduzierten Sternspektren konnte kein signifikantes Streulicht nachgewiesen werden. Um eine lokale Variation der Profilbreite feststellen zu können, wurden dieselben Linienprofile in benachbarten Echelle-Ordnungen verglichen. Änderungen in Form von leichten Linienverschiebungen wurden nur an den Rändern der Ordnungen festgestellt. Diese Bereiche wurden bei der Koaddition und dem Verbinden der einzelnen Ordnungen zu einem Langspektrum nicht berücksichtigt.

Unsere Untersuchungen der bei Sonnenaufgang beobachteten Himmelsstreulichtspektren (Abb. 5.17 auf S. 182 und Abb. 5.18) haben ergeben, daß wir mit einem Dämpfungsanteil des Instrumen-

⁵³Wir erinnern daran, daß die in Abb. 3.19 gezeigten Einzellinienhäufigkeiten zwar mit empirischen Photosphärenmodellen und absoluten *f*-Werten bestimmt wurden, die entsprechenden Äquivalentbreiten stammen jedoch aus der Anpassung astrophysikalischer *f*-Werte an die Sonne. Eine zu kleine Einzellinienhäufigkeit entspricht einer zu kleinen (gemessenen) Äquivalentbreite, und entsprechend einer zu kleinen astrophysikalischen Oszillatorenstärke.

⁵⁴Eventuell kommt sogar eine Änderung der Profilbreite entlang der Echelle-Ordnung in Betracht, denn das Streulichtprofil (in Dispersionsrichtung) hängt von der Präzision der Kamerajustierung ab. Im ungünstigen Fall können Bildverzerrungen bzw. eine Defokussierung von Kamera (und Kollimator) lokale Variationen des Streulichtprofils bewirken. Lokale Änderungen der Profilbreite können auch auf Unsicherheiten bei der Wellenlängenkalibration beruhen.

tenprofils von bis zu 5 km/s (FWHM) rechnen müssen. Diese FWHM entspricht ungefähr der Breite eines Pixels. Die beobachtungstechnischen Unterschiede zwischen den Himmelsstreulichspektren und den Sternspektren sind allerdings markant. Ein stellares *seeing*-Scheibchen leuchtet den Spektrographenspalt insbesondere in Querdispersionsrichtung nur unvollständig aus, während das Himmelsstreulich über den Spalt gleichmäßig verteilt ist. Das Instrumentenprofil des Sternspektrums kann deshalb nur bedingt aus dem Vergleich des Himmelsstreulichspektrums mit dem entsprechend verbreiterten KPNO84-Atlas abgeleitet werden. Wir gehen davon aus, daß die globale Streulichverteilung wegen des breiteren Zwischenordnungsbereichs bei einer Sternaufnahme genauer abgezogen werden kann als bei der Himmelsstreulichaufnahme, bei der der Zwischenordnungsbereich lediglich ≈ 3 Pixel beträgt (siehe S. 181).

Bei unserer OH A-X-Bandanalyse haben wir lediglich ein Gauß-Profil als Instrumentenprofil verwendet. Eine exemplarische Untersuchung ergab für OH-Einzellinienhäufigkeiten einen Fehler von 0.05 ... 0.1 dex wegen der Unsicherheit des Instrumentenprofils. Dieser Fehler beruht darauf, daß der Dämpfungsanteil des Instrumentenprofils einen stärkeren Einfluß auf die Linieneinsenkung ausübt als die Linienflanken, die in vielen Fällen wegen Blends nicht aussagekräftig sind. Für stark eingesenkte Linien ist der Fehler größer als für schwache Linien. Ein möglicher Zusammenhang zwischen Linieneinsenkung und ermittelter Einzellinienhäufigkeit wurde nicht untersucht.

Da die stärkeren OH (0,0)-Linien jeweils gleiche mittlere Häufigkeiten liefern als OH (1,1)-Linien, nehmen wir an, daß der Zusammenhang zwischen Linieneinsenkung und Einzellinienhäufigkeit nicht signifikant ist, und daß die Festlegung des Kontinuums keine nennenswerte Verfälschung von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ bewirkt. Ein falsch definiertes Kontinuum müßte sich durch eine Korrelation zwischen Einzellinienhäufigkeit und Linieneinsenkung bemerkbar machen. Andererseits hängt die Skalierung des Kontinuums von der Wahl des Instrumentenprofils ab, denn ein Skalierungsfaktor < 1 , der einem zu hoch gelegtem Kontinuum entspricht, impliziert eine höhere Liniendichte, die durch Annahme einer höheren Dämpfungsverbreiterung kompensiert werden kann.

6.4.4 Vergleich von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$

Unter der Annahme, daß $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ (NLTE) übereinstimmen müssen, können wir bei gegebener Metallizität $T_{\text{eff}}\text{-log } g$ -Relationen ableiten, die in erster Näherung durch die *gepunkteten* Geraden in Abb. 6.17 dargestellt werden. Die *durchgezogenen* Geraden repräsentieren in erster Näherung die $T_{\text{eff}}\text{-log } g$ -Relation unter der Bedingung des Saha-Boltzmanngleichgewichtes für Fe I und Fe II. Im Rahmen der Fehler bestimmen wir bei CD – 33 3337, HD 31128, HD 22879 und HD 45282 aus der OH A-X-Bande und dem O 17773-Triplett vergleichbare Sauerstoffhäufigkeiten (Abb. 6.16). Allerdings müssen wir feststellen, daß diese Übereinstimmungen, insbesondere bei **CD – 33 3337** und **HD 31128**, nur im Zusammenhang mit den Stellarparametern von Axer *et al.* (1994) bestehen. Wenn die aus den HIPPARCOS-Parallaxen bestimmten $\log g$ -Werte vorausgesetzt werden, stellen sich gravierende Diskrepanzen zwischen $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ ein (vgl. Abb. 6.20 auf S. 276 mit Abb. 6.21). Diese Diskrepanzen könnten Folge von unterschätzten Effektivtemperaturen sein. Anhand von Abb. 6.17 auf S. 256 kann abgeschätzt werden, daß eine Korrektur der Schwerebeschleunigung von CD – 33 3337 um $\approx +0.8$ dex durch eine Erhöhung der Effektivtemperatur um mehr als 300 K kompensiert werden kann. Nissen und Schuster (1997) bestimmen für CD – 33 3337 eine solch höhere Temperatur, so daß wir schließlich deren Stellarparameter verwenden und mit $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} - [\text{O}/\text{H}]_{7773} \approx 0.2$ dex nur noch eine im Rahmen des Meßfehlers liegende Diskrepanz bestimmen.

Für **HD 45282** ist die Übereinstimmung der Einzellinienhäufigkeiten bemerkenswert, weil die Sauerstoffhäufigkeit nicht mit den Stellarparametern von Axer *et al.* (1994) bestimmt worden ist.

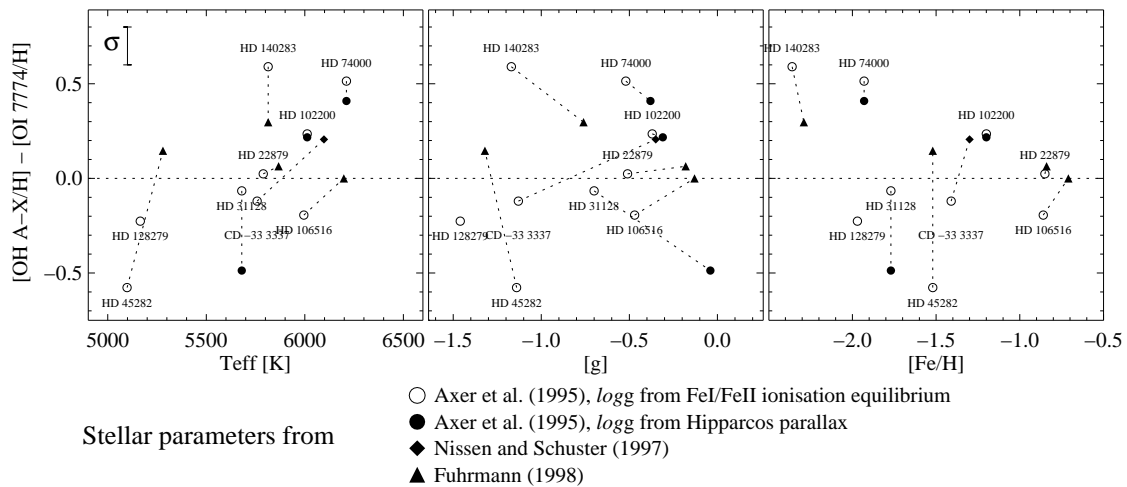


Abbildung 6.16 Vergleich von Sauerstoffhäufigkeiten, die aus der OH A-X-Bande und dem O I 7773-Triplett (NLTE) abgeleitet worden sind: $\Delta[\text{O}/\text{H}] = [\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} - [\text{O}/\text{H}]_{7773}$. Dargestellt werden $\Delta[\text{O}/\text{H}]$ -Werte, die einerseits ursprünglich mit Stellarparametern von Azer *et al.* (1995) bestimmt worden sind und andererseits mit Stellarparametern von Fuhrmann (1998a) bzw. mit korrigierten Schwerebeschleunigungen. Für die vier Sterne, deren Sauerstoffhäufigkeiten mit Stellarparametern von Fuhrmann (1998a) bestimmt worden sind, deutet sich eine zunehmende Diskrepanz zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ mit abnehmender Metallizität an. Die Diskrepanz von HD 140283 kann bereits dann weitgehend beseitigt werden, wenn die Effektivtemperatur um 80 K verringert wird. Eine systematische Diskrepanz zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ kann deshalb nicht festgestellt werden. Die Diskrepanzen für CD -33 3337 und HD 31128 könnten – wie bereits bei HD 106516 und HD 45282 – durch fehlerhaft bestimmte Effektivtemperaturen von Azer *et al.* (1995) verursacht sein.

Für die Analyse wurden die revidierten Stellarparameter von Fuhrmann (1996, 1998 priv. Mitteilung) verwendet. Mit den Stellarparametern von Azer *et al.* erhielten wir nämlich einen um ≈ 0.2 dex geringeren $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ -Wert (Tab. C.1). Für diese Änderung der OH-Einzellinienhäufigkeiten sind drei Gründe zu nennen: Die Effektivtemperatur wurde gegenüber der Effektivtemperatur von Azer *et al.* (5100 K) um ≈ 150 K korrigiert;⁵⁵ der $\log g$ -Wert verringerte sich um 0.2 dex und die um 0.27 dex höhere Magnesiumhäufigkeit (jetzt 0.37 dex gegenüber 0.1 dex bei Fuhrmann *et al.* 1995) wurde im Gegensatz zu Azer *et al.* bei Berechnung der Elektronendichte berücksichtigt. Nach Tab. 6.5 führt allein die höhere Temperatur zu einer Änderung von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ um ≈ 0.2 dex. Die verminderte Schwerebeschleunigung verstärkt diesen Effekt um weitere 0.05 dex. Der Einfluß der erhöhten Mg-Häufigkeit ist schwieriger zu beurteilen. Da sich die höhere Magnesiumhäufigkeit auf die Dichtestruktur ähnlich auswirkt wie die Erhöhung von $[\text{Fe}/\text{H}]$, wird die ermittelte Sauerstoffhäufigkeit weitere 0.1 dex größer sein. Insgesamt beträgt der anhand von Tab. 6.5 abgeschätzte *systematische* Effekt aufgrund der Revision der Stellarparameter $\Delta[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} \approx +0.35$ dex. Die Änderung von 0.19 dex, die wir tatsächlich bestimmt haben, ist zwar kleiner als die abgeschätzte Änderung, aber der (statistische) Fehler von $\Delta[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} \approx 0.12$ dex ist relativ groß. Wir müssen auch berücksichtigen, daß die in Tab. 6.5 angegebene Fehler-Relation für die OH A-X-Bande anhand nur einer exemplarischen Linie (3123.9 Å) bestimmt wurde. Korrekturen für T_{eff} und $\log g$, die nach diesen Fehler-Relationen bestimmt werden, sind deshalb nur erste Näherungen. Entsprechend können aus anhand von Abb. 6.17 Korrekturen (vgl. Tab. 6.3) abgeschätzt werden, die in die richtige Richtung weisen.

Die spektroskopische Analyse des kühlen Unterriesen **HD 128279** ist ähnlich problematisch wie die Analyse von HD 45282. Aufgrund der schmalen Balmerlinienflügel ist ein höherer Fehler der

⁵⁵Wir verwendeten bei unserer Analyse eine vorläufig neu bestimmten Effektivtemperatur (Fuhrmann 1996, priv. Mitteilung) von 5220 K. Fuhrmann (1998a) erhält einen etwas höheren Wert von 5280 K.

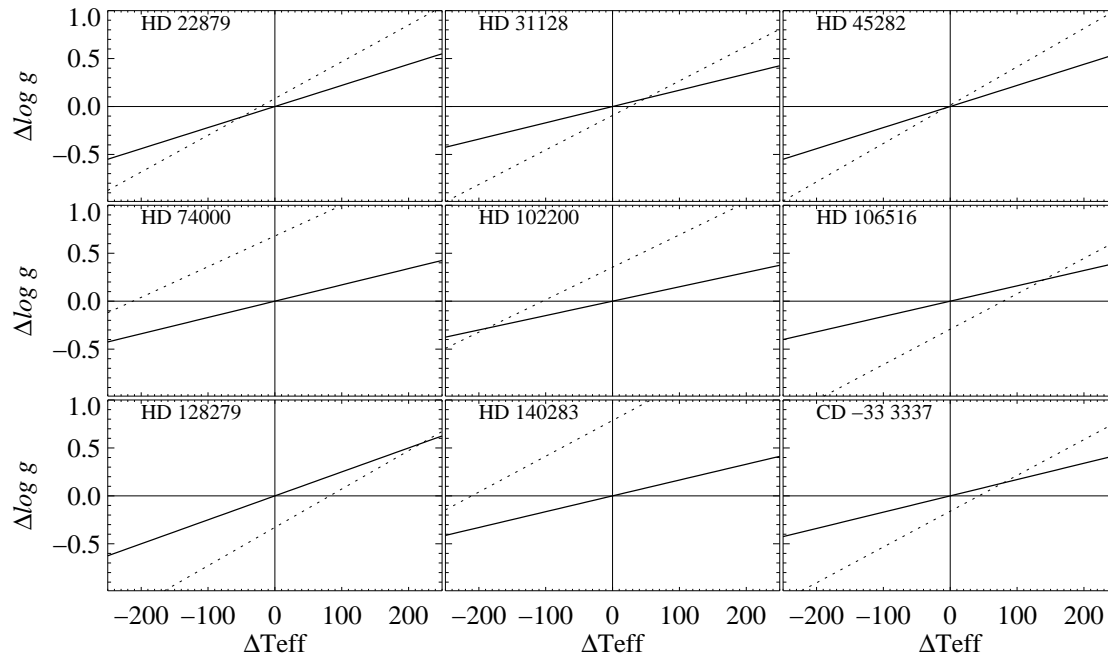


Abbildung 6.17 $T_{\text{eff}}\text{-log } g\text{-Relationen}$ (1. Ordnung) unter der Nebenbedingung $\varepsilon(\text{OH})=\varepsilon(\text{O } 17773)$ (gepunktet) bzw. $\varepsilon(\text{Fe II})=\varepsilon(\text{Fe I})$ (durchgezogen) für Sterne, deren OH A-X-Bande und O 17773-Triplett analysiert worden sind. Die gepunkteten Kurven gründen sich auf den in Tab. 6.5 exemplarisch angegebenen Empfindlichkeitsrelationen für $\varepsilon(\text{OH})$ und $\varepsilon(\text{O } 17773)$. Die Achsen sind mit $\Delta \log g = \log g - \log g(\text{Azer } et al.)$ und $\Delta T_{\text{eff}} = T_{\text{eff}} - T_{\text{eff}}(\text{Azer } et al.)$ beschriftet.

spektroskopisch bestimmten Temperatur zu erwarten als bei heißeren Sternen. Wir stellen fest, daß die von Fuhrmann (1993) bestimmte Magnesiumhäufigkeit mit $[\text{Mg}/\text{Fe}] = 0.05 \pm 0.06$ dex überraschend klein ausfällt. Mit einer höheren Effektivtemperatur würden wir wie bei der Analyse von HD 45282 aus der OH A-X-Bande eine höhere Sauerstoffhäufigkeit bestimmen. – ähnlich verhält es sich mit der von Fuhrmann (1993) aus Mg I-Linien ermittelten Magnesiumhäufigkeit. Nach Abb. 6.17 wäre die Konsistenz zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ mit einer um 100 K höheren Effektivtemperatur gewährleistet.

Bei **HD 106516** stimmen $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ – Stellarparameter von Axer *et al.* (1994) vorausgesetzt – ebenfalls nicht überein. Dabei ist bemerkenswert, daß die Schwerebeschleunigung verringert werden müßte, um die Konsistenz beider Sauerstoffhäufigkeiten herzustellen. HD 106516 ist einer der hellsten Sterne ($V = 6.11$) aus dem von Axer *et al.* untersuchten Ensemble. Die Metallizität ist etwas untersolar, und die Bestimmung von $\log g$ und $[\text{Fe}/\text{H}]$ stützt sich auf zwölf Eisenlinien. Anhand der mit HIPPARCOS gemessenen Parallaxe von 44.34 mas bestimmen wir $\log g \approx 4.2 \dots 4.3$, die von der Schwerebeschleunigung, die Axer *et al.* ermittelt haben ($\log g = 3.97 \pm 0.13$), deutlich abweicht. Fuhrmann *et al.* (1997) zufolge müßten wir für HD 106516 eine Schwerebeschleunigung annehmen, die größer ist, als die aus dem Ionisationsgleichgewicht bestimmte Schwerebeschleunigung. Wir müssen demzufolge einen erheblichen Fehler in der Effektivtemperatur annehmen. Auch wenn wir anhand des Dissoziationsgleichgewichts, selbst bei bekannter Schwerebeschleunigung, keine genaueren Effektivtemperaturen bestimmen können als Fuhrmann *et al.*, so können wir dennoch anhand unserer Daten eine notwendige Korrektur von T_{eff} von mindestens 100 K abschätzen.

Mittlerweile hat Fuhrmann (1998, priv. Mitteilung) eine neue Analyse eines FOCES-Spektrums von HD 106516 durchgeführt und erhält eine um 200 K erhöhte Effektivtemperatur sowie eine um 0.15 dex höhere Eisenhäufigkeit $[\text{Fe II}/\text{H}]$. Unsere vorausgegangenen Überlegungen zeigen also, daß das Verhältnis von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ zur $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ durchaus als Temperaturindikator verwendet

werden kann, wenn die Schwerebeschleunigung auf unabhängige Weise bestimmt worden ist.

Eigentlich sollte die Annahme plausibel sein, daß die aus den Balmerlinienflügeln bestimmte Effektivtemperatur umso genauer ist, je größer das S/N des beobachteten Spektrums ist. Für die vergleichsweise hellen Sterne HD 22879 ($V = 6.70$) und HD 106519 ($V = 6.11$) ist ein solches hohes S/N erzielt worden. Allerdings entscheiden auch andere Faktoren wie z.B. die Länge der Spektralordnungen, die Lage der Balmerlinien auf den Ordnungen und die Reproduzierbarkeit des Pseudokontinuums mittels *flatfield*-Aufnahmen, über die Genauigkeit der Temperaturbestimmung aus Balmerlinien. Die zuletzt genannten Bedingungen für eine genaue spektroskopische Temperaturbestimmung werden mit dem FOCES-Spektrographen besser erfüllt als mit den Spektrographen, die Axer *et al.* (1994) zur Beobachtung ihrer Spektren verwendeten. Aus FOCES-Spektren bestimmt Fuhrmann (1998a) auch für HD 22879 eine um 80 K höhere Effektivtemperatur und ermittelt mit der verbesserten $\log g$ -Bestimmungsmethode eine um 0.33 dex höhere Schwerebeschleunigung.⁵⁶ Die Metallizität bleibt jedoch unverändert.

Bei **HD 102200** weichen $[O/H]_{OH}$ und $[O/H]_{7773}$ signifikant voneinander ab (vgl. Abb. 6.16). Die Qualität der Spektren, die Axer *et al.* (1994) für die Analyse der Stellarparameter zur Verfügung standen, war von geringer Qualität. Der Fehler für die Effektivtemperatur, die nur aus zwei Balmerlinien ermittelt worden ist, wird von Fuhrmann *et al.* (1994) mit 100 K angegeben. Schwerebeschleunigung, Metallizität und Mikroturbulenz wurden zwar nur aus vier Eisenlinien bestimmt, jedoch erhalten wir anhand der HIPPARCOS-Parallaxe von 12.45 mas eine Schwerebeschleunigung von 4.15 ... 4.22 dex (für $T_{\text{eff}} = 6012 \pm 100$ K), die mit dem Wert von Axer *et al.* vergleichbar ist. Eine zu hohe Effektivtemperatur ist also eine mögliche Ursache für die diskrepanten Häufigkeiten. Wäre die Effektivtemperatur 100 K kleiner, dann ergäben sich für $[O/H]_{OH}$ und $[O/H]_{7773}$ ähnliche Werte.

Für **HD 122196** liegen uns keine O I 7773-Triplett-Beobachtungen vor. Die aus der OH A-X-Bande abgeleitete Sauerstoffüberhäufigkeit beträgt $[O/Fe]_{OH} = 0.38 \pm 0.19$ dex, wobei sich die in Tab. 6.3 angegebene Unsicherheit auf die Genauigkeit der Linienanpassung und auf den Fehler der Metallizität bezieht. Der auf der Unsicherheit von T_{eff} beruhende Fehler ist deutlich größer. Die Stellarparameter von HD 122196 sind laut Axer *et al.* (1994) relativ unsicher. Für T_{eff} wird ein Fehler von 120 K angegeben. Schwerebeschleunigung, $[Fe/H]$ und Mikroturbulenz wurden von Axer *et al.* (1994) nur anhand von fünf Fe I- und Fe II-Linien bestimmt. Anhand der HIPPARCOS-Parallaxe von 9.77 mas ermitteln wir eine Schwerebeschleunigung, die mit $\log g = 3.8 \dots 3.9$ (für $T_{\text{eff}} = 5810 \pm 100$ K) signifikant über dem von Axer *et al.* (1994) angegebenen $\log g$ -Wert (3.59 dex) liegt. Nach Tab. 6.5 würde sich $[O/H]_{OH}$ aufgrund des höheren $\log g$ -Wertes um ≈ 0.07 dex verringern. Andererseits erhöht sich die ermittelte Sauerstoffhäufigkeit um ≈ 0.18 dex, wenn eine um 100 K größere Effektivtemperatur verwendet wird. Wenn wir $[O/H]_{OH}$ auf $[Fe I/H]$, der aus Fe I-Linien bestimmten Metallizität, beziehen, so ist zu berücksichtigen, daß sich der ermittelte Wert für $[Fe I/H]$ mit zunehmender Effektivtemperatur erhöht. Dabei wird der Anstieg von $[O/H]_{OH}$ kompensiert. Entsprechendes ist hinsichtlich einer Verringerung der Effektivtemperatur zu beachten. $[O/Fe I]_{OH}$ ist also weniger temperaturempfindlich als $[O/Fe II]_{OH}$, so daß eine auf $[Fe I/H]$ bezogene Sauerstoffüberhäufigkeit $[O/Fe I]_{OH} \approx 0.35$ betrage.

Für die extrem metallarmen Sterne HD 140283 und HD 74000 bestimmen wir mit den Stellarparametern von Axer *et al.* (1994) deutlich höhere Sauerstoffhäufigkeiten als Bessell *et al.* (1991) und Nissen *et al.* (1994). Dabei sind $[O/H]_{OH}$ und $[O/H]_{7773}$ signifikant verschieden. Im Gegensatz zu

⁵⁶Eine leicht höhere Schwerebeschleunigung von HD 22879 schätzen wir bereits bei unveränderter Effektivtemperatur ab (vgl. Tab. 6.3), die mit der HIPPARCOS-Parallaxe von 41.07 mas im Einklang ist. Die Erhöhung der Effektivtemperatur um 80 K würde nach Abb. 6.3 eine Erhöhung von $\log g$ um ≈ 0.4 dex auf ≈ 4.35 dex bewirken, ein Wert, der dem von Fuhrmann (1998a) revidierten Parameter nahe kommt.

Tabelle 6.3 In Spalte 8 ... 10 werden $\log g$ und $[\text{Fe}/\text{H}]$ unter der Annahme abgeschätzt, daß die Effektivtemperatur adäquat bestimmt worden ist und $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ mit $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ übereinstimmen müssen. $[\text{Fe}/\text{H}]$ ist für die jeweils abgeschätzten Schwerebeschleunigung nach Maßgabe des LTE-Ionisationsgleichgewichts für Eisen korrigiert worden. Für den Vergleich von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ mit $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ ist die Metallhäufigkeit allerdings bei metallarmen Sternen kaum von Bedeutung. Die Fehler bei den Effektivtemperaturen von Axer *et al.* (1994) (siehe HD 106516 oder CD – 33 3337) können sich systematische Fehler für $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ von bis zu 0.6 dex ergeben (CD – 33 3337). Die Korrektur der Schwerebeschleunigungen anhand von HIPPARCOS-Parallaxen kann sich ebenfalls nenneswert auf die Differenz $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}} - \text{ABDtrip}$ auswirken. Die Unsicherheiten von T_{eff} und $\log g$ sind bei den Fehlerangaben von $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ und ABDtrip nicht berücksichtigt.

Objekt	$[\text{O}/\text{Fe}]^{\dagger}$		Axer <i>et al.</i> (1994) ^{††}			Hip [‡] log g	$[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} = [\text{O}/\text{H}]_{7773}$		
	OH	7773	T_{eff}	log g	$[\text{Fe}/\text{H}]$		log g	$[\text{Fe}/\text{H}]$	$[\text{O}/\text{Fe}]$
HD 22879	0.48 ± 0.10	0.42 ± 0.06	5789 ± 48	3.93 ± 0.09	−0.85 ± 0.06	4.3			0.45
FU98b:	0.51 ± 0.15**	0.46 ± 0.06	5867 ± 80	4.26 ± 0.10	−0.84 ± 0.07				
HD 31128	0.69 ± 0.12	0.76 ± 0.08	5680 ± 72	3.74 ± 0.13	−1.77 ± 0.07	4.4			
AF94/HIP	0.5 ± 0.2	1.00 ± 0.1	5680	4.4	−1.77	4.4			
HD 45282	0.62 ± 0.14	0.61 ± 0.09	5220*	3.10*	−1.52*	3.1			
FU98b:	70 ± 0.14	0.57 ± 0.09	5282 ± 80	3.12 ± 0.10	−1.52 ± 0.06				
CD -33 3337	0.45 ± 0.11	0.57 ± 0.07	5758 ± 68	3.31 ± 0.14	−1.41 ± 0.07	3.9			
NS97:	0.65 ± 0.11	0.46 ± 0.07	6097	4.09	−1.30				
HD 74000	1.04 ± 0.15	0.53 ± 0.10	6211 ± 44	3.92 ± 0.09	−1.93 ± 0.05	4.1	4.67	−1.60	0.45
(siehe S. 270)	0.65 ± 0.20**	0.68 ± 0.10	6100	4.1	−1.93				
HD 102200	0.57 ± 0.19	0.34 ± 0.16	6012 ± 102	4.07 ± 0.28	−1.20 ± 0.16	4.1			
HD 106516	0.35 ± 0.11	0.54 ± 0.08	5995 ± 68	3.97 ± 0.13	−0.86 ± 0.07	4.2			
FU98c:	0.54 ± 0.11	0.55 ± 0.08	6198 ± 80	4.31 ± 0.10	−0.71 ± 0.07				
HD 122196	0.38 ± 0.19		5810 ± 120	3.59 ± 0.30	−1.39 ± 0.16	3.9			
AF94/HIP	0.32 ± 0.19		5810 ± 120	3.88	−1.39 ± 0.16				
HD 128279	0.40 ± 0.11	0.63 ± 0.11	5165 ± 77	2.98 ± 0.13	−1.97 ± 0.07				
HD 140283	1.23 ± 0.11	0.64 ± 0.10	5814 ± 44	3.27 ± 0.09	−2.36 ± 0.05	3.7	4.10	−2.03	0.60
FU98a:	0.98 ± 0.15**	0.72 ± 0.10	5810 ± 80	3.69 ± 0.10	−2.29 ± 0.07				
(siehe S. 269)	0.80 ± 0.15**	0.80 ± 0.10	5730	3.69	−2.29				

† Die Fehler von $[\text{Fe}/\text{H}]$ wurden berücksichtigt.

†† Falls verfügbar, werden revidierte Stellarparameter von Fuhrmann (1998b) (= FU98a), Fuhrmann (1998a) (= FU98b) bzw. (Fuhrmann 1998, priv. Mitteilung) (= FU98c) angegeben. Für CD – 33 3337 werden die Stellarparameter von Nissen und Schuster (1997) (NS97) verwendet. In einigen Fällen sind Schwerebeschleunigungen von Axer *et al.* (1994) anhand von HIPPARCOS-Parallaxen korrigiert worden (AF94/HIP).

‡ Die Schwerebeschleunigungen wurden aus HIPPARCOS-Parallaxen unter Verwendung der Entwicklungswegrechnungen von Vandenberg und Bell (1985) bestimmt. Interstellare Extinktion wurde vernachlässigt. Aufgrund der verwendeten Entwicklungswege und der Fehler von T_{eff} muß ein Fehler von $\Delta \log g \approx 0.1$ dex veranschlagt werden. Auf eine $\log g$ -Bestimmung der entwickelten Unterriesen HD 128279 und HD 45282 wurde verzichtet.

* Vorläufiger Parameter von Fuhrmann (1996, priv. Mitteilung); anhand von FOCES-Spektren bestimmt.

** $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ wurde hier nicht direkt ermittelt, sondern gemäß Tab. 6.5 abgeschätzt.

den bislang diskutierten Sternen gelingt es uns aber nicht, die Inkonsistenzen allein auf die Stellarparameter zurückzuführen. In Abschn. 6.4.6 widmen wir uns der OH A-X-Bandanalyse dieser beiden Sterne und vergleichen unsere Ergebnisse mit der Literatur.

In Tab. 6.3 werden Korrekturen für $\log g$ angegeben, die für den Fall, daß die Effektivtemperaturen genau genug sind, anhand des OH-Dissoziationsgleichgewichts abgeschätzt wurden. Die Korrekturen für $[\text{Fe}/\text{H}]$ wurden unter Annahme des LTE-Ionisationsgleichgewichts für Eisen abgeschätzt. Die Tabelle gibt nur Richtwerte an, zumal in diesem Abschnitt bereits dargelegt wurde, daß Änderungen von ΔT_{eff} in der Größenordnung von 100 K möglich sind (vgl. die revidierten T_{eff} -Werte). Die Konsistenz von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ kann demnach in den meisten Fällen auch durch Änderung von T_{eff} im Rahmen der bestehenden Unsicherheiten hergestellt werden. Diskrepanzen von

weniger als 0.2 dex zwischen $[O/H]_{OH}$ und $[O/H]_{7773}$ sind wegen der Unsicherheit der spektroskopisch bestimmten Effektivtemperaturen für die Unterscheidung von Wasserstoffstoßquerschnitten nicht signifikant. Die von uns berechneten NLTE-Effekte für das O I 7773-Triplett in metallarmen Sternen sind bereits ohne Berücksichtigung von Wasserstoffstößen kleiner als 0.2 dex (Abb. 6.1 auf S. 205) und verringerten sich mit zunehmenden Wasserstoffstoßraten. Da sich $[O/H]_{OH}$ und $[O/H]_{7773}$ bei Variation von T_{eff} in entgegengesetzter Richtung ändern, sagt der Vergleich beider indicatorspezifischen Häufigkeiten mehr über die vorausgesetzte Temperaturskala aus als über physikalische Effekte der Linienentstehung. Z.B. spiegelt sich die Änderung der Temperatur von HD 140283 um 100 K in einer Änderung von $[O/H]_{OH} - [O/H]_{7773} \approx 0.3$ dex wieder.

Den photometrisch bestimmten Effektivtemperaturen von Nissen *et al.* (1994) oder Bessell *et al.* (1991) haften im allgemeinen größere *systematische* Fehler für den einzelnen Stern an als den spektroskopischen Temperaturen (Fuhrmann *et al.* 1994). Laut Tab. 6.5 ist bei den für photometrische Temperaturen möglichen Unsicherheiten von 150 ... 250 K allein bei $[O/Fe]_{OH}$ mit systematischen Fehlern von 0.2 ... 0.4 dex zu rechnen, und zwar insbesondere bei extrem metallarmen Sternen.⁵⁷

Kann eine Übereinstimmung von $[O/Fe]_{OH}$ und $[O/Fe]_{7773}$ im Hinblick auf unsere differenzielle Methode überhaupt gefordert werden? Wir können lediglich Plausibilitätsbetrachtungen anstellen. Zu untersuchen wäre beispielsweise, ob die OH-Linien tatsächlich im LTE entstehen und inwiefern eine Häufigkeitsanalyse von extrem metallarmen Sternen noch differenziell zur Sonne durchgeführt werden darf. Nach Hinkle und Lambert (1975) kann davon ausgegangen werden, daß die thermische Besetzung der Schwingungs- und Rotationszustände der elektronischen Niveaus OH X $^2\Pi$ und OH A $^2\Sigma^+$ aufgrund der geringen Energiedifferenzen gewährleistet ist. Das Verhältnis von Stoß- und Strahlungsraten für die Übergänge bei 3100 Å wird für die solare Photosphäre anhand von Stoßratenkoeffizienten berechnet, die nach Angaben der Autoren bislang unterschätzt sind. Deshalb nehmen sie auch für die Besetzung der elektronischen Niveaus thermisches Gleichgewicht an.

Das NLTE-Modell für O I und die solare, auf das O I 7773-Triplett bezogene Referenzhäufigkeit haben wir bereits in Abschnitt 3.6 und 6.2 begründet. Der systematische Fehler zwischen $[O/H]_{OH}$ und $[O/H]_{7773}$, der sich daraus ergibt, daß unser Photosphärenmodell stellare Temperaturstrukturen und Flußverteilungen unterschiedlich gut beschreibt, ist wahrscheinlich geringer als 0.1 dex. Darauf deutet die Tatsache hin, daß in einigen Fällen $[O/H]_{OH}$ -Häufigkeiten mit $[O/H]_{7773}$ vereinbar sind, und daß verbleibende Inkonsistenzen – bis auf HD 140283 und HD 74000 – ohne weiteres mit fehlerhaften Stellarparametern erklärt werden können. Allerdings konnten wir nur wenige extrem metallarme Sterne mit $[Fe/H] \lesssim -1.8$ untersuchen. Die Diskrepanz zwischen $[O/H]_{7773}$ und $[O/H]_{OH}$ beim metallärmsten Stern unseres Ensembles, HD 140283, könnte auch ein Hinweis darauf sein, daß unsere Modellatmosphäre im Bereich der Linienentstehung bei $\log \tau_0 \approx -1$) 100 ... 200 K zu heiß ist (Tab. 6.5).

Das temperaturempfindliche Dissoziationsgleichgewicht $O + H \rightleftharpoons OH$ ist hervorragend geeignet, Fehler bei der Effektivtemperatur aufzudecken. Wenn die Schwerebeschleunigung unabhängig vom Dissoziationsgleichgewicht bestimmt worden ist, sollte die Effektivtemperatur bis auf ≈ 100 K genau bestimmt werden können. $[O/H]_{OH}$ verringert sich in metallarmen Sternen um ± 0.2 dex, wenn sich T_{eff} um ± 100 K verändert.

⁵⁷Die in Tab. 6.5 angegebenen Korrekturen wurde im Rahmen einer OH A-X-Bandanalyse von HD 140283 überprüft, bei der die Stellarparameter von Nissen *et al.* (1994) verwendet wurden (vgl. Tab. C.1). Mit der 270 K tieferen Effektivtemperatur ergibt unsere Analyse eine um 0.31 dex höhere Sauerstoffhäufigkeit. Wenn nicht für $\log g$ ein um 0.23 dex höherer Wert verwendet worden wäre, fiel die Änderung von $[O/H]_{OH}$ sogar 0.07 dex größer aus. Die entsprechende Fehlerrelation von Tab. 6.5 wurde so bestätigt.

6.4.5 Vergleich mit der Literatur

Die Ergebnisse veröffentlichter $[O/H]_{OH}$ -Werte sind gekennzeichnet von den Unsicherheiten der zugrundegelegten Stellarparameter und von der Qualität der jeweils beobachteten UV-Spektren. Zusätzlich sind methodische Unterschiede hervorzuheben. Da unsere Spektren mit dem CASPEC-Spektrographen beobachtet wurden, und weil unsere Datenreduktion (Abschn. 5.1.3 und 5.4) möglicherweise Merkmale aufweist, die sich von der Datenreduktion anderer UV-Beobachtungen unterscheidet,⁵⁸ ist ein Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren aufschlußreich. Mit HD 140283 und HD 74000 beobachteten wir zwei extrem metallarme Sterne, deren OH A-X-Bande bereits von anderen Autoren beobachtet und analysiert worden ist.

Bessell und Norris (1987), Bessell *et al.* (1991) und Ryan und Norris (1991b) führen absolute Häufigkeitsanalysen durch, deren Ergebnisse im Hinblick auf die verwendeten Linienoszillatorenstärken bislang nicht systematisch untersucht worden sind. Eine weitere Problematik ergibt sich aus der nicht reproduzierbaren Bewertung der Einzellinienhäufigkeiten, die sich bei den Untersuchungen dadurch ergibt, daß nur wenige, zum Teil unterschiedliche OH-Linien ausgewertet werden. Aus den Verteilungen in Abb. 6.15 ist zu ersehen, daß die mittlere Sauerstoffhäufigkeit je nach Zuordnung der Gewichtungsfaktoren um bis zu 0.2 dex unterschiedliche Werte annehmen kann. Systematische Fehler in ähnlicher Größenordnung dürften Häufigkeitsanalysen anhaften, die sich auf Auswertung jeweils unterschiedlicher OH-Linien stützen. Bessell *et al.* (1991) verwenden ungefähr 40 OH-Linien im Bereich von $\lambda\lambda$ 3080 ... 3200 Å, während Nissen *et al.* (1994) ungefähr 20 OH-Linien im Bereich $\lambda\lambda$ 3130 ... 3160 Å auswerten.

Inwiefern die Faltung mit dem Instrumentenprofil (z.B. Gauß-Profil) das Ergebnis der veröffentlichten Analysen beeinflusst, ist schwer zu beurteilen. Wir können lediglich anhand unserer Spektren Abschätzungen vornehmen (Abschn. 6.4.3.3). Für die bislang publizierten OH A-X-Bandanahmen werden außerdem photometrisch bestimmte Effektivtemperaturen und auf Entwicklungswegrechnungen basierende Schwerebeschleunigungen verwendet. Dabei werden die typischen systematischen Fehler mit angegebenen $\Delta T_{\text{eff}} \approx 100$ K und $\Delta \log g \approx 0.2$ dex häufig unterschätzt (Fuhrmann *et al.* 1994).

Das UV-Spektrum von HD 140283, das Bessell und Norris (1987) mit dem Anglo-Australischen Teleskop (AAT 3.9 m) und dem Royal Greenwich Observatory-Spektrographen erstmals im Bereich $\lambda\lambda$ 3100 ... 3200 Å beobachtet haben, hat eine spektrale Auflösung von $R \lesssim 21000$ (0.15 Å).⁵⁹ Für die Beobachtungen wird ein photonenzählender Detektor (IPCS, *Image Photon Counting System*) verwendet. Die spektrophotometrische Kalibration, bei der tellurische O₃-Banden weitgehend entfernt werden, wird mit Spektren schnell rotierender B-Sterne vorgenommen. Anhand eines Vergleichs mit synthetischen Spektren, die mit den *absoluten f*-Werten der OH A-X (0,0)-Bande von Goldman und Gillis (1981) und weiteren Metalllinien berechnet werden, bestimmen Bessell und Norris (1987) für HD 140283 eine Sauerstoffüberhäufigkeit von $[O/Fe] = 0.9$ bzw. $[O/H] = -1.75$ ($T_{\text{eff}}=5650$ K, $\log g=3.50$, $[Fe/H]=-2.65$). Diese Sauerstoffhäufigkeit ist 0.62 dex kleiner als die differentiell zur Sonne ermittelte Sauerstoffhäufigkeit $[O/H] = -1.13$ aus der vorliegenden Arbeit (Stellarparameter von Axer *et al.* (1994), vgl. Tab. C.1 auf S. 315). Wenn wir

⁵⁸Z.B. können systematische Unterschiede in der Streulichtbehandlung (Abschnitt 5.4.2 auf S. 177), der spektrophotometrischen Kalibration (Abschnitt 5.4.3 auf S. 184) und der Wellenlängenkalibration (Abschnitt 5.4.4 auf S. 186) bestehen.

⁵⁹Über das S/N machen die Autoren keine Angaben. Mit demselben Spektrographen erhalten Bessell und Norris (1982) bei Beobachtungen der NH A-X-Banden bei ≈ 3360 Å typische 1200 counts pro Pixel ($S/N \approx 35$), bei einer spektralen Auflösung von 0.45 Å ($R \approx 7300$). Es ist zu anzunehmen, daß Bessell und Norris (1987) die Auflösung von 3150/0.15 auf ein Pixel beziehen, auch wenn die jeweilige Spektrographenkonfiguration in beiden Veröffentlichungen nur unvollständig angegeben ist. Damit wäre dem *Sampling-Theorem* allerdings nicht genüge getan. Wir vermuten also, daß die tatsächlich erzielte spektrale Auflösung geringer ist, nämlich $R \lesssim 11000$.

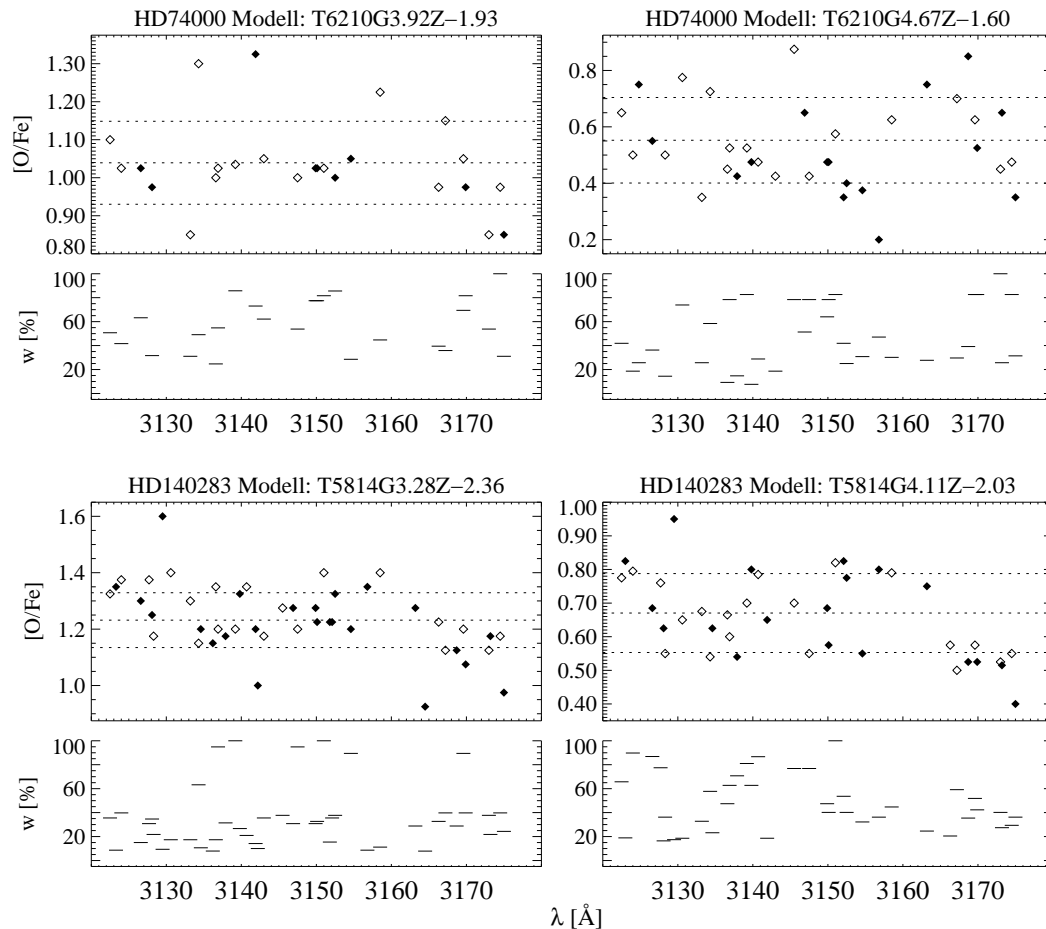


Abbildung 6.18 OH A-X-Einzellinienhäufigkeiten von HD 140283 und HD 74000. Die *offenen* bzw. *gefüllten* Symbole indizieren OH(0,0)- bzw. OH(1,1)-Übergänge. Den auf der *linken* Seite wiedergegebenen Analysen wurden stellare Parameter von Axer *et al.* (1994) zugrundegelegt, während auf der *rechten* Seite Schwerebeschleunigungen verwendet worden sind, mit denen $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ gemäß Abb. 6.17 besser übereinstimmen. Die Effektivtemperatur ist dabei nicht verändert worden. Die Änderung der Metallizität beruht auf der Abhängigkeit der Fe-Häufigkeit von $\log g$; allerdings haben wir bei der Abschätzung der Metallizität ein Fe I/Fe II-Ionisationsgleichgewicht vorausgesetzt. Vor dem Hintergrund, daß die $\log g$ -Werte mittlerweile aus HIPPARCOS-Parallaxen abgeleitet werden können, und daß das Ionisationsgleichgewicht nicht angenommen werden darf, können wir die *rechts* gezeigten Abbildungen lediglich als Information darüber auffassen, wie sich die Verteilung der Einzellinienhäufigkeiten mit $\log g$ und $[\text{Fe}/\text{H}]$ ändert.

berücksichtigen, daß unsere *astrophysikalischen* f -Werte für OH A-X (0,0)-Linien ≈ 0.4 dex kleiner sind als die von Bessell und Norris verwendeten absoluten f -Werte, dann reduziert sich die systematische Diskrepanz zwischen unserem Ergebnis und dem Resultat von Bessell und Norris auf ≈ 0.22 dex. Diese Differenz kann mit der um 160 K niedrigeren Effektivtemperatur und der um 0.23 dex höheren Schwerebeschleunigung bei Bessell und Norris erklärt werden: Eine um 160 K höhere Effektivtemperatur entspricht einer um ≈ 0.33 dex erhöhten Sauerstoffhäufigkeit; eine um 0.23 dex niedrigere Schwerebeschleunigung und eine um 0.3 dex höhere Metallizität bewirken eine Erhöhung der ermittelten Sauerstoffhäufigkeit um weitere 0.12 dex (vgl. Tab. 6.5), so daß wir davon ausgehen können, daß Bessell und Norris (1987) mit unseren Stellarparametern und *astrophysikalischen* f -Werten eine Sauerstoffhäufigkeit von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} \approx -0.9$ dex bestimmt hätten. Dieser Wert ist 0.2 dex höher als wir aus dem CASPEC-Spektrum ermittelt haben.

Nachdem Abia und Rebolo (1989) anhand des O I 7773-Tripletts für Halosterne sehr hohe Sauerstoffüberhäufigkeiten mit $[\text{O}/\text{Fe}] \gg 0.5$ ermittelt haben, machen Bessell *et al.* (1991) die Feststellung, daß die aus OH A-X-Linien bestimmten Sauerstoffüberhäufigkeiten von extrem metallarmen Sternen systematisch kleiner sind als die $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ -Verhältnisse.

Bessell *et al.* (1991) ermitteln $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Verhältnisse, die einem ähnlichen Trend folgen wie $[\text{O}/\text{Fe}]_{6300}$ in metallarmen Riesen,⁶⁰ bei denen nur Sauerstoffüberhäufigkeiten bis $[\text{O}/\text{Fe}]_{6300} = 0.5$ dex gefunden werden (Kjærgaard *et al.* 1982; Barbuy 1988). Dabei verwenden Bessell *et al.* Schwerebeschleunigungen, die unabhängig vom Eisen-Ionisationsgleichgewicht bestimmt worden sind. Für HD 140283 werden beispielsweise terrestrische Messungen der trigonometrischen Parallaxe berücksichtigt. $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ werden von Bessell *et al.* auf die aus Fe I-Linien bestimmte Eisenhäufigkeit bezogen.

Weitere Analysen der OH A-X-Bande haben Ryan und Norris (1991b), Nissen *et al.* (1994) und in jüngster Zeit Israelian *et al.* (1998) durchgeführt. Während Bessell *et al.* bzw. Ryan und Norris absolute Oszillatorenstärken verwenden, führen Nissen *et al.* und Israelian *et al.* (1998) ihre Häufigkeitsanalysen differentiell zur Sonne durch (siehe Abschnitt 3.5.4 auf S. 94). Aufgrund des methodischen Unterschieds zu der Analyse von Bessell *et al.* (1991) ist es bemerkenswert, daß die von Nissen *et al.* ermittelten $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Verhältnisse – im Mittel $[\text{O}/\text{Fe}] = 0.58 \pm 0.16$ dex – nur wenig von den Ergebnissen von Bessell *et al.* (1991) abweichen, obwohl Nissen *et al.* um 0.16 dex kleinere astrophysikalische f -Werte (für OH A-X (0,0)) verwenden, d.h. bei gleichen Stellarparametern müßte der mittlere $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Wert von Nissen *et al.* 0.16 dex höher sein. Daß dies nicht der Fall ist, könnte damit erklärt werden, daß die einzelnen Arbeitsgruppen verschiedene OH-Linien zur Häufigkeitsbestimmung heranziehen bzw. einzelne OH-Linien unterschiedlich gewichten.

Ohne Berücksichtigung von HD 140283 und HD 74000 erhalten wir einen mittleren Sauerstoffexzeß von $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}} = 0.48 \pm 0.12$. Wie wir bereits bemerkten, können wir den Befund von Bessell *et al.* (1991), daß die $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Werte für metallarme Sterne zwischen 0.5 und 0.6 dex liegen, bestätigen. Auch mit Nissen *et al.* (1994) stimmen unsere $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Werte grundsätzlich überein. Allerdings müssen zwei Bemerkungen gemacht werden, die die Bedeutung der genannten Übereinstimmungen in Frage stellen:

- Da die Autoren eine Metallizitätsskala verwenden, deren $[\text{Fe}/\text{H}]$ -Werte oft signifikant unter den $[\text{Fe}/\text{H}]$ -Häufigkeiten von Axer *et al.* (1994) liegen (vgl. in Tab. C.1), ist die Übereinstimmung mit unseren $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Verhältnissen eher verblüffend. Außerdem haben Bessell *et al.* (1991) den Doppelstern HD 219617 (Carney 1983) berücksichtigt. Unsere O I 7773-Triplettanalyse von diesem Stern ergibt eine auffallend kleine Häufigkeit von $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773} = -0.08$ dex, während Bessell *et al.* $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}} = 0.7$ dex bestimmen.
- Systematische Fehler, die auf Unsicherheiten der stellaren Parametern zurückgehen, wurden bei der Mittelwertbildung nicht berücksichtigt. Diese Fehler können im Einzelfall erheblich sein. Wenn $[\text{Fe I}/\text{H}]$ von $[\text{Fe II}/\text{H}]$ abweicht, können die systematischen temperaturbedingten Fehler verringert werden, indem die temperaturabhängige $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ -Häufigkeit auf die temperaturabhängige Fe I-Häufigkeit bezogen wird. $[\text{Fe I}/\text{H}]$ ist häufig bis zu 0.2 dex kleiner als die auf dem Ionisationsgleichgewicht beruhende $[\text{Fe}/\text{H}]$ -Häufigkeit. Folglich dürften unsere mittlereren $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Werte kleiner sein als die auf Fe I bezogenen $[\text{O}/\text{Fe I}]_{\text{OH}}$ -Verhältnisse.

Nissen *et al.* beobachteten wie Ryan und Norris (1991b) und Bessell *et al.* (1991) mit dem 3.9 m Anglo-Australisches Teleskop (AAT) in Kombination mit dem Coudé-Echelle-Spektrographen

⁶⁰Spite und Spite (1991) beobachteten die [O I] 6300-Linie auch in metallarmen Zwergsternen bis $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.6$ und ermitteln ebenfalls $[\text{O}/\text{Fe}] \approx 0.5$.

(UCLES) und dem IPCS-Detektor. Mit unserer Analyse der CASPEC-Spektren prüfen wir u.a. indirekt, inwiefern die Ergebnisse der genannten Arbeiten von der Beobachtung und Datenreduktion abhängen.

6.4.6 Die $[O/H]_{OH}$ -Verhältnisse von HD 140283 und HD 74000

Die $[O/H]_{OH}$ -Werte für HD 74000 und HD 140283 verdienen eine ausführlichere Betrachtung, da sich $[O/H]_{OH}$ und $[O/H]_{7773}$ bei beiden Sterne voneinander unterscheiden. Diese Diskrepanz kann möglicherweise nicht ohne weiteres auf systematische Fehler der Stellarparameter zurückgeführt werden. Außerdem stehen die aus den CASPEC-Spektren abgeleiteten $[O/H]_{OH}$ -Werte in deutlichem Widerspruch zu den $[O/H]_{OH}$ -Werten, die von Nissen *et al.* (1994) bzw. von Bessell *et al.* (1991) bestimmt worden sind.

Zunächst betrachten wir die unterschiedlichen $[O/H]_{OH}$ -Werte für HD 140283. Mit den Parametern von Axer *et al.* (1994) bestimmen wir $[O/H]_{OH} = -1.13$, während andere Autoren aus der OH A-X-Bande $[O/H]_{OH} = -1.80 \dots -2.15$ ableiten. Der Unterschied zu Nissen *et al.* (1994) verringert sich auf 0.3 dex, wenn wir die von den Autoren vorausgesetzten Stellarparameter verwendeten (siehe unter "R:NEG94" in Tab. C.1). Den verbliebenen Unterschied können wir allerdings weder mit unserer Datenreduktion erklären noch mit den unterschiedlichen Stellarparametern. Das Spektrum von HD 140283 gehört zu den qualitativ besseren UV-Spektren, die uns zur Analyse der Sauerstoffhäufigkeiten zur Verfügung standen. Da unsere astrophysikalischen f -Werte für die (0,0)-Übergänge bis zu 0.2 dex kleiner sind als die f -Werte, die Nissen *et al.* verwenden, können wir die verbliebene Diskrepanz zu Nissen *et al.* (1994) weitgehend erklären. Aber es stellt sich die Frage, welche $[O/H]_{OH}$ -Häufigkeit zuverlässiger ist, d.h. welche Stellarparameter und welche *astrophysikalischen* Oszillatorenstärken zuverlässiger sind. Außerdem stellt sich die Frage, ob die OH A-X-Linien von HD 140283 überhaupt noch *differenziell* zur Sonne bestimmt werden können.

Nissen *et al.* verwenden eine Effektivtemperatur, die im Vergleich zu Axer *et al.* (1994) um 260 K kleiner ist. Bessell *et al.* verwenden eine um 110 K kleinere Effektivtemperatur. Die Effektivtemperatur von Axer *et al.* ist mittlerweile von Fuhrmann (1998b) auf der Basis von FOCES-Spektren bestätigt worden, allerdings mit einem höheren Fehler: $T_{\text{eff}} = 5810 \pm 80$ K. Wir gehen deshalb davon aus, daß die aus den Balmerlinienflügeln bestimmte Effektivtemperatur zuverlässiger ist. Der von Nissen *et al.* (1994) ermittelte $[O/H]_{OH}$ -Wert ist also laut Tab. 6.5 ungefähr 0.5 dex zu niedrig – statt $[O/H]_{OH} = -2.15$ beträgt die korrigierte Sauerstoffhäufigkeit ≈ -1.65 . Wir stellen fest, daß der von Bessell *et al.* (1991) bestimmte $[O/H]_{OH}$ -Wert auf ≈ -1.6 korrigiert werden müßte. Es wurde bereits erwähnt, daß die $[O/H]_{OH}$ -Werte von Bessell *et al.* und Nissen *et al.* nicht unmittelbar vergleichbar sind, weil Nissen *et al.* für die OH A-X (0,0)-Bande astrophysikalische f -Werte verwenden, die 0.16 dex kleiner sind (S. 94) als die f -Werte von Goldman und Gillis (1981). Letztere werden von Bessell *et al.* verwendet. Außerdem unterscheiden sich die untersuchten UV-Bandbereiche (S. 260). Wir stellen also fest, daß der korrigierte $[O/H]_{OH}$ -Wert von Nissen *et al.* (1994) 0.5 dex kleiner ist als die von uns mit Stellarparametern von Axer *et al.* (1994) bestimmte Sauerstoffhäufigkeit.

Nissen *et al.* (1994) verwenden mit $\log g = 3.5$ einen Wert für die Schwerebeschleunigung, der realistischer ist als der $\log g$ -Wert von Axer *et al.* (1994). Die aus dem Eisenionisationsgleichgewicht bestimmte Schwerebeschleunigung $\log g = 3.26$ wird von Fuhrmann (1998b) widerlegt. Fuhrmann leitet aus der von HIPPARCOS gemessenen Parallaxe $\log g = 3.66 \dots 3.72$ ab. Nach einer Erhöhung der Schwerebeschleunigung um 0.24 dex wird sich der von uns bestimmte $[O/H]_{OH}$ -Wert auf -1.23 dex erhöhen. Es verbleiben 0.4 dex Differenz zu dem korrigierten $[O/H]_{OH}$ -Wert von Nissen *et al.* (1994). Wenn wir berücksichtigen, daß unsere *astrophysikalischen* f -Werte der

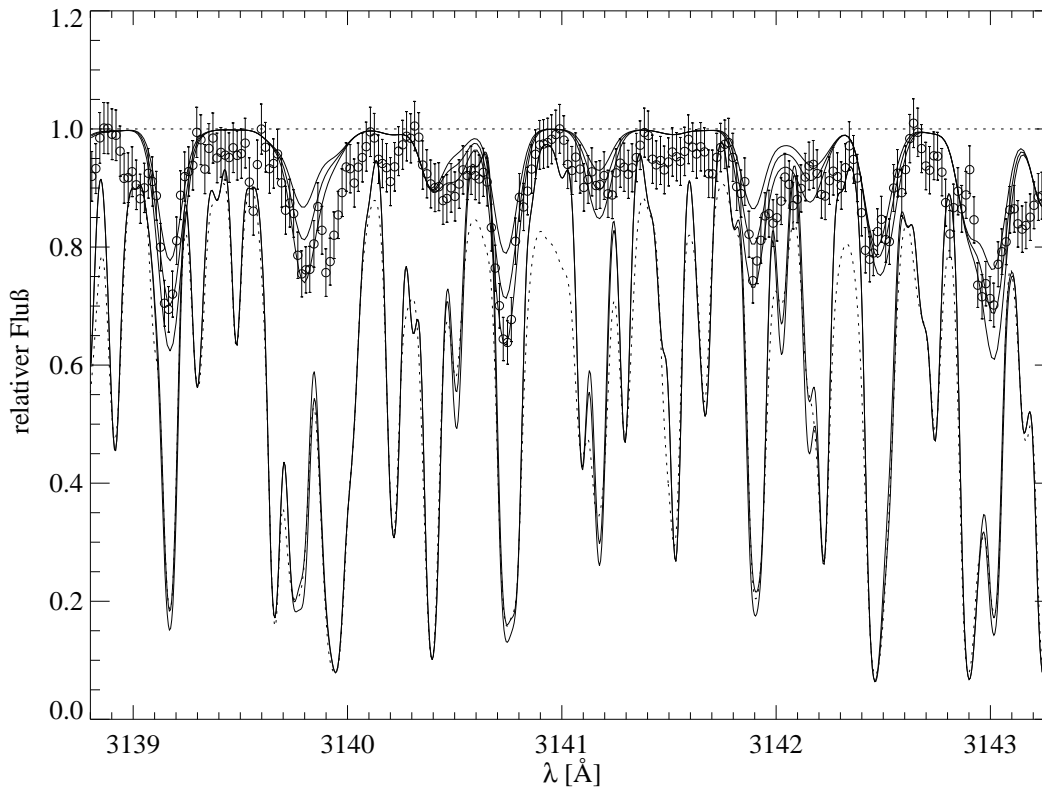


Abbildung 6.19 UV-Spektren von HD 140283 und dem solaren Flußatlas (KPNO84) (zum Vergleich mit Nissen *et al.* (1994, Abb. 1). Das CASPEC-Spektrum von HD 140283 ist mit 1σ -Fehlerbalken dargestellt und wird mit drei synthetischen Spektren zu den Stellarparametern $T_{\text{eff}}=5810$ K, $\log g=3.68$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-2.29$, $\xi_{\text{mic}}=1.49$ und den Sauerstoffhäufigkeiten $[\text{O}/\text{Fe}] = 0.8, 1.00$ und 1.20 verglichen. Die theoretischen Spektren wurden mit einem 6.5 km s^{-1} -Gauß-Profil gefaltet. Die hohe Stützstellendichte ist eine Folge der Koaddition von zwei in verschiedenen Nächten beobachteten Spektren (man beachte die um 1.2 km s^{-1} abweichenden Dopplerverschiebungen in Tab. 5.4 auf S. 191). Der KPNO84-Atlas wird *gepunktet* dargestellt. Darüber befinden sich zwei theoretische GRS88-Spektren (—). Das theoretische Spektrum mit den tiefer eingesenkten OH-Linien wurde mit einer um 0.15 dex erhöhten Sauerstoffhäufigkeit berechnet, um zu demonstrieren, wie genau die astrophysikalischen f -Werte grundsätzlich angepaßt werden können.

OH A-X (0,0)-Bande um 0.15 ... 0.35 dex kleiner sind als die *astrophysikalischen* f -Werte von Nissen *et al.* (1994) können wir die verbleibenden Diskrepanz von 0.3 ... 0.4 dex erklären.⁶¹ Allerdings: unsere *astrophysikalischen* f -Werte für Linien der OH A-X (1,1)-Bande sind 0.07 ... 0.17 dex größer als die von Nissen *et al.* verwendeten Oszillatorenstärken (S. 95, Punkt 3). Falls Nissen *et al.* im Rahmen des zu veranschlagenden Meßfehlers von $\approx \pm 0.10$ dex aus den Linien der OH A-X (0,0)-Bande *und* der (1,1)-Bande konsistente Häufigkeiten bestimmt haben, bestünde ein Konflikt zu unserem auf S. 253 geäußerten Befund, daß die aus den CASPEC-Spektren abgeleiteten Einzellinienhäufigkeiten der OH A-X (0,0)-Bande im Mittel mit den Einzellinienhäufigkeiten aus der (1,1)-Bande übereinstimmen (siehe Abb. 6.11 und Abb. 6.15).

Nissen *et al.* (1994) vergleichen in der Abb. 1 ihrer Arbeit das beobachtete UCLES-Spektrum von HD 140283 mit theoretischen Spektren im Bereich $\lambda\lambda 3138.8 \dots 3143.3 \text{ \AA}$. Sie ermitteln dabei aus

⁶¹ Daß wir lediglich eine Diskrepanz von 0.3 dex feststellen, wenn wir das CASPEC-Spektrum mit den Stellarparameter von Nissen *et al.* (1994) auswerten, nun aber nach unserer Abschätzung eine Diskrepanz von 0.4 dex finden, hängt damit zusammen, daß die in Tabelle 6.5 angegebenen $\Delta[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ -Korrekturen nur in erster Näherung gültig sind. Deshalb müssen wir einen systematischen Unterschied zwischen dem von uns bestimmten $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ -Wert und dem von Nissen *et al.* von 0.3 ... 0.4 dex veranschlagen.

Tabelle 6.4 Vergleich mit Einzellinienhäufigkeiten von Nissen *et al.* (1994). In den Spalten 2 und 5 werden die Änderungen der $\log gf$ -Werte gegenüber Goldman und Gillis (1981) angegeben. Spalte 3 enthält die Einzellinienhäufigkeiten, die von Nissen *et al.* bestimmt worden sind (Abb. 1 ihrer Arbeit entnommen). Die Häufigkeiten in Spalte 7 wurden mit Stellarparametern von Axer *et al.* (1994) aus dem CASPEC-Spektrum ermittelt (Tab. C.1). In der letzten Spalte wird die Differenz der korrigierten Einzellinienhäufigkeiten angegeben. Die mit * gekennzeichneten Häufigkeiten in Spalte 8 sind nur bis auf ≈ 0.1 dex genau, da die verwendeten Korrekturen von Tab. 6.5 nur näherungsweise gültig sind. $\Delta[\text{O}/\text{H}]$ dürfte tatsächlich etwas geringer ausfallen. Der Vergleich der Häufigkeiten von Spalte 3 und 6 macht dies deutlich. Die Häufigkeiten in Spalte 6 wurden unter Verwendung der Stellarparameter von Nissen *et al.* aus dem CASPEC-Spektrum abgeleitet.

Übergang	Nissen <i>et al.</i> (1994)			diese Arbeit				
	$\Delta \log gf$	[O/H]	[O/H]*	$\Delta \log gf$	[O/H] [†]	[O/H]	[O/H]*	$\Delta[\text{O}/\text{H}]$
OH(0,0) ^Q Q ₂₂ (17.5) 3139.172 Å	-0.16	-2.00	-1.55	-0.39	-1.85	-1.15	-1.30	0.25
OH(0,0) ^P P ₂₂ (10.5) 3140.734 Å	-0.16	-2.15	-1.70	-0.39	-1.70	-1.05	-1.20	0.50
OH(0,0) ^Q Q ₁₁ (19.5) 3143.019 Å	-0.16	-2.15	-1.70	-0.34	-1.85	-1.20	-1.35	0.35

* $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ für $T_{\text{eff}}=5810$ K, $\log g=3.69$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-2.29$ gemäß Tab. 6.5 korrigiert. Siehe auch Abb. 6.19.

† mit Stellarparametern von Nissen *et al.* analysiert

der OH-Linie bei 3139.2 Å eine Einzellinienhäufigkeit von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} = -2.00$, und aus zwei benachbarten OH-Linien wird $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} = -2.15$ dex abgeleitet. Abb. 6.19 zeigt den gleichen Spektralbereich auf derselben Skala. Das CASPEC-Spektrum von HD 140283 wird mit synthetischen Spektren verglichen, die mit den revidierten Stellarparametern von Fuhrmann (1998b) berechnet worden sind (vgl. Abb. 6.11 auf S. 243). Zusätzlich zeigen wir das KPNO84-Spektrum mit einem angepaßten GRS88-Spektrum. Anhand von Abb. 6.19 wird der signifikante Unterschied in der Bestimmung von [O/H] deutlich: Die *differentielle* Analyse der dargestellten OH-Linien ergibt einen [O/H]-Wert von $\approx -1.30 \pm 0.15$ – eine deutlich höhere Sauerstoffhäufigkeit als Nissen *et al.* (1994) bzw. Bessell *et al.* (1991) bestimmen, selbst wenn wir die korrigierten Werte von $[\text{O}/\text{H}] \approx -1.6 \dots -1.65$ betrachten. In Tab. 6.4 werden die von uns ermittelten [O/H]-Werte mit den Einzellinienhäufigkeiten von Nissen *et al.* verglichen. Auffällig sind die bereits erwähnten unterschiedlich angepaßten $\log gf$ -Werte. Der Unterschied zwischen den $\Delta \log gf$ -Korrekturen beträgt ≈ 0.2 dex und erklärt im wesentlichen, warum wir größere [O/H]-Werte bestimmen.⁶² Die Diskrepanz von 0.5 dex läßt sich im Fall des Übergangs OH(0,0)^P P₂₂(10.5) 3140.734 Å nicht ohne weiteres auf unterschiedliche *astrophysikalische f*-Werte zurückführen. Wir können nicht ausschließen, daß diese und ähnliche Diskrepanzen auf die Qualität des jeweils analysierten Spektrums und auf die Güte der Anpassung des theoretischen Spektrums an die Beobachtung zurückzuführen ist. Der in Abb. 6.19 dargestellte Vergleich läßt allerdings nur einen Meßfehler von höchstens 0.1 dex zu. Wir sehen aber, daß die betrachtete OH-Linie im solaren Spektrum signifikant geblendet ist. Es ist deshalb nicht auszuschließen, daß der astrophysikalische *f*-Wert von uns unterschätzt worden ist, tatsächlich also größer sein dürfte. Dies würde aber die Diskrepanzen zu Nissen *et al.* (1994) nicht erklären.

Es fällt auf, daß die von Nissen *et al.* (1994) beobachtete OH-Linie bei 3139.2 Å mit einer Restintensität von 57% kleiner ist als die entsprechende Linie in unserem CASPEC-Spektrum, die in Abb. 6.19 nur eine Einsenkung von 68% aufweist. Die Restintensitäten der beiden benachbarten OH-Linien unterscheiden sich in ähnlicher Weise. Die Autoren geben $R \approx 60000$ als spektrale Auflösung der UCLES-Spektren an. Demnach ist die spektrale Auflösung des UCLES-Spektrums zwar günstiger für einen Profilvergleich, aber der systematische Unterschied zwischen den von uns und den von Nissen *et al.* (1994) bestimmten Einzellinienhäufigkeiten ist vermutlich mehr eine Folge der unterschiedlichen *differentiellen* Analyse: Nissen *et al.* führen keine *konsequente differentielle* Analyse durch, da sie die Oszillatorenstärken *aller* OH A-X (0,0)-Linien mit einem ein-

⁶²Die Differenz der korrigierten [O/H]-Werte dürfte etwas etwas überschätzt sein.

heitlichen Skalierungsfaktor verringern. Wir haben hingegen *jede* OH-Linie separat an das solare Flußspektrum angepaßt und die in Abb. 3.18 auf S. 92 dargestellte Streuung der f -Wertkorrekturen in Kauf genommen, u.a. um mögliche Variationen in der spektralen Verteilung der unbekanntem UV-Opazität (*missing opacity*) feststellen zu können.

Die Ursache für die in Abb. 3.18 über λ bzw. J'' aufgetragenen Verteilungen der f -Wertkorrekturen hängt möglicherweise mit dem Problem der unbekanntem UV-Opazität zusammen, ist aber ihrer physikalischen Natur nach ungeklärt. Die dargestellten Verteilungen verdeutlichen den *methodischen* Unterschied zwischen unserer Analyse und der von Nissen *et al.* (1994). Wir müssen natürlich auch davon ausgehen, daß das Pseudo-Kontinuum des KPNO84-Spektrums ebenso für systematische Fehler der *astrophysikalischen* f -Werte verantwortlich sind wie unberücksichtigte Blends über den angepaßten OH A-X-Linien. Betrachtet man beispielsweise die Übereinstimmung von theoretischem Spektrum und solarem Flußatlas im Bereich $\lambda\lambda 3138.8 \dots 3143.3 \text{ \AA}$ (Abb. 3.14 auf S. 81 bzw. Abb. 6.19), so ist festzustellen, daß die Linie OH(0, 0) $^{\text{P}}\text{P}_{22}(10.5) 3140.734 \text{ \AA}$ auf einer ausgedehnten Absorption sitzt⁶³, die von dem synthetischen Spektrum nicht repräsentiert wird. Da diese Absorptionserscheinung auch in dem Zentralintensitätsspektrum KPNO72 zu sehen ist (Abb. 3.17 auf S. 90), ist es unwahrscheinlich, daß es sich um ein Residuum eines falsch definierten Pseudo-Kontinuums handelt. Eine tellurische Absorptionslinie scheidet ebenfalls aus, weil bei 3140.8 \AA in keinem der in Abb. 5.14 auf S. 176 gezeigten B-Sternspektren eine singuläre Absorptionslinie zu sehen ist. Es dürfte sich hier also um eine unbekanntem Linie im solaren Spektrum handeln, die die Bestimmung der *astrophysikalischen* Oszillatorenstärke und folglich die in Tab. 6.4 angegebene Einzellinienhäufigkeit verfälscht. Die solare OH-Linie blendet zudem mit einer starken *vorhergesagten* Fe I-Linie bei 3140.79 \AA . Dieser Blend in der Sonne erschwert die $\log gf$ -Anpassung, da aus der Unsicherheit der \triangleright Linienparameter der Fe I-Linie ein Fehler für den *astrophysikalischen* $\log gf$ -Wert der OH-Linie von $\approx \pm 0.05 \text{ dex}$ resultiert. Außerdem stellen wir anhand der OH-Linie bei 3140.7 \AA und für den Übergang OH(0, 0) $^{\text{Q}}\text{Q}_{22}(17.5) 3139.172 \text{ \AA}$ fest, daß die mit der EAGLNT93-Photosphäre bestimmten *astrophysikalischen* $\log gf$ -Werte $0.05 \dots 0.10 \text{ dex}$ größer sind als die *astrophysikalischen* $\log gf$ -Werte, die sich auf die GRS88-Photosphäre beziehen. Die \triangleright modellspezifischen Unterschiede zwischen den *astrophysikalischen* f -Werten hängen von der Linienentstehungstiefe und damit von der Anregungsenergie und dem $\log gf$ -Wert der betrachteten OH-Linie ab. Ein solcher Trend könnte eventuell auf die fehlende Opazität im UV zurückgeführt werden.

Betrachten wir aber die Möglichkeit, daß Mängel der zugrundegelegten Temperaturstruktur für die Diskrepanzen verantwortlich sind. In Abb. 3.18a werden die $\log gf$ -Korrekturen gegen die untere Rotationsquantenzahl J'' aufgetragen. Auf S. 93 wurde bereits auf einen Trend der $\Delta \log gf$ -Werte aufmerksam gemacht. Die untere Anregungsenergie verhält sich nämlich ungefähr proportional zu $J''(J'' + 1)$ und es deutet sich für die einzelnen Rotationszweige der OH A-X (0,0)-Bande eine Korrelation zwischen den f -Wertkorrekturen und der Anregungsenergie an. Die Linien der (0,0)-Bande entstehen in der Sonne in einem Tiefenbereich von $\log \tau_0 = -1.4 \dots -1$ (vgl. Abb. 3.19 auf S. 96). In diesem Tiefenbereich unterscheiden sich die in Abb. 2.1 dargestellten Temperaturverläufe. Die EAGLNT93-Temperaturschichtung trennt sich in diesem Bereich von der GRS88-Schichtung, und die Temperatur des HM74-Modells ist im Vergleich zu MACKKL86 und GRS88 deutlich höher. Außerdem erreicht die Verteilung von $n(\text{OH})/n(\text{H})$, zu der sich die OH-Linienopazitäten proportional verhalten, bei $\log \tau_0 \approx -1$ ihr Maximum (siehe z.B. Abb. 2.3 auf S. 28), so daß der Verlauf der Temperaturschichtung in diesem Tiefenbereich entscheidende Konsequenzen für die Bestimmung der *astrophysikalischen* f -Werte bzw. für die aus den OH A-

⁶³Der neben dieser OH-Linie ebenfalls angegebene Übergang OH(1, 1) $^{\text{R}}\text{R}_{22}(0.5)$ beeinflusst den Blend bei 3140.8 \AA kaum. Bedeutender ist eine starke Fe I-Linie auf dem roten Flügel der OH-Linie, die im Zentralintensitätsspektrum (Abb. 3.17) besser zu erkennen ist.

X(0,0)-Linien bestimmten Häufigkeiten hat. Vor diesem Hintergrund ist zu verstehen, daß die Bestimmung der astrophysikalischen Oszillatorenstärken empfindlich von dem zugrundegelegten Photosphärenmodell abhängt.

Die Trends der $\Delta \log gf$ -Werte mit der Linienentstehungstiefe, die in der Analyse von Bessell *et al.* (1991) bzw. Nissen *et al.* (1994) *a priori* ausgeschlossen sind, lassen sich auch damit erklären, daß die GRS88-Temperaturschichtung in dem für die Linienentstehung relevanten Tiefenbereich der solaren Photosphäre nicht repräsentativ ist. Die OH-Linienopazitäten ändern sich näherungsweise gemäß

$$\log \kappa_{\lambda}^1 \approx \log gf + \frac{D_0 - E_l}{kT} \log e + \text{konst.} \quad (6.12)$$

Betrachten wir die von Goldman und Gillis (1981) berechneten Oszillatorenstärken: Die Oszillatorenstärken f hängen vom Rotationszweig ab⁶⁴ und variieren im allgemeinen mit J'' . Die $\log gf$ -Werte der ${}^{\text{Q}}\text{Q}_{11}$ - und ${}^{\text{Q}}\text{Q}_{22}$ -Zweiglinien nehmen zwischen $J'' = 14.5$ und 23.5 lediglich um 0.06 dex zu, während sich der zweite Term um 0.64 dex verringert (für $T = 5200$ K). Die Opazität der Q-Zweiglinien fällt also innerhalb von $\lambda\lambda 3120 \dots 3180 \text{ \AA}$ mit zunehmender Rotationsquantenzahl um ≈ 0.58 dex ab, und die Linien entstehen in zunehmend tieferen Schichten der Photosphäre. Wenn die $\log gf$ -Werte der Q-Zweigübergänge von Goldman und Gillis (1981) für $J'' = 14.5$ um ≈ 0.5 dex und für $J'' = 23.5$ um ≈ 0.3 dex reduziert werden müssen (Abb. 3.18a), um die theoretischen OH-Linien an den solaren Flußatlas anzupassen, dann ist dies äquivalent dazu, daß die berechnete Temperatur in den spezifischen Entstehungstiefen $\log \tau_0 \approx -1$ bzw. $\log \tau_0 \approx -1.4$ zu niedrig ist, wobei das Temperaturdefizit bei $\log \tau_0 \approx -1.4$ prägnanter ist. Der Trend ist bei den P-Zweigübergängen weniger ausgeprägt: die $\log gf$ -Werte der ${}^{\text{P}}\text{P}_{11}$ -Übergänge nehmen zwischen $J'' = 9.5$ und 16.5 lediglich um 0.16 dex zu, während sich der zweite Term um 0.39 dex verringert (für $T = 5200$ K), so daß sich die Linienopazität mit wachsendem J'' lediglich um 0.23 dex verringert. Bei den ${}^{\text{P}}\text{P}_{22}$ -Zweiglinien verringern sich die Linienopazitäten zwischen $J'' = 7.5$ und 14.5 nur um 0.14 dex, so daß die entsprechenden Linien in kaum unterschiedlichen Bereichen der Photosphäre entstehen.

Die Variation der $\Delta \log gf$ -Werte kann damit erklärt werden, daß die GRS88-Temperaturschichtung, auf die sich die $\Delta \log gf$ -Korrekturen beziehen, für die Sonne nicht repräsentativ ist. Dieser Befund ist nicht überraschend, da wir bereits bei der Untersuchung der solaren Häufigkeitsindikatoren darauf hingewiesen haben, daß das HM74-Modell und das MACKKL86-Modell bei $\log \tau_0 \approx -1$ eine um $50 \dots 100$ K höhere Temperatur aufweisen. In diesem Zusammenhang ist auf die Reanalyse der solaren Rotations-Schwingungsübergänge in Abschnitt 3.4.2 auf S. 74 hinzuweisen. Die infraroten OH-Linien entstehen in einer optische Tiefe von $\log \tau_0 \approx -1.12 \dots -1$ und reagieren empfindlich auf die zugrundegelegte Temperaturstruktur (vgl. Abb. 3.12 auf S. 75). Bei der Reanalyse haben wir festgestellt, daß die OH $\text{X}^2\Pi$ ($\Delta v = 1$)-Linien eine zu $\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ und $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}1)$ konsistente solare Sauerstoffhäufigkeit liefern, wenn anstelle des HM74-Modells, das MACKKL86-Modell mit seiner ≈ 50 K tieferen Temperatur bei $\log \tau_0 = -1$ verwendet wird. Es ergeben sich also bereits aus der Analyse der infraroten OH-Linien Hinweise darauf, daß die Temperatur in der mittleren solaren Photosphäre ≈ 50 K höher sein muß als die GRS88-Temperaturschichtung. Eine Verringerung der *absoluten* $\log gf$ -Werte von Goldman und Gillis (1981) bei Verwendung des GRS88-Modells ist demnach zu erwarten. Der Trend der entsprechenden $\log gf$ -Korrekturen kann auf einen für die solare Photosphäre nicht repräsentativen Temperaturgradienten der GRS88-Photosphäre hinweisen. Die Tatsache, daß die Oszillatorenstärken von OH-Linien, die in geringeren optischen Tiefen entstehen, tendenziell stärker reduziert werden müssen, kann ein Indiz dafür

⁶⁴Abgesehen davon, daß die Oszillatorenstärken für Übergänge der Satellitenzweige (z.B. ${}^{\text{Q}}\text{P}_{21}$) viel schwächer sind, hängen diese empfindlich von J'' ab. Die f -Werte von Linien der Hauptzweige (R, Q und P) variieren vor allem im intermediären Kopplungsfall $J'' \lesssim 10.5$ (siehe Goldman und Gillis 1981). Bei Betrachtung der $\log gf$ -Werte ist das statistische Gewicht $g = 2J'' + 1$ zu berücksichtigen.

sein, daß die Temperatur bei $\log \tau_0 \approx -1.4$ gegenüber dem GRS88-Modell stärker erhöht werden müßte als die Temperatur bei $\log \tau_0 \approx -1$.

Im Rahmen der *differentiellen* Häufigkeitsanalyse machen wir die Annahme, daß die GRS88-Temperaturschichtung für HD 140283 in ähnlicher Weise vom *wahren* Temperaturverlauf abweicht wie von der *wahren* Temperaturschichtung der Sonne. D.h. wir nehmen an, daß

$$\log \frac{T_*(\tau_{*,\lambda})}{T_{*,\text{mod}}(\tau_{*,\lambda})} \approx \log \frac{T_{\odot}(\tau_{\odot,\lambda})}{T_{\odot,\text{mod}}(\tau_{\odot,\lambda})} \quad (6.13)$$

bzw.

$$\frac{T_*(\tau_{*,\lambda})}{T_{\odot}(\tau_{\odot,\lambda})} \approx \frac{T_{*,\text{mod}}(\tau_{*,\lambda})}{T_{\odot,\text{mod}}(\tau_{\odot,\lambda})}. \quad (6.14)$$

Es ist zu beachten, daß sich die monochromatischen optischen Tiefenskalen $\tau_{*,\lambda}$ und $\tau_{\odot,\lambda}$ für die jeweils betrachteten Linien unterscheiden können. Wir gehen davon aus, daß die untersuchten Linien aufgrund der Modellinsuffizienzen sowohl in der Sonne als auch bei HD 140283 gleiche kompensatorische $gf\varepsilon$ -Wertkorrekturen erfordern, d.h. die Entstehungstiefen der Linien (äquivalentbreiten) bei HD 140283 und der Sonne dürfen sich nicht nennenswert unterscheiden. Wir müssen davon ausgehen können, daß die Differenz zwischen der GRS88-Temperaturschichtung $T_{*,\text{mod}}(\tau_{*,\lambda})$ und der *wahren* Temperaturschichtung $T_*(\tau_{*,\lambda})$ mit der optischen Tiefe variiert.

Die Tatsache, daß $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ auch bei Verwendung der Stellarparameter von Fuhrmann (1998b) noch systematisch um ≈ 0.3 dex voneinander abweichen, kann ein Hinweis darauf sein, daß die Analyse der OH A-X-Bande von HD 140283 nicht mehr differentiell zur Sonne durchgeführt werden kann. Mit *astrophysikalischen* $\log gf$ -Werten, die ≈ 0.3 dex größer wären und damit weitgehend den $\log gf$ -Werten von Goldman und Gillis (1981) entsprächen, würde die Diskrepanz zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ verschwinden. Wir stellen aber andererseits fest, daß aus den Linien der OH A-X (0,0)-Bande bis auf 0.04 dex die gleichen *mittleren* Sauerstoffhäufigkeiten bestimmt werden wie aus der OH A-X (1,1)-Bande. D.h. die Verwendung von *absoluten* Oszillatorenstärken ist bei der Analyse von HD 140283 nicht angezeigt, weil andernfalls die mittleren, aus der (0,0)- und (1,1)-Bande abgeleiteten *differentiellen* Einzellinienhäufigkeiten um 0.1 ... 0.2 dex voneinander abweichen müßten (vgl. $\Delta \log gf$ -Werte in Abb. 3.18b auf S. 92). Die Tatsache, daß wir im Mittel sowohl für die (0,0)-Bande als auch für die (1,1) Bande dieselbe *differentielle* Sauerstoffhäufigkeit bestimmen, ist im übrigen ein Argument, das gegen die These spricht, die unbekannte UV-Opazität sei auf einen metallizitätsabhängigen Absorber zurückzuführen. Die f -Wertkorrekturen unterscheiden sich (u.a. wegen der Linienentstehungstiefe) zwischen (0,0)- und (1,1)-Linien. Dies müßte sich bei einer metallizitätsabhängigen Änderung der unbekanntenen UV-Opazität eigentlich in entsprechenden Unterschieden zwischen den *differentiellen* Häufigkeiten niederschlagen, die aus den OH (0,0)- bzw. den OH (1,1)-Linien abgeleitet werden. Systematische Unterschiede in der Größenordnung von 0.1 ... 0.2 dex (vgl. Abb. 3.18 auf S. 92) werden allerdings nicht festgestellt.

Da sich für Sterne mit $[\text{Fe}/\text{H}] > -2$ eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ ergibt, können wir die *differentielle* Methode der Häufigkeitsbestimmung nicht grundsätzlich in Frage stellen, zumal Häufigkeitsunterschiede von $\approx \pm 0.2$ dex wegen der erheblichen Temperaturempfindlichkeit von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} - [\text{O}/\text{H}]_{7773}$ nicht signifikant sind.

Das CASPEC-Spektrum von HD 74000 hat ein vergleichsweise geringes S/N . Die Analyse wird dadurch erschwert, daß sich das in Abb. 6.13 auf S. 246 gezeigte Spektrum aus fünf einzelnen Spektren zusammensetzt. Wegen der Instabilität des Spektrographen⁶⁵ mußten die einzelnen Echelle-Ordnungen vor der Koaddition rektifiziert und dopplerkorrigiert werden. Dabei ist die Rektifikati-

⁶⁵Vgl. die scheinbaren Dopplerverschiebungen in Tab. 5.4.

on bei dem geringen S/N besonders problematisch gewesen. Abb. 6.13 zeigt aber, daß die Sauerstoffhäufigkeitsbestimmung dennoch anhand aussagekräftiger OH-Linien auf ≈ 0.2 dex festgelegt werden. Da die OH-Linien in der Photosphäre des vergleichsweise heißen Sterns ($T_{\text{eff}} = 6211$ K) häufig nicht tiefer als bis zu 20% eingesenkt sind, hängt das Ergebnis der Häufigkeitanalyse empfindlich von der Festlegung des Kontinuums ab. Wir bestimmen $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} = -0.89 \pm 0.14$ während Bessell *et al.* (1991) eine Häufigkeit von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} = -1.60$ ermitteln. Die Stellarparameter, die Bessell *et al.* (1991) bei der Analyse von HD 74000 voraussetzen, unterscheiden sich von unseren im wesentlichen in der Schwerebeschleunigung. Diese ist ≈ 0.6 dex höher, als Axer *et al.* (1994) bestimmt haben. Aus der HIPPARCOS-Parallaxe kann die von Axer *et al.* bestimmte Schwerebeschleunigung bestätigt werden ($\log g = 4.1 \pm 0.1$). Aber selbst wenn sich der von Bessell *et al.* bestimmte $[\text{O}/\text{H}]$ -Wert bei einer Verringerung von T_{eff} , $\log g$ und einer Anhebung von $[\text{Fe}/\text{H}]$ auf ≈ -1.50 erhöht, bleibt ein signifikanter Unterschied von ≈ 0.6 dex bestehen, der im wesentlichen dadurch erklärt werden kann, daß Bessell *et al.* absolute Oszillatorenstärken verwenden, während wir die f -Werte von Goldman und Gillis (1981) um 0.3 ... 0.5 dex reduziert haben. Aus dem O I 7773-Triplett bestimmen wir eine NLTE-Häufigkeit von $[\text{O}/\text{H}]_{7773} = -1.40 \pm 0.09$ – ein Wert, der besser mit der von Bessell *et al.* ermittelten Sauerstoffhäufigkeit übereinstimmt als mit unserer *differentiell* bestimmten $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ -Häufigkeit. Wie bei der OH A-X-Bandanalyse von HD 140283 stellt sich die Frage, ob die Hydridlinien von HD 74000 überhaupt noch *differentiell* zur Sonne analysiert werden können, oder ob die – von uns nicht berücksichtigte – unbekannte UV-Opazität in der Sonne dafür verantwortlich ist, daß unsere *differentielle* Sauerstoffhäufigkeit für HD 74000 zu groß ist.

Die Betrachtungen in diesem Abschnitt sollen die methodischen Unterschiede zwischen der vorliegenden Arbeit und den Untersuchungen von Bessell *et al.* (1991) bzw. Nissen *et al.* (1994) herausstellen. Dabei zeigt unsere Untersuchung, daß aus den UCLES- und den CASPEC-Spektren *grundsätzlich* die gleichen *absoluten* $[\text{O}/\text{H}]$ -Werte bestimmt werden. Häufigkeitsdiskrepanzen zwischen der Literatur und der vorliegenden Arbeit basieren auf unterschiedlichen Stellarparametern und insbesondere auf unterschiedlichen methodischen Ansätzen bei der Analyse der OH A-X-Bande.

Da das abweichende Verhalten der OH A-X-Bande in unserem Fall nur in zwei extrem metallarmen Sternen, nämlich HD 74000 und HD 140283, festgestellt wird, während $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ in den metallreicheren Sternen (bis auf HD 128279) weitgehend übereinstimmen, können wir keine definitive Aussage über die Anwendbarkeit der differentiellen Methode machen, die signifikanten Diskrepanzen zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ deuten allerdings darauf hin, daß den *differentiell* bestimmten Sauerstoffhäufigkeiten ein nennenswerter systematischer Fehler anhaftet. Inwiefern die *differentielle* Methode, d.h. die linienweise bestimmten *astrophysikalischen* Oszillatorenstärken, als Ursache für die Häufigkeitsdiskrepanzen in Frage kommt, hängt nicht zuletzt davon ab, wie hoch die systematischen Fehler der ebenfalls temperaturabhängigen $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Werte eingeschätzt werden. Die Äquivalentbreiten dieser Linien sind mit relativ großen Unsicherheiten behaftet und ermöglichen allenfalls die Angabe oberer Grenzen von $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$.

Falls das O I 7773-Triplett und die OH A-X-Bande von HD 140283 und HD 74000 *differentiell* analysiert werden können, erlaubt die Diskrepanz von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} - [\text{O}/\text{H}]_{7773} \approx 0.3$ dex den – allerdings nicht eindeutigen – Schluß, daß die von Fuhrmann (1998b) bestimmte Effektivtemperatur von HD 140283 eher ≈ 80 K zu hoch ist. Mit gleicher Schwerebeschleunigung aber niedrigerer Effektivtemperatur $T_{\text{eff}} \approx 5730$ K schätzen wir für HD 140283 eine Sauerstoffüberhäufigkeit von $[\text{O}/\text{Fe}] 0.80 \pm 0.15$ ab.⁶⁶

⁶⁶Die in Tab. 6.6 angegebenen LTE- und NLTE-Häufigkeit $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ wurde explizit für $T_{\text{eff}} = 5730$ K, $\log g = 3.69$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.29$, $\xi_{\text{mic}} = 1.49$ bestimmt. $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ wurde anhand von Tab. 6.5 abgeschätzt.

Für HD 74000 erhalten wir nach Korrektur der Schwerebeschleunigung auf $\log g = 4.1$ eine Diskrepanz von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} - [\text{O}/\text{H}]_{7773} \approx 0.4$, die dann verschwindet, wenn eine im Vergleich zu Axer *et al.* (1994) um ≈ 110 K niedrigere Effektivtemperatur verwendet wird. Mit $T_{\text{eff}} \approx 6100$ K bestimmen wir für HD 74000 eine Sauerstoffüberhäufigkeit von $[\text{O}/\text{Fe}] \approx 0.65 \pm 0.15$. Die Effektivtemperaturen wurden lediglich in dem von Fuhrmann (1998b) angegebenen Fehlerbereich $\Delta T_{\text{eff}} \approx 80$ K variiert.

6.4.7 Zusammenfassung

Die aus der OH A-X-Bande bestimmte Sauerstoffhäufigkeit $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ hängt empfindlich von T_{eff} und der zugrundegelegten Temperaturstruktur ab. Ohne Berücksichtigung von HD 140283 und HD 74000 bestimmen wir aus den OH A-X-Banden von acht Halosternen eine mittlere Sauerstoffüberhäufigkeit von $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}} = 0.48 \pm 0.12$ und bestätigen damit die Feststellung von Bessell *et al.* (1991), daß $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ im Halo zwischen 0.5 und 0.6 dex beträgt. Für HD 140283, HD 74000 und HD 31128 bestimmen wir allerdings $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Werte, die signifikant höher sind als 0.5 dex. Aufgrund der geringen Anzahl untersuchter Sterne ist es nicht möglich einen signifikanten Häufigkeitstrend zu erkennen. Dennoch: Wenn wir die korrigierten Sauerstoffüberhäufigkeiten von HD 140283 ($[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}} = 0.8$) und HD 74000 ($[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}} = 0.65$) in Verbindung mit den $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Werten von HD 31128 ($[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}} = 0.69$) und HD 45282 ($[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}} = 0.62$) betrachten, dann deutet sich ein leichter Anstieg von $[\text{O}/\text{Fe}]$ mit abnehmender Metallizität an.

Unsere *konsequente differentielle* Analyse ergibt keine *signifikanten* systematischen Abweichungen zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$, die größer wären als der Häufigkeitsfehler von 0.1 ... 0.2 dex, der auf der Unsicherheit von astrophysikalischen f -Werten und der Qualität der beobachteten Spektren zurückzuführen ist. Diskrepanzen, die diese Fehlergrenze überschreiten, können im Hinblick auf die jüngsten Arbeiten von Fuhrmann *et al.* (1997) und Fuhrmann (1998a) mit möglichen bzw. nachgewiesenen Fehlern bei den Stellarparametern von Axer *et al.* (1994) erklären. Diskrepanzen zwischen $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ bis zu einer Größenordnung von ≈ 0.3 dex können mit Fehlern zugrundeliegender Stellarparameter (z.B. $\Delta T_{\text{eff}} = \pm 80$ K) erklärt werden. Wir können allerdings nicht ausschließen, daß die Differenzen $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} - [\text{O}/\text{H}]_{7773}$ mit abnehmender Metallizität abnehmen. Die Tatsache, daß wir für zwei der metallärmsten Sterne unserer Stichprobe signifikante Diskrepanzen finden, könnte das Indiz einer metallizitätsabhängigen Opazität im UV sein, zumal beide Sterne einen wellenlängenabhängigen Trend in den Einzellinienhäufigkeiten erkennen lassen. Anhand von zwei Sternen können wir allerdings über die Ursache für die Diskrepanz von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ nicht abschließend befinden. Dazu werden bessere Sternspektren und zuverlässigere Stellarparameter benötigt.

Unsere Arbeit unterscheidet sich in der Bestimmung der astrophysikalischen f -Werte und der Gewichtung einzelner OH-Linien von anderen Analysen der OH A-X-Banden. Das mit CASPEC beobachtete Spektrum von HD 140283 dürfte von ähnlich guter Qualität sein wie das UCLES-Spektrum von Nissen *et al.* (1994). Es ist nicht anzunehmen, daß die deutlich höhere Sauerstoffhäufigkeit $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$, die wir im Vergleich zu Nissen *et al.* für HD 140283 bestimmen, auf der unterschiedlichen Qualität der analysierten UV-Spektren beruht. Die Häufigkeitsdiskrepanz muß – abgesehen von der Verwendung jeweils unterschiedlicher Stellarparameter – auf die unterschiedlichen *astrophysikalischen* f -Werte zurückgeführt werden. Im Unterschied zu Israelian *et al.* (1998) haben wir unsere astrophysikalischen f -Werte unter Verwendung eines für die Sonne adäquaten Makroturbulenzprofils bestimmt. Außerdem stützt sich unsere Analyse auf die vierfache Anzahl von OH-Linien, wobei wir – im Gegensatz zu Israelian *et al.* – auf die Auswertung von gesättigten OH-Linien in dem Bereich unterhalb von 3100 \AA verzichten.

Unter der vorläufigen Annahme, daß die OH A-X-Bande und das O I 7773-Triplett auch in extrem metallarmen Sternen wie HD 140283 und HD 74000 *differentiell* zur Sonne analysiert werden können, schätzen wir aus der Differenz $[O/Fe]_{OH} - [O/Fe]_{7773}$ mittlere $[O/Fe]$ -Werte und korrigierte Effektivtemperaturen ab. Die Differenz zu der anhand von Balmerlinien bestimmten Effektivtemperatur (80 bzw. 110 K) ist nicht größer als der jeweils zu veranschlagende Fehler für T_{eff} . Wir können also aus der Diskrepanz zwischen den korrigierten $[O/H]_{OH}$ -Werten und den $[O/H]_{7773}$ -Werten keine Schlußfolgerungen ziehen, die die Anwendbarkeit der differentiellen Methode grundsätzlich in Frage stellen.

6.5 Diskussion der indicatorspezifischen Sauerstoffüberhäufigkeiten

6.5.1 Abhängigkeit von Stellarparametern

Tab. 6.5 gibt einen Überblick über die spezifischen Abhängigkeiten der einzelnen Sauerstoffhäufigkeitsindikatoren im Hinblick auf Änderungen von T_{eff} , $\log g$ und der Metallizität. Sowohl $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ als auch $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ werden maßgeblich von der Effektivtemperatur beeinflusst. Die starke Metallizitätsabhängigkeit von $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ ist ebenfalls bemerkenswert. Abb. A.2 auf S. 303 zeigt, daß die von der Elektronendichte abhängige mittlere Massendichte für dieses Verhalten verantwortlich ist. Nach dem Massenwirkungsgesetz verhält sich die Anzahldichte der OH-Moleküle ungefähr proportional zum Quadrat der Massendichte. Die Genauigkeit von $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ hängt im Gegensatz dazu wegen der H^- -Opazität insbesondere vom Fehler der Schwerebeschleunigung ab, und zwar bei entwickelten Sternen in stärkerem Maße als bei Hauptreihensternen.

Tabelle 6.5 Empfindlichkeit der Sauerstoffindikatoren OH A-X, [O I] 6300 und O I 7773-Triplett auf Variationen der Stellarparameter. Angegeben werden indicatorspezifische Änderungen $\Delta[\text{O}/\text{H}]$, die sich bei verschiedenen Modellparametern (T_{eff} , $\log g$ und $[\text{Fe}/\text{H}]$) hinsichtlich ΔT_{eff} , $\Delta \log g$ und $\Delta[\text{M}/\text{H}]$ ergeben. $\Delta[\text{O}/\text{H}]$ wurde folgendermaßen bestimmt: Zu jedem Referenzmodell wurden Äquivalentbreiten der Linien OH 3123.9, O I 7772 und [O I] 6300 (mit Ni I-Blend) berechnet und stellvertretend für die einzelne Indikatorgruppe unter Vorgabe entsprechend geänderter Modellparameter erneut analysiert. Dabei ist $[\text{O}/\text{H}] = [\text{M}/\text{H}]$ vorausgesetzt worden. Ein metallizitätsabhängiger Sauerstoffexzeß wurde nicht berücksichtigt. Die Häufigkeitsänderung $\Delta[\text{O}/\text{H}]$ wurde auf $\Delta[\text{M}/\text{H}]$ bezogen.

Stellarparameter			$\Delta T_{\text{eff}} = +100 \text{ K}$			$\Delta \log g = +0.2 \text{ dex}$			$\Delta[\text{M}/\text{H}] = -0.2 \text{ dex}$			
T_{eff}	$\log g$	$[\text{Fe}/\text{H}]$	OH	7773	[O I]	OH	7773	[O I]	OH	7773	[O I]	
6200	4.4	0.0	0.12	-0.07	0.04	-0.04	0.04	0.09	-0.13	-0.02	-0.01	
		-1.0	0.18	-0.06	0.06	-0.07	0.06	0.08	-0.05	0.01	0.02	
	3.7	-0.0	0.14	-0.08	0.04	-0.05	0.05	0.08	-0.11	-0.00	-0.02	
		-1.0	0.19	-0.07	0.06	-0.07	0.06	0.07	-0.04	0.01	0.01	
	5700	4.4	-0.0	0.10	-0.11	0.02	-0.02	0.05	0.10	-0.17	-0.03	-0.02
			-1.0	0.15	-0.09	0.04	-0.05	0.07	0.09	-0.11	0.01	-0.01
3.7		-1.0	0.17	-0.09	0.05	-0.05	0.06	0.08	-0.08	0.00	-0.01	
5200	3.7	-1.8	0.21	-0.08		-0.07	0.07		-0.03	0.01		
		-0.0	0.10	-0.15	-0.00	-0.03	0.07	0.11	-0.18	-0.04	-0.04	
		-1.0	0.12	-0.11	0.01	-0.04	0.07	0.10	-0.15	-0.00	-0.04	
	3.0	-1.8	0.19	-0.10		-0.06	0.08		-0.08	0.01		
		-0.0	0.10	-0.16	0.00	-0.03	0.08	0.10	-0.18	-0.04	-0.06	
		-1.0	0.14	-0.11	0.02	-0.04	0.07	0.09	-0.13	-0.00	-0.05	
		-1.8	0.21	-0.09		-0.06	0.08		-0.05	0.01		

Aufgrund des gegenläufigen Verhaltens von OH A-X-Bande und O I 7773-Triplett bei Variation der Effektivtemperatur kann die Differenz der aus beiden Indikatoren bestimmten Häufigkeiten grundsätzlich als Temperaturindikator verwendet werden. $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} - [\text{O}/\text{H}]_{7773}$ hängt allerdings auch empfindlich von der Schwerebeschleunigung ab, so daß die verwendeten Schwerebeschleunigungen überprüft werden können, falls die vorausgesetzten Effektivtemperaturen, die Temperaturschichtung und der Linienentstehungsmechanismus nicht in Frage gestellt werden. Die Differenz $[\text{O}/\text{H}]_{6300} - [\text{O}/\text{H}]_{7773}$ hängt hingegen kaum von der Schwerebeschleunigung ab, da die mit $\log g$ variierende H^- -Opazität zu ähnlichen Konsequenzen für die Entstehung von [O I] 6300 und O I 7773 führt.

Tabelle 6.6 [O/Fe] in Sternen aus dem von Axer *et al.* (1994) analysierten Ensemble. Die Stellarparameter stammen – außer für CD – 33 3337 – aus der Arbeit von Axer *et al.* (1994). Die $\log g$ -Werte wurden allerdings aus HIPPARCOS-Parallaxen abgeleitet. In einigen Fällen wurden Schwerebeschleunigungen aus der Arbeit von Nissen *et al.* (1997) übernommen. CD – 33 3337 wurde mit Stellarparametern von Nissen und Schuster (1997) analysiert. Die [O/Fe]-Werte beziehen sich auf das jeweils unten angegebene indikator- und modellspezifische (O/Fe) $_{\odot}$ -Verhältnis (Gl. 3.9, S. 122), wobei eine solare Eisenhäufigkeit von $\log \epsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.51$ vorausgesetzt worden ist. Die Häufigkeitsfehler enthalten neben Meßunsicherheiten auch den Fehler von [Fe/H]. Mit Buchstaben gekennzeichnete Häufigkeiten wurden aus Äquivalentbreiten von Sneden *et al.* (1979) [a], Abia und Rebolo (1989) [b], Tomkin *et al.* (1992) [c], Barbuy und Erdelyi-Mendes (1989) [d], Nissen und Edvardsson (1992) [e] und King und Boesgaard (1995) [f] bestimmt. Mit † sind Sterne gekennzeichnet, für die Stellarparameter von Fuhrmann (1996, priv. Mitteilung) bzw. Fuhrmann (1998a) vorlagen. Die mit * gekennzeichneten Sterne HD 74000 und HD 140283 wurden mit einer um 110 K bzw. 80 K verringerten Effektivtemperatur analysiert (siehe S. 269).

Objekt	T_{eff} [K]	$\log g$ [cgs]	[Fe/H]	ξ_{mic} [$\frac{\text{km}}{\text{s}}$]	[O/Fe]:				[O I] 6300 w	OH A-X w
					LTE	$\frac{\partial \log \epsilon}{\partial \log W}$	O 17773 NLTE	$\frac{\partial \log \epsilon}{\partial \log W}$		
HD 3567	5750	4.17	-1.30	1.31	0.78	0.10	0.76±0.15	-0.10		
HD 6434	5671	4.18	-0.68	1.26	0.69	0.54	0.65±0.07	0.24		
HD 7983	5650	4.30	-0.82	1.65	0.69	0.28	0.67±0.13	0.05		
HD 20807	5640	4.39	-0.07	0.57	0.13	0.28	0.11±0.06	0.04	-0.24±0.08	e
HD 31128	5680	4.40	-1.77	1.51	0.95		1.00±0.08			0.5±0.17
HD 46341	5625	4.30	-0.81	1.31	0.61	0.22	0.61±0.06	0.03		
HD 51929	5606	4.18	-0.46	0.72	0.48	0.43	0.45±0.06	0.19	0.09±0.09	e
HD 64090	5499	4.73	-1.69	1.57	0.48		0.56±0.07		c	
HD 69611	5593	4.04	-0.68	1.51	0.78	0.73	0.70±0.07	0.40		
HD 74000	6211	4.06	-1.93	1.85	0.55		0.58±0.11			0.98±0.16
	6100	4.10			0.62		0.66±0.11			0.65±0.20
HD 87140	5144	2.69	-1.81	1.94	0.66		0.69±0.07		c	
HD 88261	5550	4.24	-0.66	1.75	0.76	0.30	0.73±0.09	0.06		
HD 102200	6012	4.13	-1.20	1.84	0.36	0.02	0.36±0.16	-0.16		0.57±0.19
HD 108177	6090	4.40	-1.38	1.00	0.29	0.61	0.31±0.14	0.52	c	
HD 122196	5810	3.88	-1.39	1.58						0.32±0.19
HD 128279	5165	2.98	-1.97	1.59	0.58		0.63±0.10			0.40±0.11
HD 188510	5500	4.55	-1.62	1.00	0.63		0.70±0.19		c	
HD 189558	5573	3.78	-1.06	1.53	0.47	0.02	0.46±0.08	-0.17		
HD 196892	5763	4.05	-1.11	1.95	0.71	0.29	0.68±0.09	0.04		
HD 198245	5650	4.46	-0.48	1.89	0.32	0.38	0.31±0.13	0.19		
HD 199288	5650	4.35	-0.66	1.32	0.55	0.18	0.55±0.09	-0.01		
HD 203608	5954	4.28	-0.60	1.05	0.38	0.45	0.33±0.06	0.15	0.25±0.10	f
HD 205582	5630	4.08	-0.18	0.44	0.43	0.48	0.37±0.07	0.20		
HD 205650	5666	4.52	-1.21	1.82	0.75	0.08	0.77±0.09	-0.06		
HD 211998	5338	3.48	-1.40	1.30	0.53	0.23	0.55±0.07	0.13	0.76±0.07	d
HD 224930	5524	4.21	-0.86	1.79	0.45	0.03	0.47±0.07	-0.12	0.60±0.09	
HD 233511	6143	4.37	-1.28	1.00	0.13		0.16±0.12		c	
HD 284248	6135	4.40	-1.33	1.26	0.31	0.73	0.33±0.12	0.60	c	
BD -01 306	5650	4.45	-0.77	1.35	0.40	-0.01	0.42±0.13	-0.16		
BD +17 4708	6100	4.08	-1.42	1.81	0.57	-0.17	0.57±0.09	-0.17	b	
BD +26 2606	6161	4.40	-2.07	0.68	0.55		0.62±0.13		b	
BD +26 3578	6177	3.92	-1.95	1.00	0.29		0.34±0.07		c	
BD +37 1458	5451	3.54	-1.79	0.61	0.42		0.46±0.09		c	
BD +66 268	5511	4.70	-1.92	1.00	0.44		0.52±0.14		c	
BD +72 94	6347	4.18	-1.30	1.00	-0.02	-0.32	0.02±0.10	-0.43	c	
CD -33 3337	6097	4.09	-1.30	1.85	0.48	0.45	0.46±0.10	0.26		0.65±0.20
Procyon	6500	4.00	0.00	2.10	0.32	1.22	0.11±0.10	0.44	-0.09±0.11	
GRS88										
Sonne	5780	4.44	0.00	1.00	1.47	0.09	1.35±0.10	-0.13	1.30±0.10	1.06±0.15

Tabelle 6.7 [O/Fe] in Sternen aus dem von Fuhrmann (1998a) analysierten Ensemble. Die [O/Fe]-Werte beziehen sich auf das jeweils unten angegebene indicatorspezifische (O/Fe)_⊙-Verhältnis (Gl. 3.9, S. 122). Die Äquivalentbreiten wurden aus FOCES-Spektren bestimmt oder sie stammen a) von Clegg *et al.* (1981) bzw. b) von Tomkin *et al.* (1992).

Objekt	T_{eff} [K]	$\log g$ [cgs]	[Fe/H]	ξ_{mic} [$\frac{km}{s}$]	[O/Fe]:				[O I] 6300	OH A-X
					LTE	$\frac{\partial \log \epsilon}{\partial \log W}$	NLTE	$\frac{\partial \log \epsilon}{\partial \log W}$	W	W
HD 3079	6050	4.17	-0.14	1.42	0.06	0.40	-0.01±0.08	-0.02		
HD 6582	5387	4.45	-0.83	0.89	0.44	0.25	0.48±0.08	0.16	0.53±0.13	
θ Per	6248	4.20	-0.01	1.42	0.03	0.60	-0.06±0.08	0.10		
51 Ari	5657	4.39	0.14	0.87	0.04	0.61	0.04±0.08	0.41		
HD 19445	6016	4.38	-1.95	1.35	0.62		0.68±0.09			
HD 20619	5706	4.48	-0.20	0.90	0.03	0.06	0.05±0.08	-0.12	-0.42±0.23	
HD 22879	5867	4.26	-0.84	1.21	0.50	0.35	0.46±0.06	0.07	0.40±0.10	e
HD 45282	5280	3.12	-1.52	1.43	0.55		0.57±0.09			0.51±0.10
ρ^1 Cnc	5336	4.47	0.40	0.76	-0.13	0.19	-0.06±0.08	0.09		0.70±0.14
47 UMa	5892	4.27	0.00	1.01	0.02	0.50	-0.02±0.08	0.19		
β Vir	6085	4.04	0.14	1.38	0.07	0.84	-0.03±0.09	0.34	-0.14±0.07	
HD 103095	5110	4.66	-1.35	0.85	0.55	-0.01	0.63±0.14	-0.02	0.62±0.07	
HD 106516	6198	4.31	-0.71	1.28	0.64	0.40	0.55±0.08	-0.07		0.54±0.12
β CVn	5863	4.36	-0.21	1.12	0.02	0.32	0.01±0.08	0.06		
HD 114762	5934	4.11	-0.71	1.14	0.46	0.21	0.39±0.09	-0.18		
70 Vir	5484	3.83	-0.10	1.01	0.08	0.12	0.04±0.08	-0.17		
τ Boo	6360	4.17	0.27	1.56	0.25	0.47	0.11±0.09	0.05		
HD 140283	5814	3.68	-2.29	1.50	0.66		0.71±0.11			1.00±0.11
	5730				0.73		0.78±0.11			0.80±0.11
η Boo	6033	3.78	0.28	1.46	0.34	1.18	0.17±0.09	0.70		
λ Ser	5864	4.09	-0.03	1.05	0.04	0.77	-0.02±0.08	0.41	0.14±0.07	
ρ CrB	5821	4.12	-0.24	1.10	0.16	0.64	0.10±0.08	0.31		
19 Dra	6275	4.36	-0.11	1.48	0.24	0.53	0.14±0.09	0.06		
HD 154345	5507	4.57	-0.03	0.70	-0.12	-0.04	-0.07±0.08	-0.16		
72 Her	5735	4.24	-0.34	1.00	0.40	0.71	0.33±0.08	0.40		
μ Her	5592	3.94	0.24	1.11	0.04	0.05	-0.00±0.09	-0.25		
HD 165401	5811	4.41	-0.39	1.10	0.45	0.37	0.42±0.08	0.11		
36 Dra	6357	4.02	-0.33	1.68	0.44	0.79	0.25±0.08	0.05		
31 Aql	5610	4.19	0.37	1.01	-0.03	0.47	-0.03±0.08	0.25		
HD 184499	5828	4.13	-0.51	1.17	0.39	0.75	0.33±0.08	0.41	0.36±0.05	
16 Cyg A	5805	4.26	0.06	1.03	0.03	-0.03	0.00±0.08	-0.31	-0.13±0.07	
16 Cyg B	5766	4.29	0.05	0.89	-0.03	-0.02	-0.04±0.08	-0.28	0.02±0.07	
\circ AqL	6088	4.07	0.07	1.35	0.14	0.40	0.03±0.09	-0.09		
HD 187923	5730	4.07	-0.17	1.15	0.19	0.05	0.14±0.08	-0.28		
HD 190360	5588	4.27	0.24	0.98	-0.05	0.15	-0.04±0.09	-0.05		
HD 193901	5806	4.45	-1.09	0.95	0.25	0.19	0.28±0.09	0.09		
HD 194598	6058	4.27	-1.12	1.45	0.26	-0.09	0.28±0.07	-0.23		
HD 201889	5710	4.19	-0.82	1.26	0.61	0.39	0.58±0.08	0.15	b	
HD 201891	5943	4.24	-1.05	1.24	0.48	0.44	0.46±0.09	0.21	b	
HD 207978	6313	3.94	-0.52	1.57	0.25	0.79	0.12±0.07	0.16	0.23±0.12	
HD 210277	5541	4.42	0.26	0.73	-0.01	-0.11	0.02±0.08	-0.27		
51 Peg	5793	4.33	0.20	0.95	-0.02	-0.35	-0.03±0.08	-0.60		
5 And	6407	4.07	-0.12	1.85					0.03±0.14	
ι Psc	6157	3.95	-0.19	1.51	0.25	0.41	0.10±0.08	-0.22	0.13±0.09	
GRS88										
Sonne	5780	4.44	0.00	1.00			(O ₇₇₇₃ /Fe) _⊙		([O I]/Fe) _⊙	(OH/Fe) _⊙
					1.47	0.09	1.35±0.10	-0.13	1.30±0.10	1.06±0.15

6.5.2 Zur Frage der adäquaten Eisenhäufigkeitsindikatoren

Die starke Metallizitäts- bzw. Elektronendruckabhängigkeit von [O/H]_{OH} erfordert eine präzise Bestimmung der Häufigkeiten elektronenspendender Metalle (Eisen-, Magnesium- und Silizium). In diesem Zusammenhang stellt sich die Frage nach dem geeigneten Metallizitäts- bzw. Eisenhäufigkeitsindikator.

figkeitsindikator, denn $[\text{Fe I}/\text{H}]$ und $[\text{Fe II}/\text{H}]$ können sich signifikant voneinander unterscheiden, sobald die aus den Fe I- bzw. Fe II-Linien abgeleiteten Häufigkeiten weitgehend unabhängig von T_{eff} und ohne Berücksichtigung des Fe I/Fe II-Ionisationsgleichgewichts bestimmt werden (Fuhrmann *et al.* 1997). Abgesehen von der Magnesiumhäufigkeit, die wir von Fuhrmann (1998a) und ansonsten von Fuhrmann *et al.* (1995) übernehmen, hängt die Elektronendichte oberhalb der Wasserstoffionisationszone von der Eisenhäufigkeit ab, die durch $[\text{Fe II}/\text{H}]$ repräsentiert ist.

Da $[\text{Fe II}/\text{H}]$ und $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ entgegengesetzt temperaturabhängig sind, kann die Verwendung der aus Fe I-Linien abgeleiteten, tendenziell niedrigeren Eisenhäufigkeit angezeigt sein. Die Dissoziationsenergie von OH und die Ionisationsenergie von Fe I unterscheiden sich, aber die Anzahldichten beider Teilchensorten ändern sich bei Variation der Temperatur (oder der Temperaturschichtung) in gleicher Richtung. Die aus OH-Linien bestimmte Sauerstoffüberhäufigkeit $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ ist deshalb unempfindlicher gegenüber Änderungen von T_{eff} bzw. der Temperaturschichtung, wenn zur Bildung von $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ die aus Fe I-Linien bestimmte Eisenhäufigkeit verwendet wird. Die aus dem O I 7773-Triplett bestimmte Sauerstoffhäufigkeit sollte in jedem Fall auf $[\text{Fe II}/\text{H}]$ bezogen werden, da sich $[\text{Fe I}/\text{H}]$ und $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ bei Temperaturvariationen in entgegengesetzter Richtung ändern. Wenn $[\text{Fe II}/\text{H}]$ und $[\text{Fe I}/\text{H}]$, wie beispielsweise bei Procyon oder HD 140283 (Fuhrmann *et al.* 1997), voneinander abweichen, reagiert $[\text{O}/\text{Fe I}]_{7773}$ empfindlicher auf inadäquate Temperaturschichtungen als $[\text{O}/\text{Fe II}]_{7773}$, wo sich eventuelle Häufigkeitsfehler kompensieren. Da $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$ im Vergleich zu $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}}$ kaum von der Temperatur abhängt, bietet sich ein Bezug auf $[\text{Fe II}/\text{H}]$ an. Da die Genauigkeit der Bestimmung von $[\text{Fe II}/\text{H}]$ zudem in ähnlicher Weise von der Präzision der $\log g$ -Bestimmung abhängt wie die Bestimmung von $[\text{O}/\text{H}]_{6300}$, werden sich Häufigkeitsfehler, die auf falschen $\log g$ -Werten beruhenden, in gewissem Rahmen kompensieren.

Die diskutierte Methode, spezifische Fehler von $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$, $[\text{O}/\text{Fe}]_{6300}$ oder $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$, die auf systematische Fehler der Schwerebeschleunigungen, Effektivtemperaturen oder Temperaturschichtungen zurückzuführen sind, durch Wahl jeweils geeigneter Eisenhäufigkeitsindikatoren zu reduzieren, kommt hauptsächlich im Zusammenhang mit dem von Fuhrmann *et al.* (1997) vorgeschlagenen Verfahren zur Bestimmung von $\log g$, $[\text{Fe I}/\text{H}]$ und $[\text{Fe II}/\text{H}]$ in Betracht. Bei der Verwendung der Eisenhäufigkeiten von Axer *et al.* (1994) ist eine getrennte Betrachtung von $[\text{O}/\text{Fe I}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{Fe II}]_{\text{OH}}$ nicht möglich. Bei der Analyse der meisten stellaren OH A-X-Banden können wir allerdings nur auf die Eisenhäufigkeiten von Axer *et al.* zurückgreifen.

Für die in Tab. 6.6 aufgeführten $[\text{O}/\text{Fe}]$ -Werte wurden die unter Berücksichtigung des Eisenionisationsgleichgewichts ermittelten Eisenhäufigkeiten verwendet. Die $[\text{O}/\text{Fe}]$ -Werte in Tab. 6.7 wurden grundsätzlich unter Berücksichtigung der $[\text{Fe II}/\text{H}]$ -Werte von Fuhrmann (1998a) gebildet. Für kühle Sterne stimmt die aus dem Ionisationsgleichgewicht abgeleitete Schwerebeschleunigung mit derjenigen überein, die aus Linienflügeln starker Linien bzw. anhand von HIPPARCOS-Parallaxen bestimmt worden ist. Für heißere (und metallärmere) Sterne ergeben sich größere Diskrepanzen (Fuhrmann 1998a). Für den $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Wert der kühlen Unterriesen HD 45282 und HD 128279 ist die Wahl des Eisenhäufigkeitsindikators unerheblich. Anders könnte die Situation für $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ -Werte von CD -33 3337, HD 140283 oder HD 74000 sein, wenn entweder die zugrundegelegten Temperaturschichtungen nicht repräsentativ sind oder T_{eff} fehlerhaft bestimmt wurde.

6.5.3 Metallizitätsabhängiger Trend der Sauerstoffüberhäufigkeiten

Wie den Tabellen 6.6 und 6.7 zu entnehmen ist, stimmen die aus dem O I 7773-Triplett abgeleiteten NLTE-Häufigkeiten weitgehend mit den aus anderen Indikatoren bestimmten Sauerstoffhäufigkeiten überein. Inkonsistenzen wie bei HD 20619, HD 20807, HD 51929, Procyon oder HD 140283 und HD 74000 wurden bereits in den vorangegangenen Abschnitten diskutiert. In Abb. 6.20 sind

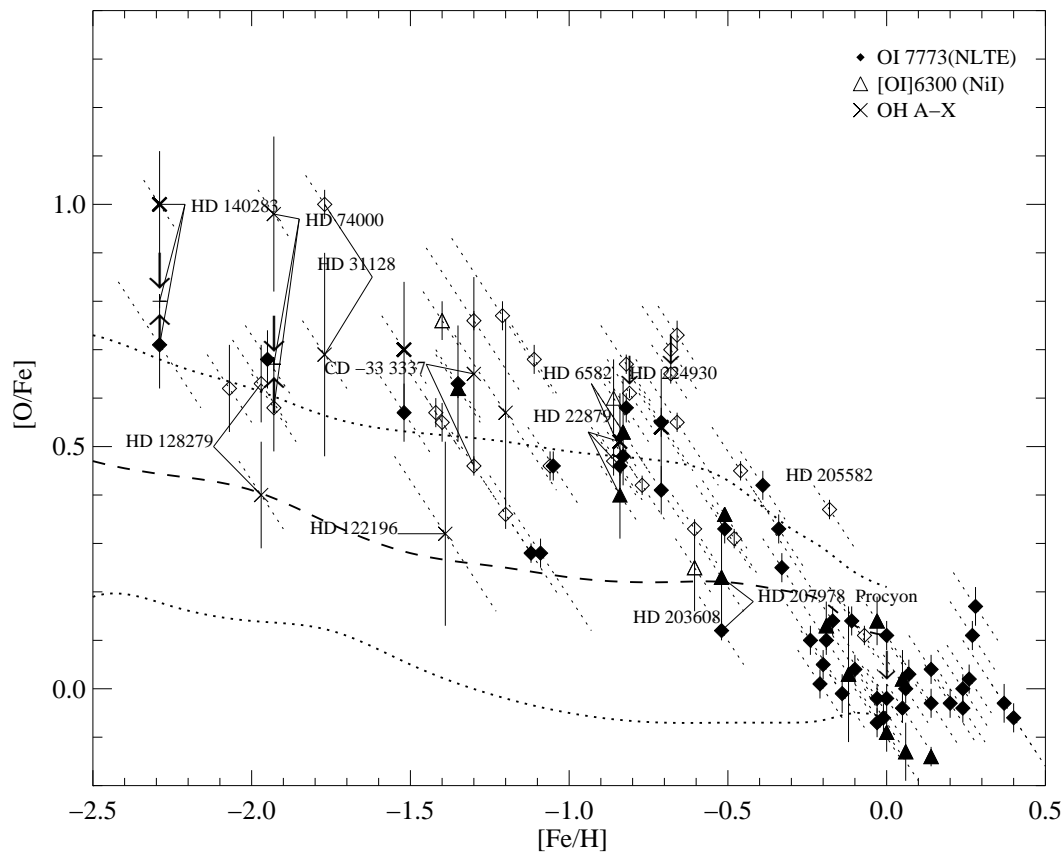


Abbildung 6.20 Sauerstoffüberhäufigkeiten aus den Indikatoren O I 7773 (\diamond), [O I] 6300 (\triangle) und OH A-X (\times) abgeleitet (vgl. Tab. 6.6). Die Häufigkeiten sind mit Stellarparametern von Fuhrmann (1998a) (*fett* gedruckte Symbole) und Axer *et al.* (1994) bestimmt worden. Die Schwerebeschleunigungen von Axer *et al.* wurden mit $\log g$ -Werten aus HIPPARCOS-Parallaxen ersetzt (*ungefüllte* Symbole). Bei der Analyse von CD -33 3337 wurden allerdings Stellarparameter von Nissen und Schuster (1997) verwendet.

Die *differentielle* Analyse der [O I] 6300-Linien wurde unter Annahme eines signifikanten Ni I-Blends durchgeführt, wobei $[\text{Ni}/\text{Fe}] = 0$ angenommen wurde. Als Konsequenz daraus ergeben sich im Rahmen der *differentiellen* Analyse für metallärmere Sterne ($[\text{Fe}/\text{H}] < -0.5$) bis ≈ 0.12 dex höhere [O I 6300/Fe]-Werte, als wenn der Ni I-Blend ignoriert worden wäre. Vertikale Fehlerbalken repräsentieren die Unsicherheiten von [O/H], die auf Äquivalentbreitenmeßfehlern beruhen; geneigte Fehlerbalken beziehen sich auf Unsicherheiten von [Fe/H]. Für HD 140283 und HD 74000 werden neben den [O/Fe]-Werten, die unter Verwendung der Stellarparameter von Axer *et al.* (1994) ermittelt wurden, auch Häufigkeiten dargestellt (+), die unter der Bedingung $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} - [\text{O}/\text{H}]_{7773} \approx 0$ abgeschätzt worden sind (siehe S. 269). Einige Pfeile zeigen in die Richtung, in die die Einzellinienhäufigkeit bei Berücksichtigung systematischer Fehler korrigiert werden müßte. Außerdem sind [O/Fe]-Entwicklungskurven von Timmes *et al.* (1995, Fig. 11) dargestellt. Diese sind gemäß $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.80$ korrigiert worden, da Timmes *et al.* eine um $\Delta \log(\text{O}/\text{Fe})_{\odot} = 0.13$ dex höhere solare Sauerstoff zugrundelegen. Die *gepunkteten* Kurven begrenzen den Unsicherheitsbereich von $\approx \pm 0.3$ dex für Fe-Beiträge bei SN II-Explosionen.

die Sauerstoffhäufigkeiten gegen die Eisenhäufigkeit aufgetragen. Im nächsten Kapitel werden wir den Verlauf des Anstiegs der Sauerstoffüberhäufigkeiten mit abnehmender Metallizität mit dem ebenfalls dargestellten chemischen Entwicklungsmodell von Timmes *et al.* (1995) vergleichen.

Die Verwendung der aus HIPPARCOS-Parallaxen abgeleiteten Schwerebeschleunigungen hat bei einigen Sauerstoffhäufigkeiten zu erkennbaren Konsequenzen geführt. Ein Vergleich mit Abb. 6.21 zeigt, daß sich zahlreiche der durch offene bzw. dünn gezeichnete Symbole dargestellten [O/Fe]-Werte gegenüber der Analyse mit den ursprünglichen $\log g$ -Werten von Axer *et al.* (1994) um

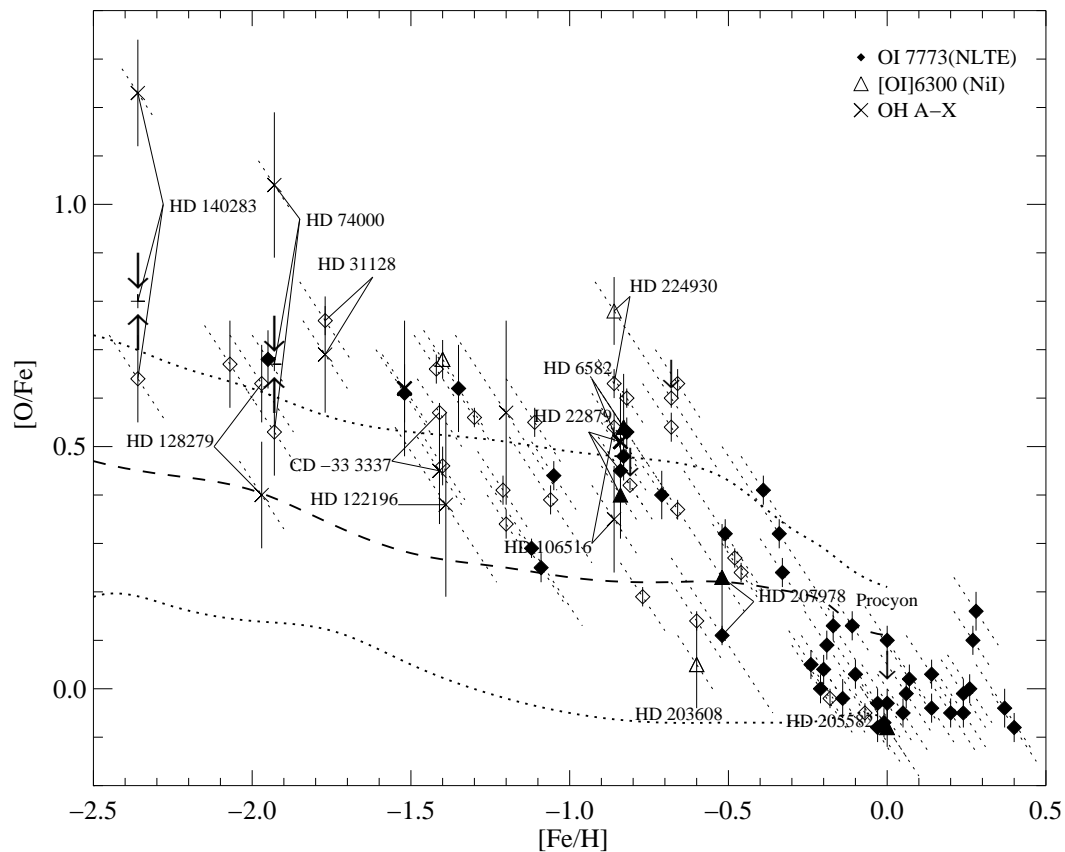


Abbildung 6.21 Sauerstoffüberhäufigkeiten aus den Indikatoren O I 7773 (\diamond), [O I] 6300 (\triangle) und OH A-X (\times) abgeleitet (vgl. Tab. 6.6). Die Häufigkeiten sind mit Stellarparametern von Fuhrmann (1998a) (*fett* gedruckte Symbole) und Axer *et al.* (1994) bestimmt worden. Vergleicht man mit Abb. 6.20, so ist zu erkennen, daß sich die Verwendung der $\log g$ -Werte von Axer *et al.* (1994) (*ungefüllte* Symbole) für einige [O/Fe]-Werte – z.B. HD 203608, HD 205582 und CD -33 3337 – signifikant auswirkt.

mehr als 0.1 dex erhöhen.⁶⁷ Gleichzeitig vergrößert sich bei HD 31128 die Diskrepanz zwischen $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ (Abb. 6.21).⁶⁸ Für HD 45282, HD 140283, HD 22879 und HD 106516, die mit Temperaturen und Schwerebeschleunigungen von Fuhrmann (1998a) bestimmt worden sind⁶⁹, erhalten wir eine bessere Übereinstimmung zwischen $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ als mit den korrigierten Parametern von Axer *et al.* (1994). Im Falle von HD 31128 ist möglicherweise eine unterschätzte Effektivtemperatur für die Diskrepanz von ≈ 0.5 dex verantwortlich. Der entsprechende $[\text{O}/\text{H}]_{7773}$ -Wert dürfte dann kleiner sein.

⁶⁷Es ist allerdings zu erwähnen, daß die Eisenhäufigkeiten von Axer *et al.* (1994) übernommen wurden, auch wenn deren Schwerebeschleunigungen um bis zu einer Größenordnung (z.B. HD 205582) korrigiert werden mußten. Möglicherweise müssen die Eisenhäufigkeiten, und damit auch die [O/Fe]-Werte, bei einer vollständig neuen Analyse korrigiert werden.

⁶⁸Nach Korrektur der Schwerebeschleunigung von CD -33 3337 erhöht sich die Häufigkeitsdiskrepanz auf ≈ 0.4 dex. Wegen der Verwendung der – vermutlich adäquaten – höheren Effektivtemperatur von Nissen und Schuster (1997) bleibt die in Abb. 6.20 dargestellte Diskrepanz von $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{OH}}$ und $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ vergleichsweise klein.

⁶⁹Die Eisenhäufigkeit von HD 106516 ist nicht optimal bestimmt worden. Die vorläufige Effektivtemperatur wurde anhand von Balmerlinien eines von Fuhrmann (1998, priv. Mitteilung) beobachteten FOCES-Spektrums ermittelt. Die Effektivtemperatur wurde von Fuhrmann *et al.* (1994) anhand des damals zur Verfügung stehenden Beobachtungsmaterials deutlich zu niedrig bestimmt.

7. Chemische Entwicklung der Galaxis und Nukleosynthese

Modelle zur chemischen Entwicklung der Galaxis stellen den Versuch dar, die zeitliche Entwicklung und räumliche Variation der Verteilung von Elementhäufigkeiten sowohl in Sternen als auch im interstellaren Gas zu *beschreiben* und zu *erklären*.

Die einfacheren Entwicklungsmodelle vernachlässigen die Komplexität der selbstregulierten dynamischen Entwicklung unter dem Einfluß benachbarter Sternsysteme und Galaxien und gründen auf der Annahme, daß das galaktische Gas, aus dem nach und nach Sterne kondensierten und das sich fortschreitend mit Metallen aus Supernova-Explosionen anreicherte, zu jeder Zeit instantan durchmischt war (Matteucci und Greggio 1986; Matteucci und Francois 1992; Timmes *et al.* 1995).¹ Ausgehend von Nukleosynthesemodellen (z.B. Woosley und Weaver 1995) und Annahmen über die Anfangsmassenverteilung, Sternentstehungsrate, Supernovaraten (SN Ia und SN II) und Akkretionsraten von (primordiales) extragalaktischem Gas gelingt es den einfachen Modellen durchaus, beobachtete Häufigkeitstrends in der Galaxis (z.B. Matteucci und Francois 1989) und insbesondere in der Nähe der Sonne nachzuvollziehen. In jenen Fällen, in denen keine Übereinstimmung mit Beobachtungsdaten hergestellt werden kann, lassen sich gegebenenfalls die zugrundegelegten SN II-Nukleosyntheserechnungen diskriminieren (Thomas *et al.* 1998).

Problematisch ist, daß Entwicklungsmodelle, die auf eine Berücksichtigung physikalischer *first principles* verzichten, zahlreiche freie Parameter verwenden und vereinfachende Annahmen z.B. über Sternentstehungsraten, Anfangsmassenverteilung und Akkretionsprozesse machen. Die Annahmen und freien Parameter der Modelle werden häufig an *heterogenen* Datensätzen getestet bzw. kalibriert.² Die heterogenen Elementhäufigkeiten bzw. die Verteilungen der Häufigkeitsverhältnisse in Sternen und im interstellaren Gases stammen oft aus unterschiedlichen Quellen und wurden entweder mit unterschiedlich genauen Methoden gewonnen³, oder nach fragwürdigen Kriterien ausgewählt⁴. Bei einer Auswahl von Beobachtungsergebnissen⁵ – auch wenn sie als *kritisch* bezeichnet wird – besteht die latente Gefahr, daß die Entscheidung *für* einen bestimmten Datensatz (beispielsweise Sauerstoffhäufigkeiten, die aus der [O I] 6300-Linie in Riesensternen abgeleitet worden sind) nach Maßgabe theoretischer Erwartungen getroffen wird, wobei – und das ist entscheidend – das zugrundegelegte Modell der chemischen Entwicklung u.a. auf Beobachtungsdaten zurückgreifen muß, die es eigentlich erklären soll. Das Wechselspiel von Theorie und Beobachtung steht nicht zur Disposition, allerdings stellt sich die Frage, ob der Vielfalt möglicher Freiheiten bei der Modellbildung eine ausreichende Anzahl *aussagekräftiger* Beobachtungsbefun-

¹Thomas *et al.* (1998) diskutieren mögliche Konsequenzen, die sich aus der Annahme einer verzögerten Durchmischung eines Teils der Gaskomponente ergeben – allerdings ohne explizite Berücksichtigung dynamischer Prozesse bei der Entwicklung der Galaxis.

²Das darf man allerdings nicht nur den einfacheren chemischen Entwicklungsmodellen anlasten.

³Die Angaben über die Effektivtemperatur derselben Sterne können von Autor zu Autor bis zu 300 K unterschiedlich sein. Daraus können sich erhebliche Konsequenzen für das Ergebnis der Häufigkeitsanalysen und folglich für die anhand dieser Häufigkeiten kalibrierten chemischen Entwicklungsmodelle ergeben.

⁴Z.B. Sauerstoffhäufigkeiten, die nur aus der [O I] 6300-Linie abgeleitet wurden und systematisch kleiner sind, als Häufigkeiten, die aus dem O I 7773-Triplett bestimmt wurden. $[O/Fe]_{6300}$ ist, wie wir in der vorliegenden Arbeit zeigen, allerdings keinesfalls genauer zu bestimmen als $[O/Fe]_{7773}$, und zwar wegen den relativ großen Meßfehlern speziell bei extrem metallarmen Sternen, dem Einfluß des Ni I-Blends, der erheblichen $\log g$ -Abhängigkeit von $[O/Fe]_{6300}$ und – falls entwickelte Sterne analysiert werden – wegen der möglichen Kontamination mit nuklear prozessiertem Material aus dem Sterninneren.

⁵Die Ergebnisse von Häufigkeitsanalysen, die selbst von einer Theorie (Atmosphärenphysik, Linienentstehung) vermittelt werden, bezeichnen wir hier als Beobachtungen, weil sie der experimentellen Datenakquisition (Spektralen Linienäquivalentbreiten) näher stehen als Modelle der chemischen Entwicklung.

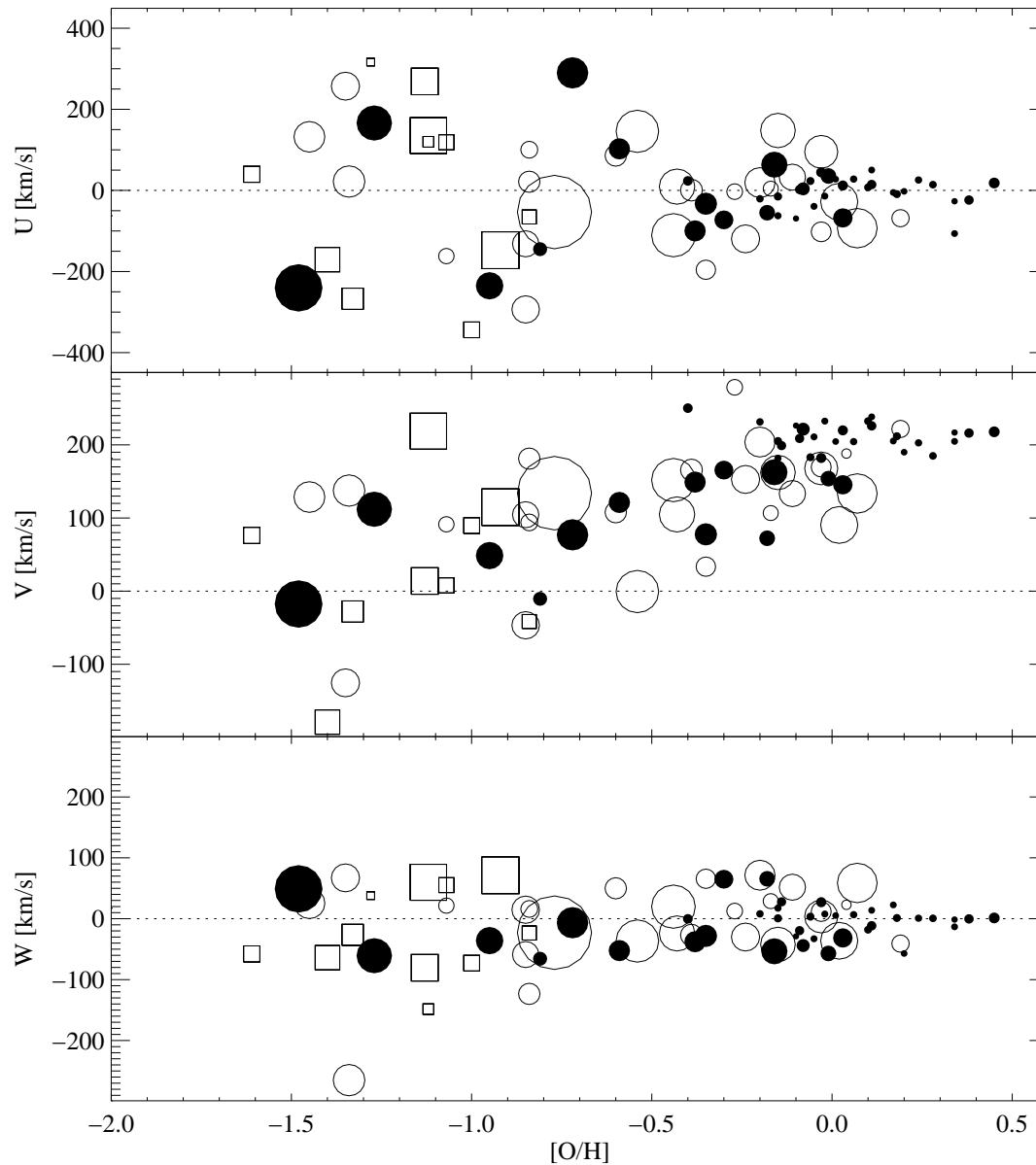


Abbildung 7.1 Pekuliargeschwindigkeiten im galaktischen Koordinatensystem (U,V,W) über $[O/H]$ aufgetragen (siehe S. 285). Die Quadrate kennzeichnen die Verwendung der Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.* (1992) (siehe S. 206). Sterne, die durch gefüllte Symbole repräsentiert werden, wurden mit den Stellarparametern von Fuhrmann (1998a) analysiert. Die Symbolgröße stellt ein Maß für den Sauerstoffexzess dar ($[O/Fe] = 0.0 \dots 1.0$). Das Symbol mit dem größten Radius steht für HD 31128, von dem wir annehmen, daß Axer *et al.* (1994) eine zu kleine Effektivtemperatur angeben. Bei einer größeren Effektivtemperatur des Sterns verringern sich $[O/H]_{7773}$ und $[O/Fe]_{7773}$. Wegen der erheblichen Unsicherheit der ermittelten Häufigkeit (siehe S. 254) wurde in Abb. 7.4 auf den Datenpunkt verzichtet. Für HD 140283 und HD 74000 wird $[O/Fe]_{7773} [O/Fe]_{OH}$ verwendet (siehe S. 259 bzw. S. 259).

de gegenübersteht.

Die dynamische und chemische Entwicklung der Galaxis, der Kollaps der Protogalaxis und die maximale Metallanreicherung der Halokomponente dürften, wie bereits in der Einleitung erwähnt, maßgeblich von Supernova-Explosionen beeinflusst worden sein (Silk 1985). Die komplexen dy-

namischen Prozesse im Zusammenhang mit dem Kollaps der Protogalaxis, z.B. dissipative Stöße zwischen Gaswolken, Aufheizungs- und Kühlungsprozesse, versucht man im Rahmen chemodynamischer Entwicklungsmodelle zu *erklären*, die von physikalischen Grundprinzipien ausgehen (z.B. Samland *et al.* 1997).

Das vorliegende Kapitel befaßt sich mit einigen *Gesichtspunkten* der chemischen und kinematischen Entwicklung. Wir *beschreiben* im folgenden die Historie der Anreicherung von Sauerstoff, Magnesium und Eisen anhand unserer Beobachtungsergebnisse und versuchen, bei aller Vorsicht, die wegen der Komplexität der chemodynamischen Entwicklung der Galaxis geboten ist, einige bemerkenswerte Details zu *interpretieren*. Um aus den Fe/O-Verhältnissen in Verbindung mit den kinematischen Eigenschaften Schlußfolgerungen ziehen zu können, müßten grundsätzlich die Orte und die Zeitpunkte bekannt sein, an bzw. zu denen die analysierten Sterne entstanden sind. Auf diese Weise könnte auch besser geklärt werden, ob Sterne, die die chemische und kinematische Signatur einer bestimmten Population aufweisen, ihrem Alter entsprechend überhaupt zu der Population gehören. Fuhrmann (1998a) unterstreicht die Tatsache, daß die Populationszugehörigkeit eines *einzelnen* Sterns nicht allein aus dessen Anreicherung mit α -Elementen oder allein aus kinematischen Merkmalen bestimmt werden kann, sondern zusätzlich die Kenntnis des Sternalters erforderlich ist.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden keine Sternalter bestimmt, obwohl eine präzise Altersbestimmung der analysierten Sterne wünschenswert gewesen wäre. Die Bestimmung von Sternalter ist nicht unproblematisch, da Sternentwicklungsmodelle erheblich von der zugrundeliegenden Physik (Konvektionstheorie, Zustandsgleichung, Heliumdiffusion, äußere Randbedingungen für Sternaufbaugleichungen) und den verwendeten Datensätzen (Opazitätstabellen, Anfangshäufigkeit von Helium, chemische Zusammensetzung, nukleare Brennraten) abhängen. Sternentwicklungsmodelle müssen deshalb anhand von Sternen kalibriert bzw. überprüft werden, deren Zustandsgrößen (T_{eff} , $\log g$), Massen und anfängliche chemische Zusammensetzung hinreichend genau bekannt sind.⁶ Allerdings kennen wir nur von der Sonne das präzise Alter. Die Sonne stellt deshalb für die Kalibration von Entwicklungswegrechnungen einen wichtigen Fixpunkt dar, zumal die für die Opazität der Sternmaterie relevante chemische Zusammensetzung im Vergleich zu anderen Sternen gut bekannt ist. Die Genauigkeit der Altersbestimmung von unentwickelten massearmen Sternen ist wegen der langen Verweildauer im Hauptreihenstadium begrenzt. So kann das Alter von *turn off*-Sternen, die sich am Übergang vom Hauptreihenstadium zum Unterriesenstadium befinden, grundsätzlich genauer bestimmt werden als das Alter eines kühlen Hauptreihensterns, der seine stellaren Parameter über mehrere Milliarden Jahre nicht wesentlich verändert. Von alten metallarmen Sternen ist die Heliumhäufigkeit zudem nicht bekannt. Es ist anzunehmen, daß die Heliumhäufigkeit in der frühen Galaxis näher am primordialen Wert lag als zu der Zeit, als die Sonne entstand. Nicht unerhebliche Konsequenzen für die Altersbestimmung mit Isochronen bzw. Entwicklungswegen sind zu erwarten, wenn zukünftige Sternentwicklungsmodelle Heliumdiffusion berücksichtigen (Bernkopf 1998, priv. Mitteilung).

Die Zeitskala, auf der sich die Galaxis bis heute entwickelte, d.h. auf der sich aus der protogalaktischen Wolke Unterstrukturen bildeten, kann auch ohne unmittelbare Kenntnis der Sternalter ergründet werden, wenn man bedenkt, daß Sauerstoff fast ausschließlich in SN II-Explosionen gebildet wird. Allerdings muß vorausgesetzt werden, daß die Sternentstehungsaktivität über der gesamten Galaxis bzw. zumindest innerhalb einzelner Unterstrukturen homogen verteilt war, oder daß eine instantane und vollständige Durchmischung des interstellaren Gases stattgefunden hat.

⁶Die Kalibration von Entwicklungswegrechnungen kann natürlich auch an homogenen Sternpopulationen, beispielsweise photometrisch beobachteten Kugelsternhaufen vorgenommen werden. Allerdings ist die Eindeutigkeit der Abbildung zwischen *theoretischen* T_{eff} -Leuchtkraft-Diagrammen und *beobachteten* Farbenhelligkeits-Diagrammen zu hinterfragen.

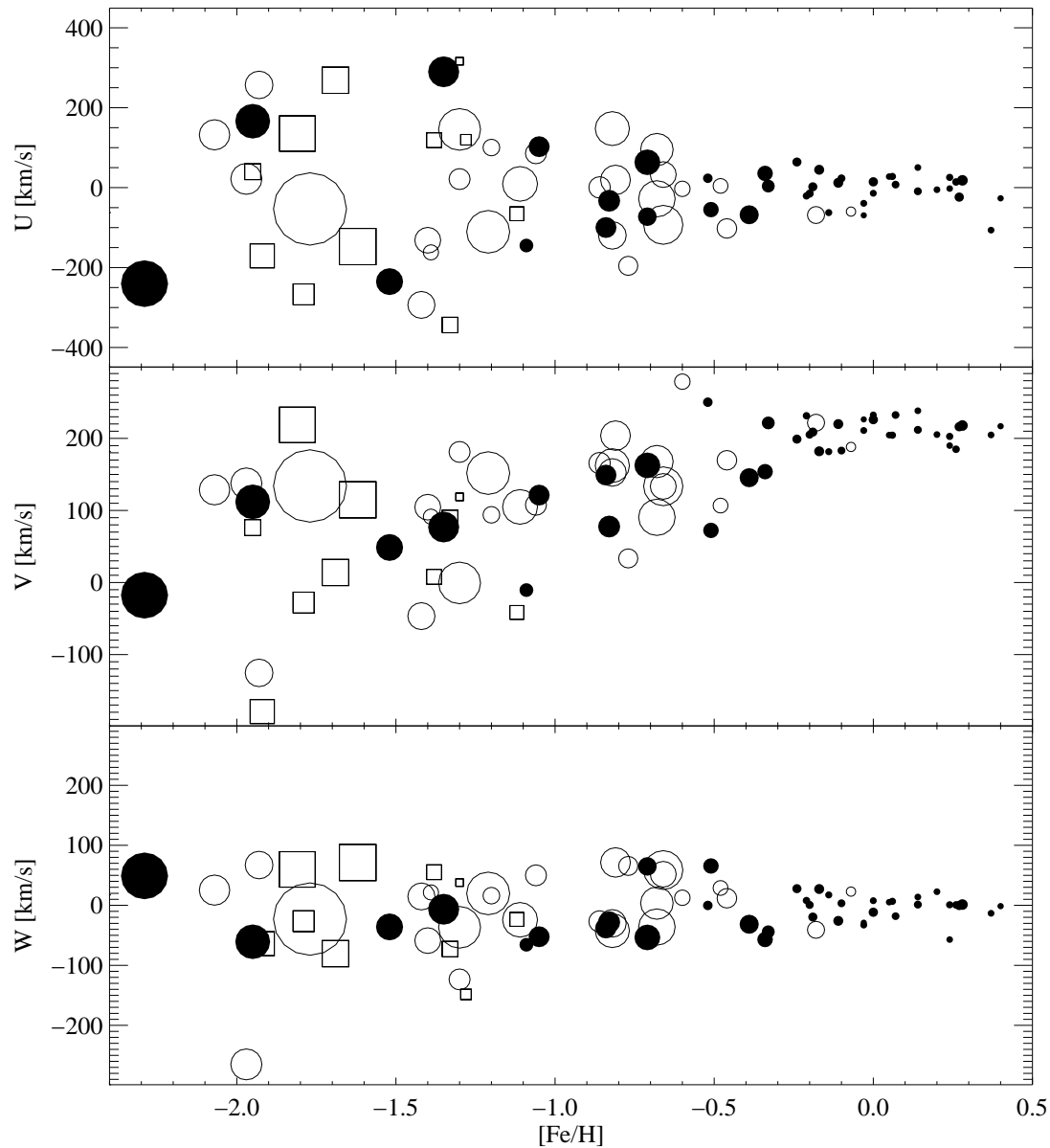


Abbildung 7.2 Pekuliargeschwindigkeiten im galaktischen Koordinatensystem (U,V,W) gegen $[Fe/H]$ aufgetragen. Die Quadrate kennzeichnen die Verwendung der Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.* (1992). Sterne, die durch gefüllte Symbole repräsentiert werden, wurden mit den Stellarparametern von Fuhrmann (1998a) analysiert. Die Symbolgröße stellt ein Maß für den Sauerstoffexzeß $[O/Fe]$ dar.

Durch Akkretion von extragalaktischen Gaswolken können lokale Sternentstehungsprozesse ausgelöst werden, durch die die $[O/H]$ -Skala schließlich in spezieller Weise verzerrt werden kann. Eine Verzerrung der $[O/H]$ -Skala findet auch statt, wenn sich Sterne, die aus Systemen mit einem anderen entwicklungsgeschichtlichen Zusammenhang stammen (Kugelsternhaufen, Zwerggalaxie), in dem Raumbereich befinden, in dem wir unsere Stichprobe beobachtet haben.

Betrachtet man die über der $[O/H]$ -Skala ggf. auch über der $[Fe/H]$ -Skala aufgetragenen Elementhäufigkeitsverhältnisse und kinematischen Größen (galaktische Geschwindigkeitskomponenten), dann können die Sterne aus unserer Stichprobe entweder der Halo- oder der Scheibenpopulation

zugeordnet werden.⁷ Solange der systematische Fehler einer Altersbestimmung von Halosternen anhand von Entwicklungswegrechnungen mit typischer Weise $0.5 \dots 1 \cdot 10^9$ Jahren (Bernkopf 1998, priv. Mitteilung) größer ist als die dynamischen Freifallzeitskala und die Lebensdauer von massereichen Sternen, kann mit der [O/H]-Skala als Zeitachse unter der oben genannten Voraussetzung ein genauerer Einblick in die frühe Entwicklungsphase der Galaxis möglich sein, als es auf der Basis von Entwicklungswegrechnungen möglich wäre.

Massereiche Sterne ($M > 8 M_{\odot}$), die in Abhängigkeit des zur Verfügung stehenden Gasanteils mehr oder weniger häufig entstanden sind, enden nach einer relativ kurzen Zeit von $10^6 \dots 10^7$ Jahren als Typ II Supernovae und reichern das interstellare Medium mit nuklear synthetisierten Elementen an, darunter insbesondere Sauerstoff und Magnesium, aber auch Eisen.

Die Entwicklungszeit massereicher Sterne einer Generation, und somit der zeitliche Abstand zwischen Sternentstehung und SNe II, hängt nicht allein von der massenabhängigen Leuchtkraft ab, sondern wird ebenso von den leuchtkraft- und metallizitätsabhängigen Masseverlusten bestimmt. Grundsätzlich könnten sich innerhalb einer Zeitspanne von bis zu einer Milliarde Jahren mehrere Sternengenerationen gebildet haben, deren massereichste Vertreter fast unmittelbar nach ihrem Entstehen zur Anreicherung des interstellaren Mediums mit Sauerstoff, Magnesium, Eisen und anderen Metallen beigetragen haben. An den Stoßfronten zwischen interstellarem Gas und Supernovawinden wird Sternentstehung zwar begünstigt, so daß sich die Sternentstehungsrate nach dem Einsetzen der Sternbildung im Halo verstärkt haben dürfte und der Prozeß der Metallanreicherung in der frühen Entwicklungsphase der Galaxis sehr schnell abgelaufen sein könnte, allerdings tragen Supernovae auch zur Aufheizung der Gaskomponente bei. Zur Beschreibung der protogalaktischen Entwicklung kann die [O/H]-Skala als gestreckte Zeitachse aufgefaßt werden: Auf großer Skala erhalten wir einen Einblick in die *frühe* kinematische und chemische Entwicklung der Galaxis. Später greift die durch den Rückkopplungseffekt der Aufheizung verzögerte Sternentstehungsrate.

Die Anreicherung des Halos mit Metallen hätte sich solange fortsetzen können, bis die Sternentstehung mangels Gasmasse zum Erliegen gekommen wäre. Über die Frage, ob und ggf. wann die Gaskomponente nicht mehr zur weiteren Sternbildung reicht, entscheidet u.a. die Masse einer Galaxie. Für die Sternbildung, Kinematik und chemische Entwicklung der Galaxis spielte die Bildung der Scheibe durch die kollabierende Gaskomponente der Galaxis eine entscheidende Rolle, da dem Halo auf diese Weise Gas für weitere Sternentstehung entzogen wurde. Die Sternentstehungsrate im Halo und somit auch die SN II-Rate mußte zwangsläufig abnehmen (vgl. Samland *et al.* 1997, Fig. 3); die Sauerstoffskala stellt sich infolgedessen dort, wo kaum noch Sternbildung stattfand als gestauchte Zeitskala dar. Interessant ist die Frage, über welchen Zeitraum sich die Bildung der (dicken) Scheibe vollzogen hat⁸, und wie viele Sternengenerationen im Halo entstehen und über SN II-Explosionen zur Anreicherung mit Sauerstoff (und Eisen) beitragen konnten, bevor die Sternbildung im Halo nach dem Kollaps der Gaskomponente kurzfristig zum Erliegen kam – sofern die Sternbildung nicht bereits früher zum Stillstand gekommen ist.

Bei Zwerggalaxien beobachtet man oft geringere Metallhäufigkeiten in Verbindung mit einer kaum noch vorhandenen Gaskomponente, deren Verlust sich damit erklären läßt, daß das interstellare Gas durch Supernovawinde während einer eruptiven Sternbildungsphase in den extragalaktischen

⁷Sterne, die sich entgegen der Rotationsrichtung der Scheibe bewegen oder eine besonders große Geschwindigkeitskomponente in Richtung zum galaktischen Zentrum aufweisen, gehören mit großer Wahrscheinlichkeit zur Halopolulation, während Sterne, die sich mit der gleichen Geschwindigkeit bewegen wie die Sonne, nur als *Gesamtheit* zur dünnen Scheibenpopulation gezählt werden können. *Einzelne* Sterne der dünnen Scheibe lassen sich allein anhand kinematischen Eigenschaften nicht sicher klassifizieren.

⁸Natürlich ist auch die Frage interessant, welche Mechanismen für die Bildung der dicken Scheibe verantwortlich sind (siehe dazu Gilmore *et al.* 1989, S. 606).

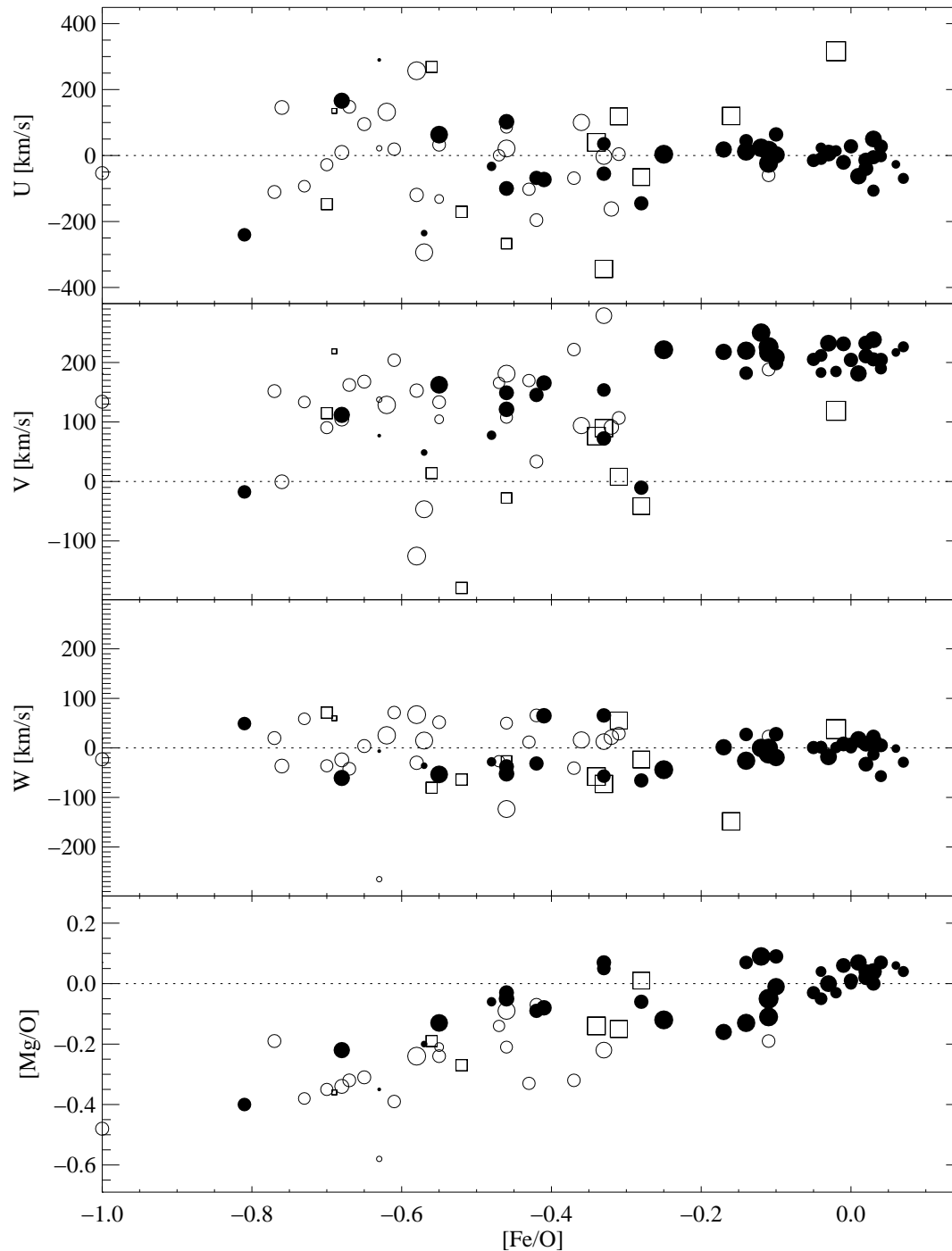


Abbildung 7.3 Pekuliargeschwindigkeiten im galaktischen Koordinatensystem über $[Fe/O]$ aufgetragen. Quadrate kennzeichnen die Verwendung der Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.* (1992). Gefüllte Symbole repräsentieren Sterne, deren Stellarparameter von Fuhrmann (1998a) bestimmt worden sind. Die Symboldurchmesser sind ein Maß für T_{eff} mit Werten zwischen 5000 K und 6500 K.

Raum getrieben wurde (Larson 1975). Die Galaxis (und ihre Gaskomponente) ist jedoch so massereich, daß vergleichsweise wenig protogalaktisches Gas über galaktische Winde in das intergalaktische Medium getrieben worden sein dürfte. Der gravitative Kollaps, der ohne Sternbildung

innerhalb weniger hundert Millionen Jahre (und damit vor dem Einsetzen von SN Ia-Explosionen) auf der Freifallszeitskala stattgefunden hätte, verzögerte sich jedoch, weil das protogalaktische Gas durch Supernovae aufgeheizt wurde. Der gravitative Kollaps der massereichen Gaskomponente der Protogalaxis ließ sich nicht aufhalten, weil die Kühlung der Gaskomponente mit fortschreitender Metallanreicherung immer effizienter wurde (Silk 1985). Wyse und Gilmore (1988) führen die effiziente Kühlung bei höherer Metallizität als einen Mechanismus an, der zur Bildung der dicken Scheibe Anlaß gab: Sobald die Metallizität der Gaskomponente größer geworden ist als $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -1$, nahm die Sternentstehungsrate zu, und die Verdichtung (und Abplattung) der Gaskomponente beschleunigte sich.

Modellrechnungen von Samland *et al.* (1997) ergeben, daß der Kollaps durch Supernova-Explosionen derart gedämpft wurde, daß sich die (dicke) Scheibe über einen zehnmal längeren Zeitraum gebildet haben muß als die dynamische Freifallzeitskala vorgibt – Zeit genug, damit die Halokomponente durch SN Ia-Explosionen insbesondere mit Eisen angereichert werden konnte. Die Theorie des verzögerten Kollaps der Scheibe können wir dadurch überprüfen, daß die beobachtete Verteilung von Fe/O-Verhältnissen über der [O/H]-Skala in Verbindung mit den kinematischen Eigenschaften der analysierten Sterne in der Nähe der Sonne untersucht wird. Finden wir bei hohen Sauerstoffhäufigkeiten Sterne mit der kinematischen Signatur von Halosternen, die aber fast solare Fe/O-Verhältnisse aufweisen?

7.1 Chemische Entwicklung und Kinematik

Im folgenden betrachten wir die chemischen und kinematischen Merkmale unserer Stichprobe. Wir vergleichen die kinematischen und chemischen Eigenschaften, die wir jeweils von geeignet gewählten Untermengen unserer (nicht-repräsentativen) Stichprobe bestimmen, mit Angaben aus der Literatur.

Abb. 7.1 zeigt Verteilungen der Pekulargeschwindigkeiten U , V , W über der [O/H]-Skala. Bis auf V beziehen sich die Geschwindigkeiten auf das *lokale Bezugssystem* (*Local Standard of Rest* oder LSR): U weist in Richtung auf das galaktische Zentrum, V ist die Kreisbahngeschwindigkeit in galaktischer Rotationsrichtung und W ist die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Scheibe in Richtung des galaktischen Nordpols. Die galaktische Scheibe rotiert am Ort der Sonne mit $V = V_{\text{LSR}} = 220 \text{ km s}^{-1}$ (Kerr und Lynden-Bell 1986). Eigenbewegungen und Parallaxen zur Berechnung der galaktischen Geschwindigkeiten wurden dem \triangleright HIPPARCOS-Katalog entnommen. Radialgeschwindigkeiten v_{rad} bestimmten wir mit einer Genauigkeit von $1 \dots 2 \text{ km s}^{-1}$ aus den beobachteten Spektren (siehe Abschnitt 5.5 auf S. 189). Für die auf das lokale Bezugssystem bezogene Pekuliargeschwindigkeit der Sonne setzen wir $U_{\odot} = +10 \text{ km s}^{-1}$, $V_{\odot} = +15 \text{ km s}^{-1}$ und $W_{\odot} = +7 \text{ km s}^{-1}$ voraus (Carney *et al.* 1988). Aus der Geschwindigkeitsdispersion der U -Komponenten in Abb. 7.1 läßt sich ablesen, daß die Halosterne aus einer Gaskomponente kondensierten, die bis zu einer Obergrenze von $[\text{O}/\text{H}] \approx -0.6$ mit Sauerstoff angereichert worden ist, bevor sich die Scheibe bildete. Die kinematischen Signaturen für die Halokomponente korrelieren bemerkenswerterweise mit einer systematischen Verringerung von [Mg/O] (siehe Abb. 7.4). Das untersolare Mg/O-Verhältnis wird auf Seite 293 wieder aufgegriffen.

In unserer Stichprobe befindet sich lediglich ein Halostern mit einem solaren O/Fe-Verhältnis. Allerdings ist bei kleinen Sauerstoffhäufigkeiten eine deutliche Streuung festzustellen (Abb. 7.4), so daß nicht auszuschließen ist, daß Sterne mit $[\text{Fe}/\text{O}] > 0$ existieren, die kinematisch dem Halo zugerechnet werden müssen.⁹ Hohe Fe/O-Werte finden wir bei jenen Halosternen, deren Sauerstoffhäufigkeiten wir aus O I 7773-Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.* (1992) ableiteten. Wir

⁹Zahlreiche Halosterne sind allerdings mit den von Axer *et al.* (1995) angegebenen Effektivtemperaturen analysiert

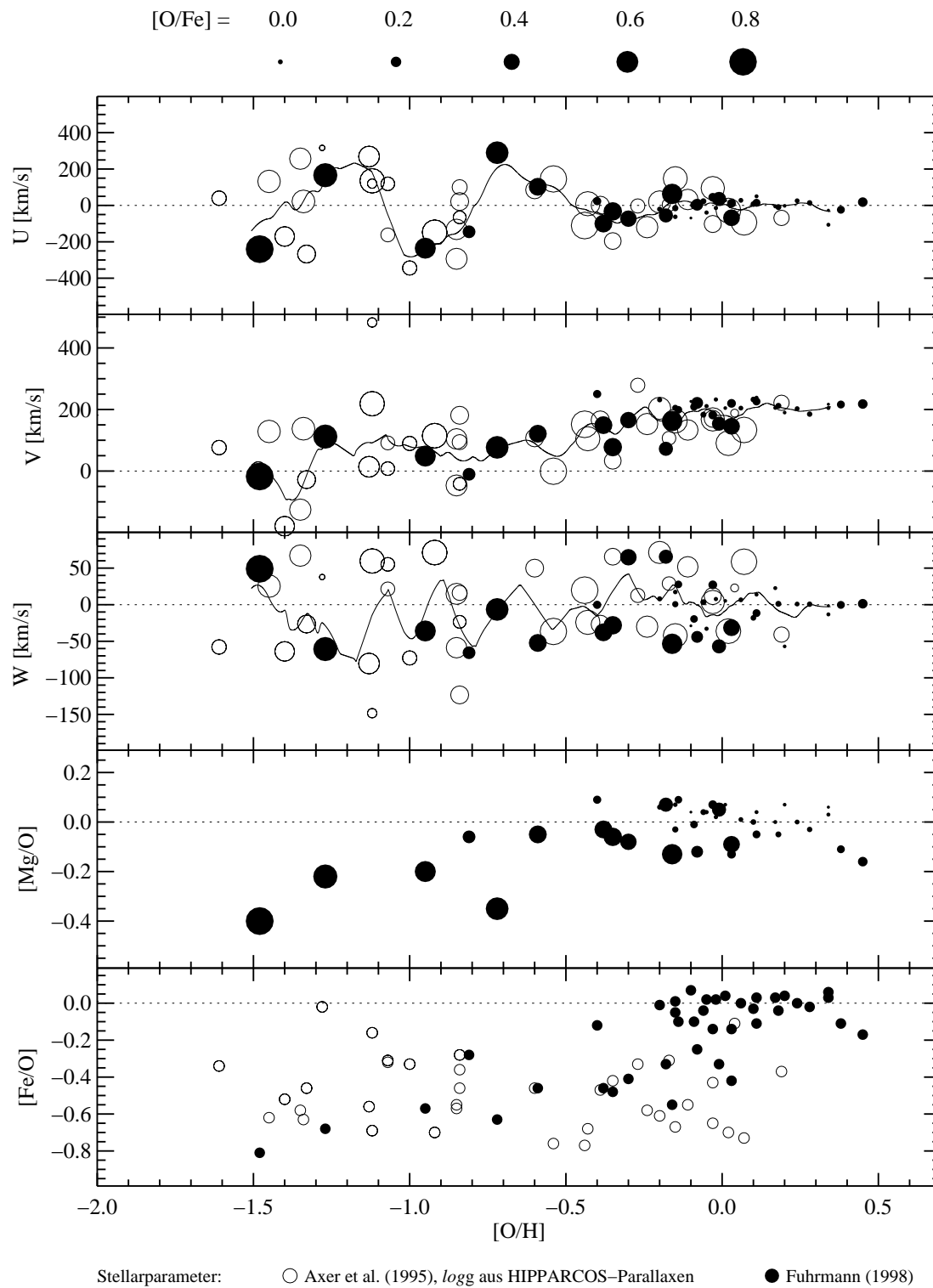


Abbildung 7.4 In den obersten drei Teilbildern sind die galaktischen Pekuliargeschwindigkeiten gegen $[O/H]$ aufgetragen. Die *durchgezogenen* Kurven wurden mit einem Glättungsoperator von ≈ 0.1 dex geglättet. Darunter wird die Verteilung der Mg/O-Verhältnisse über der Sauerstoffskala aufgetragen. Es werden nur die Magnesiumhäufigkeiten von Fuhrmann (1998a) berücksichtigt. Die Radien der Symbole geben die O/Fe-Verhältnisse an. Im untersten Diagramm sind zum Vergleich die Fe/O-Verhältnisse über der $[O/H]$ -Skala aufgetragen. Die oberste Kurve ähnelt einer gedämpften Schwingung. Allerdings ist die untersuchte Stichprobe nicht repräsentativ, so daß die scheinbar periodische Verteilung der U -Geschwindigkeiten zufällig sein kann.

erinnern an die Diskussion der Äquivalentbreiten auf S. 206, wo wir die Meinung vertreten, daß die Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.* (1992), und damit auch die $[\text{O}/\text{Fe}]_{7773}$ -Werte, tendentiell zu klein sind. Die Streuung der Fe/O-Werte im Halo (Abb. 7.9 auf S. 295) können wir damit aber nicht erklären.

In Tab. 7.1 auf S. 297 werden die mittleren galaktischen Geschwindigkeiten für 24 Sterne unserer Stichprobe angegeben, deren Sauerstoffhäufigkeiten $[\text{O}/\text{H}] \lesssim -0.75$ betragen. Vorbehaltlich einer noch durchzuführenden präzisen Altersbestimmung ordnen wir diese Sterne dem Halo zu. Der Mittelwert $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.61 \pm 0.35$ für den Halo stimmt mit dem Ergebnis von Gratton *et al.* (1996) überein. Die mittleren Rotationsgeschwindigkeiten sind ebenfalls vergleichbar. Allerdings erhalten wir eine doppelt so große Geschwindigkeitsdispersion¹⁰ für die V -Komponente und eine etwas höhere prograde mittlere Rotationsgeschwindigkeit ($V = 71 \pm 129 \text{ km s}^{-1}$). Die Streuung von $[\text{Fe}/\text{O}]$ ist – bei vergleichbarem Mittelwert – in unserem Fall mit $[\text{Fe}/\text{O}] = -0.50 \pm 0.21$ ebenfalls deutlich größer als Gratton *et al.* (1996) angeben. Die Tatsache, daß die mittlere V -Geschwindigkeit wider Erwarten nicht verschwindet, könnte man so interpretieren, daß die Auswahl unserer Stichprobe (und die von Gratton *et al.*) zumindest im Halo nicht repräsentativ ist. Damit wäre auch der angegebene Mittelwert für $[\text{Fe}/\text{O}]$ ohne praktischen Nutzen. Die Geschwindigkeitsdispersion der W -Komponenten entspricht allerdings mit $\sigma_W = 78 \text{ km s}^{-1}$ ungefähr dem für die Halokomponente bislang gefundenen Wert ($\sigma_W \approx 89 \text{ km s}^{-1}$, siehe Gilmore *et al.* 1989, S. 609).

Die Verteilung der U -Komponenten über der $[\text{O}/\text{H}]$ -Skala in Abb. 7.1 ist bemerkenswert. Sie deutet eine periodische Verteilung mit abnehmender Amplitude an. Die Periode beträgt ungefähr 0.5 dex (siehe Abb. 7.4). Allerdings wäre eine genauere statistische Analyse der vorliegenden Daten erforderlich, bevor von einem periodischen Signal gesprochen werden kann. Zumindest kann man aber sagen, daß die Verteilung der U -Komponenten bei $[\text{O}/\text{H}] \approx -1$ eine deutlich erkennbare Störung aufweist. Die Verteilungen der V - und W -Komponenten zeigen kein derart ausgeprägtes Signal, aber auch hier wäre eine genauere statistische Analyse angebracht. Bemerkenswert ist allerdings, daß ein vergleichbares Signal in der Verteilung der U -Komponenten weder auf der $[\text{Fe}/\text{H}]$ -Skala (Abb. 7.2) noch auf der $[\text{Fe}/\text{O}]$ -Skala (Abb. 7.3) zu erkennen ist.

Ein großer Teil der metallarmen Sterne in unserer Stichprobe wurde anhand von Eigenbewegungen selektiert (Axer *et al.* 1995). Es ist grundsätzlich nicht auszuschließen, daß die Störung der U -Komponenten (die die Charakteristik einer gedämpften Schwingung zu haben *scheint*) lediglich auf einen Auswahleffekt zurückzuführen oder sogar zufällig ist. Dennoch ist bemerkenswert, daß sich in bestimmten Bereichen auf der $[\text{O}/\text{H}]$ -Skala (z.B. bei $[\text{O}/\text{H}] \approx -1.2$, und -0.7 in Abb. 7.1 und Abb. 7.4) keinerlei Sterne mit negativen U -Komponenten befinden, während bei $[\text{O}/\text{H}] \approx -0.95$ und -0.3 keine positiven U -Komponenten zu sehen sind. Aus Abb. 7.5 geht hervor, daß Sterne mit einer großen U -Komponente – allerdings mit unterschiedlichem Vorzeichen – vor allem in Richtung des galaktischen Antizentrums beobachtet worden sind. Die *räumliche Verteilung* der U -Komponenten unterliegt also wahrscheinlich einem Auswahleffekt, der Sterne mit großen U -Komponenten speziell in radialer Richtung begünstigt (siehe Bildbeschreibung unter Abb. 7.5).

Die (hauptsächlich) aus dem O I 7773-Triplett abgeleiteten Sauerstoffhäufigkeiten hängen besonders von den vorausgesetzten Effektivtemperaturen ab, während NLTE-Effekte bei Halosternen bzw. Sternen mit geringer Sauerstoffhäufigkeit unwesentlich sind (Abb. 6.1 auf S. 205). In dem

worden. Es wäre zu überprüfen, inwiefern die erkennbare Streuung der Fe/O-Verhältnisse unterhalb von $[\text{O}/\text{H}] < -0.7$ auf Unsicherheiten der T_{eff} -Werte zurückzuführen sind, die ihrerseits mit der heterogenen Qualität der von Axer *et al.* beobachteten Balmerlinienprofile erklärt werden können.

¹⁰Gilmore *et al.* (1989, S. 609) geben Geschwindigkeitsdispersionen von $\sigma_V \approx 102 \text{ km s}^{-1}$ und $\sigma_U \approx 131 \text{ km s}^{-1}$ an. Wir bestimmen möglicherweise aufgrund eines Auswahleffekts (siehe Beschriftung von Abb. 7.5) eine höhere radiale Geschwindigkeitsdispersion von $\sigma_U \approx 191 \text{ km s}^{-1}$.

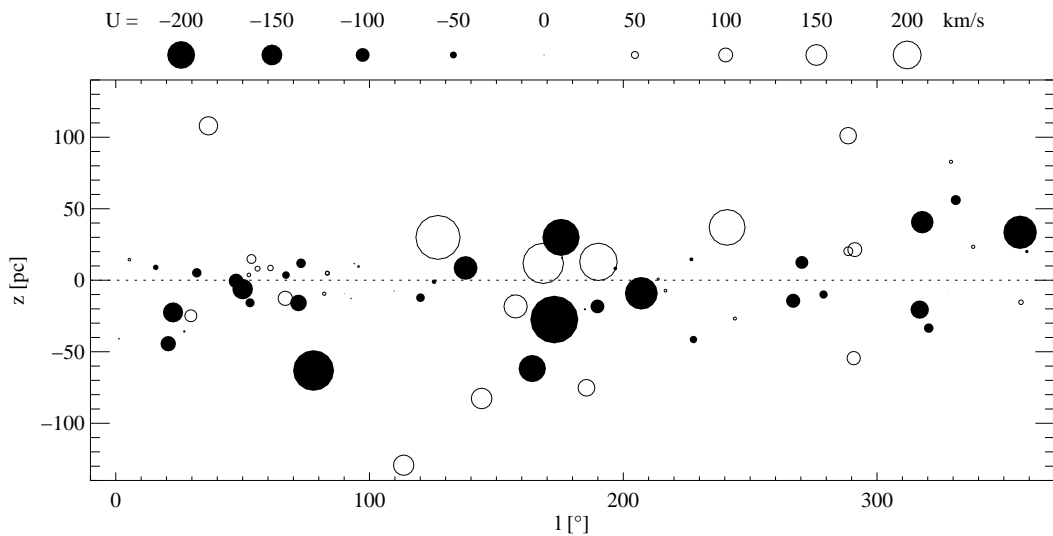


Abbildung 7.5 Positionen der Sterne unserer Stichprobe in galaktischen Koordinaten: l ist die galaktische Länge, z der Abstand von der galaktischen Ebene. Die Symboldurchmesser geben die U -Komponente der Pekuliargeschwindigkeit an. Sterne mit sehr großen U -Komponenten häufen sich in Richtung zum galaktischen Antizentrum. Da nur Sterne in Abständen von bis zu 250 pc beobachtet wurden, ist nicht einsichtig, warum in Richtung zum galaktischen Zentrum weniger Sterne mit hohen U -Komponenten gefunden werden (Theis 1998, priv. Mitteilung). Die Halosterne unserer Stichprobe wurden nach Maßgabe hoher Eigenbewegungen ausgewählt. Eine hohe Eigenbewegung in radialer Richtung entspricht einer im Vergleich zum LSR sehr unterschiedlichen V - bzw. W -Komponente, beispielsweise ein Halostern in der Umgebung der Sonne, der nicht um das galaktische Zentrum rotiert. Es könnten also in radialer Richtung bevorzugt Halosterne ausgewählt worden sein, die nicht um das galaktische Zentrum rotieren und sich auf Pendelbahnen mit einer hohen U -Geschwindigkeit bewegen.

Maße, in dem T_{eff} eine systematische Streuung aufweist, werden auch die Verteilungen der Geschwindigkeitskomponenten über der $[\text{O}/\text{H}]$ -Skala streuen. Die speziell für die individuelle Analyse von Sternen einer inhomogenen Stichprobe geeignete T_{eff} -Skala von Fuhrmann (1998a) bzw. Fuhrmann *et al.* (1993) könnte der Grund dafür sein, daß die in Abb. 7.4 dargestellte Verteilung der U -Geschwindigkeitskomponenten überhaupt festzustellen ist.¹¹ Es wäre nicht verwunderlich, wenn die markante Störung in der Verteilung der U -Komponenten bei bisherigen Untersuchungen nicht aufgefallen ist, weil die ermittelten Sauerstoffhäufigkeiten aufgrund der zugrundegelegten Effektivtemperaturskala systematisch stärker streuen.

Pekuliargeschwindigkeiten werden außerdem oft, wie in Abb. 7.2 und Abb. 7.3 gezeigt, über der $[\text{Fe}/\text{H}]$ - oder der $[\text{Fe}/\text{O}]$ -Skala aufgetragen (z.B. Gilmore *et al.* 1989; Gratton *et al.* 1996). Wir erwähnten bereits, daß in beiden Darstellungen keine Störung der U -Komponenten zu erkennen ist. Eisen wird während der *frühen* Entwicklungsphase der Galaxis ausschließlich in SN II-Explosionen erzeugt, da der betreffende Zeitraum für nennenswerte Beiträge aus SN Ia-Explosionen, die erst mit einer Verzögerung von $\approx 10^9$ Jahren zur Anreicherung mit Eisen beitragen können, zu kurz gewesen sein dürfte. Die Nukleosynthese von Eisen in SN II hängt wesentlich von der Explosionsenergie, der Anfangsmetallizität und der Anfangsmasse der explodierenden Sterne ab. Diese Abhängigkeit ist allerdings nicht unbedingt monoton, wie die von Woosley und Weaver (1995) berechnete Verteilungen von SN II-Produkten zeigen (Abb. 7.8 auf S. 294). Die Anreicherung des interstellaren Gases mit Eisen aus SN II-Explosionen erfolgt demnach nicht in der selben Weise wie die Anreicherung mit Sauerstoff. $[\text{Fe}/\text{H}]$ sagt also möglicherweise mehr über den spezifischen Explosionsvorgang bei einzelnen SNe II aus als über die Sternentstehungsrate und die Anfangsmassenverteilungsfunktion. Die $[\text{Fe}/\text{H}]$ -Skala ist zur Beschreibung der *frühen* chemischen und

¹¹Gemeint ist lediglich, daß die Bedingungen für eine differenzierte Untersuchung populationsbezogener kinematischer Eigenschaften auf Basis der vorliegenden $[\text{O}/\text{H}]$ -Skala möglicherweise besser sind.

kinematischen Entwicklung ungeeignet und deshalb auch die [Fe/O]-Skala.

Die Störung in der Verteilung der U -Komponenten könnte – wenn sie sich in weiteren Untersuchungen bestätigen sollte – ein Hinweis auf eine Sterngruppe sein, die von der Galaxis in relativ junger Zeit akkretiert worden ist und seitdem noch nicht vollständig dispergierte. Es wurden bereits zahlreiche Sterngruppen gefunden, die dem Halo zugerechnet werden und eine einheitliche Bewegungsrichtung aufweisen (*moving groups*), also noch nicht dispergiert sind (siehe Majewski *et al.* 1994, und Zitate ebenda). Majewski *et al.* entdeckten im Halo (in Richtung zum galaktischen Nordpol) eine Sterngruppe, die durch extreme U -Geschwindigkeiten ($U = -414 \dots -116 \text{ km s}^{-1}$) auffällt. Sollte es sich auch in unserem Fall um eine ähnliche Bewegungsgruppe handeln, dann stellt sich die Frage, warum die Signatur relativ diskret bei $[\text{O}/\text{H}] \approx -1$ auftritt. Nach dem Bild von Searle und Zinn (1978) wäre die Fragmentierung eines Kugelsternhaufens (mit einer typischerweise niedrigen Sauerstoffhäufigkeit) in jüngerer Zeit eine mögliche Erklärung. Möglich wäre auch, daß es sich um einen Hinweis auf Ausläufer einer in jüngerer Zeit akkretierten Zwerggalaxie handelt.

Auf der [O/H]-Skala können Sterne aus dem Halo und der dicke Scheibe offenbar unterschieden werden (Tab. 7.1 auf S. 297 unter H). Dabei erweist sich das untersolare Mg/O-Verhältnis im Halo als ein weiteres Identifikationsmerkmal (Abb. 7.9 auf S. 295). Sterne mit einem solarem O/Fe-Verhältnis überdecken einen Bereich von $[\text{O}/\text{H}] \approx -0.4 \dots 0.5$ und zählen aufgrund ihrer Kinematik (Korotation mit der Sonne) zur dünnen Scheibe (siehe Symbole mit kleinen Durchmessern in Abb. 7.1). Die Tatsache, daß sich dünne und dicke Scheibe im Bereich $[\text{O}/\text{H}] \approx -0.4 \dots +0.1$ überlappen, kann damit erklärt werden, daß sich beide Komponenten ungefähr zur selben Zeit bildeten. Möglich ist auch, daß sich der Sauerstoffgehalt der Gaskomponente in der Scheibe relativ zu Wasserstoff durch Akkretion von primordiales extragalaktischem Gas vermindert hat. Fuhrmann (1998a) stellt fest, daß einige Sterne zwar kinematisch und aufgrund ihres Alters zur dünnen Scheibe zählen, aber bezogen auf die Eisenhäufigkeit stärker mit Magnesium angereichert sind als die Sonne. Die dünne und die dicke Scheibe lassen sich also allein aufgrund chemischer und kinematischer Merkmale nicht deutlich voneinander unterscheiden. Auf der [O/H]-Skala ist eine solche Unterscheidung nicht möglich.

Abb. 7.1 deutet darauf hin, daß die dünne Scheibe auf der [O/H]-Skala in die alte Scheibenpopulation (Überlappungsbereich) und die junge Scheibenpopulation unterschieden werden kann (siehe Tab. 7.1 unter jS). Wir erhalten, über 12 Sterne gemittelt, eine für die dünne Scheibe erwartete Geschwindigkeitsdispersion der U -Komponenten von $\sigma_U = 42 \text{ km s}^{-1}$, der V -Komponenten von $\sigma_V = 14 \text{ km s}^{-1}$ und der W -Komponenten von $\sigma_W = 22 \text{ km s}^{-1}$. Die Zunahme der Sauerstoffhäufigkeit in jenem Bereich des Diagramms, in dem Sterne mit $[\text{O}/\text{H}] > 0$ kinematisch (siehe insbesondere V - und U -Komponente) zur dünnen Scheibe zählen, ist ein Indiz dafür, daß die Gaskomponente der dünnen Scheibe aufgrund aktueller Sternentstehung und SN II-Aktivität auch weiterhin mit Metallen angereichert wird.

Nach einem chemodynamischen Modell von Burkert *et al.* (1992) ist die Sternentstehungsrate in der jungen dünnen Scheibe auf niedrigem Niveau weitgehend konstant, allerdings mit regelmäßigen Ausbrüchen, die nach Ansicht der Autoren nicht auf numerischen Effekten bei ihren Modellrechnungen beruhen. Vor diesem Hintergrund fallen zwei Sterne aus der jungen Scheibe auf, die ein untersolares Fe/O-Verhältnis aufweisen. Für den Fall, daß ausschließlich SN II-Explosionen stattfinden, würde man ein verringertes Fe/O-Verhältnis erwarten und nicht, wie Gratton *et al.* (1996) feststellen, ein weiteres Anwachsen von Fe/O. Wir stellen fest, daß der überwiegende Teil der jungen Scheibensterne (mit $[\text{O}/\text{H}] > 0$), bis auf die beiden Ausreißer, ein solares O/Fe-Verhältnis bei einer Streuung von 0.10 dex aufweist. Dieses Detail besagt, daß die Produktionsraten von Sauerstoff in SNe II und von Eisen in SNe II und SNe Ia im Gleichgewicht sein müssen.

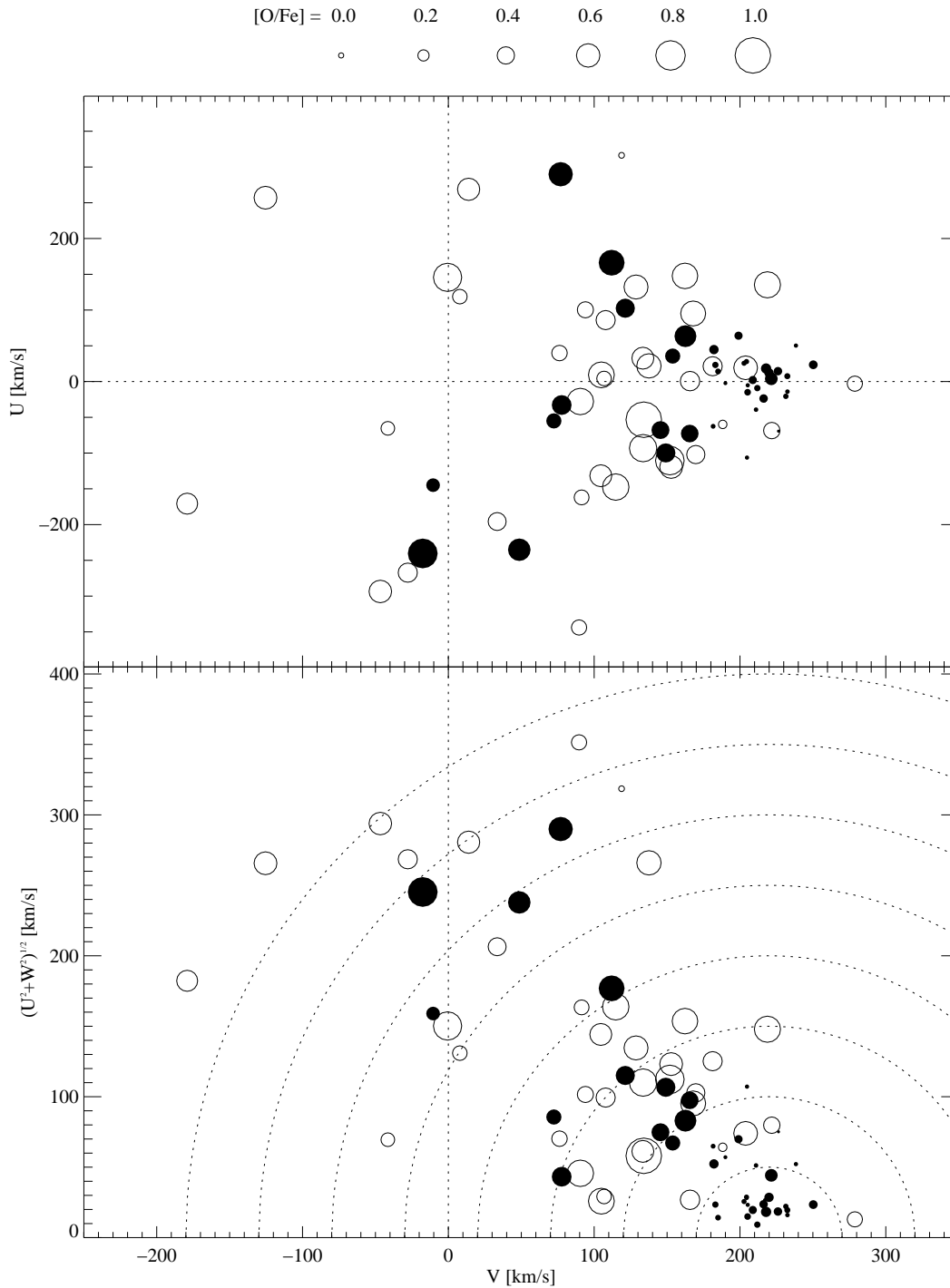


Abbildung 7.6 Raumgeschwindigkeiten im galaktischen Koordinatensystem. *Oben:* Im Bottlinger-Diagramm (hier ohne Kurvenschaaren gleicher Exzentrizität bzw. apogalaktischer Distanz) werden die Raumgeschwindigkeiten in der galaktischen Ebene gegeneinander aufgetragen ($\theta_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$). *Unten:* Toomre-Diagramm; die gepunkteten Linien markieren Raumgeschwindigkeiten in Schritten von 50 km s^{-1} . Die Kreisdurchmesser geben die Sauerstoffüberhäuflichkeiten an. Gefüllte Symbole repräsentieren Sterne, die mit den Stellarparametern von Fuhrmann (1998a) analysiert worden sind.

Ein solches Gleichgewicht könnte auch gewährleistet sein, wenn lediglich SNe II explodieren: Der in SNe II produzierte Eisenanteil hängt insbesondere von der *Endmasse* des explodierenden Sterns ab, während die Auswurftrate von Sauerstoff wenig davon beeinflusst sein dürfte.¹² Die Anfangsmassenverteilung in der Scheibe muß also nicht unbedingt von der IMF in der frühen Entwicklungsphase der Galaxis abweichen, denn die Differenz zwischen Anfangs- und Endmasse, die letztlich über das ausgeschüttete Fe/O-Verhältnis entscheidet, hängt vom Massenverlust durch *metallizitätsabhängige* strahlungsdruckgetriebene Winde ab (Mowlavi *et al.* 1998; Puls *et al.* 1998). Die Metallizität in der jungen Scheibe ist um mehrere Größenordnungen höher als in der Protogalaxis, so daß mit heftigeren Massenverlusten durch Winde, also mit kleineren Endmassen vor der Explosion gerechnet werden kann. Entsprechend wird die von SNe II abgegebene Materie höhere Fe/O-Verhältnisse aufweisen.

Die beiden Scheibensterne, die in Abb. 7.9 die höchste Sauerstoffhäufigkeit aufweisen, sind heißer als die Sonne, und wegen der übersolaren Metallizität nehmen wir an, daß sie wesentlich jünger sind. Beide Sterne weisen ein untersolares Fe/O-Verhältnis auf und haben – ähnlich wie die Sterne der Halokomponente – ein untersolares Mg/O-Verhältnis. Da ihre *U*-Komponenten kein Indiz dafür liefern, daß sie aus dem Galaktischen Bulge stammen, und weil ihr Mg/O-Verhältnis auf einen massereichen SN II-Vorgängerstern schließen läßt ($M \gtrsim 30 M_{\odot}$), könnten die Sterne auf einen in jüngster Zeit in der Scheibe stattgefundenen Anstieg der Sternentstehungsrate im Sinne der von Burkert *et al.* (1992) beschriebenen Ausbrüche hinweisen.

In Abb. 7.2 werden die galaktischen Geschwindigkeitskomponenten über der [Fe/H]-Skala dargestellt. Die Symboldurchmesser stellen wie in Abb. 7.1 ein Maß für die Sauerstoffüberhäufigkeit dar. Die Einschnürung, die in Abb. 7.1 bei [O/H] ≈ -0.4 eine ungefähre Diskriminierung von Halo und dicker Scheibe ermöglicht, fehlt in diesem Diagramm. Bei [Fe/H] ≈ -1 ist ein Zwischenraum von mehr als 0.1 dex erkennbar. Dieser könnte allerdings auch auf der Unvollständigkeit unserer Stichprobe beruhen. Dennoch ist die kontinuierliche Abnahme der *U*-Geschwindigkeitsdispersion zwischen [Fe/H] ≈ -0.9 und -0.65 auffällig. Betrachtet man die *V*-Komponente in Verbindung mit den solaren [O/Fe]-Werten, dann kann man zu dem Schluß gelangen, daß die Scheibe spätestens ab [Fe/H] $\gtrsim -0.3$ beginnt. Die dicke Scheibe kann auf der [Fe/H]-Skala möglicherweise etwas besser von der dünnen Scheibe unterschieden werden als auf der [O/H]-Skala. Wenn wir die dicke Scheibe zwischen [Fe/H] ≈ -0.3 und -1 festlegen, dann betragen die über 23 Sterne unserer Stichprobe gemittelten Geschwindigkeiten: $U = -18 \pm 75 \text{ km s}^{-1}$, $V = -159 \pm 60 \text{ km s}^{-1}$ und $W = 2 \pm 43 \text{ km s}^{-1}$. Beers und Sommer-Larsen (1995) grenzen die dicke Scheibe ihrer nicht nach kinematischen Gesichtspunkten ausgewählten Stichprobe zwischen [Fe/H] ≈ -0.6 und -1 ein und ermitteln eine mittlere Rotationsgeschwindigkeit von $V = 190 \text{ km s}^{-1}$. Die Autoren bestimmen für die dicke Scheibe Dispersionsgeschwindigkeiten von $\sigma_U = 63 \text{ km s}^{-1}$, $\sigma_V = 42 \text{ km s}^{-1}$ und $\sigma_W = 38 \text{ km s}^{-1}$, in relativ guter Übereinstimmung mit unserem Ergebnis. Daß wir eine um 30 km s^{-1} kleinere mittlere Rotationsgeschwindigkeit bestimmen, könnte ein Auswahlereffekt sein, da ein Teil unserer Stichprobe nach Maßgabe hoher Eigenbewegungen ausgewählt wurde.

Die kinematischen und chemischen Eigenschaften unserer Stichprobe werden in Abb. 7.6 unter zwei weiteren Gesichtspunkten dargestellt: Aus dem Bottlinger-Diagramm (*oben*) kann die Zunahme der Exzentrizität mit wachsender Sauerstoffüberhäufigkeit qualitativ abgelesen werden. Das Toomre-Diagramm (Abb. 7.6, *unten*) verknüpft alle drei Raumgeschwindigkeiten. Die *heiße* Halokomponente und die *kühle* Komponente der dünnen Scheibe können auch hier kinematisch und anhand der O/Fe-Verhältnisse unterschieden werden. Die Komponente der dicken Scheibe kann allerdings nicht von der Halokomponente unterschieden werden.

¹²In Abb. 7.8 auf S. 294 sind die SN II-Beiträge allerdings gegen die Anfangsmasse aufgetragen.

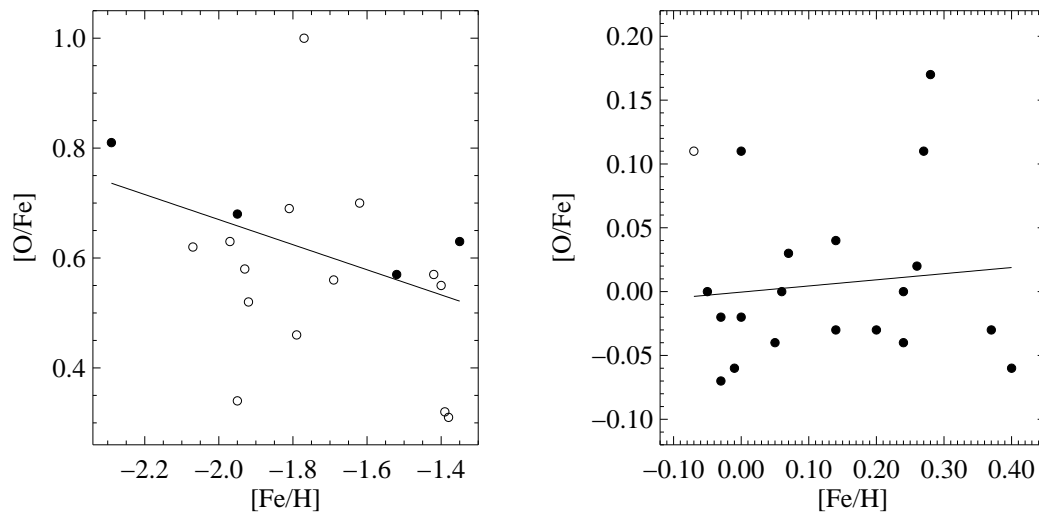


Abbildung 7.7 [O/Fe] im Halo (*links*) und in der (jungen) dünnen Scheibe (*rechts*). Gefüllte Symbole markieren [O/Fe]-Werte, die mit den Stellarparametern von Fuhrmann (1998a) bestimmt worden sind. Das mittlere O/Fe-Verhältnis entspricht in der dünnen Scheibe mit $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.1$ dex dem der Sonne (-1.29 ± 0.1 dex). Ein *signifikanter* Trend ist nicht zu erkennen.

Im Halo mit $[\text{Fe}/\text{H}] < -1.35$ dex beträgt die mittlere Sauerstoffüberhäufigkeit 0.6 dex. Die Streuung von ± 0.17 dex ist u.a. auf T_{eff} -Fehler bei Axer *et al.* (1995) zurückzuführen. Je nachdem, ob HD 140283 berücksichtigt oder vernachlässigt wird, beträgt der Gradient im Halo $-0.13 \dots -0.23$ dex pro Fe/H-Dekade.

7.2 [O/Fe]-Trends und Nukleosynthese

Abb. 6.20 auf S. 276 zeigt, daß die O/Fe-Verhältnisse für metallreiche Sterne mit $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -0.1$ im Mittel solar sind. Der entsprechende Bereich wird in Abb. 7.7 (auf der *rechten* Seite) vergrößert dargestellt. Es ist kein Trend zu erkennen. Allerdings: Wenn man $[\text{Fe}/\text{O}]$ über $[\text{O}/\text{H}]$ aufträgt (Abb. 7.9), dann ist in der jungen Scheibe allein aufgrund der beiden Sterne, die ein untersolares Fe/O-Verhältnis aufweisen, ein Trend feststellbar (siehe Tab. 7.1 unter jS). Mit abnehmender Metallizität wächst [O/Fe] an. Zwischen $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.3$ und -0.6 beträgt die Sauerstoffüberhäufigkeit $[\text{O}/\text{Fe}] \approx 0.3 \pm 0.15$, und zwischen -0.6 und ≈ -1.2 erhalten wir $[\text{O}/\text{Fe}] \approx 0.5 \pm 0.2$. Für $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -1.4$ beträgt der [O/Fe]-Wert im Mittel ≈ 0.64 (siehe Tab. 7.1 und Abb. 7.7, *links*), wobei nur ein schwacher Trend von $\frac{\Delta[\text{O}/\text{Fe}]}{\Delta[\text{Fe}/\text{H}]} \approx -0.18 \pm 0.05$ besteht. Wir stellen fest, daß die mittlere Rotationsgeschwindigkeit für Sterne mit $[\text{Fe}/\text{H}] < -1.5$ kleiner ist als die mittlere Rotationsgeschwindigkeit der Halokomponente, die wir mit $[\text{O}/\text{H}] < -0.75$ abgegrenzt haben. Einen ähnlichen Trend wie für [O/Fe], allerdings mit einem abgeflachten Gradienten bei geringen Metallizitäten, erhält Fuhrmann (1998a) für [Mg/Fe]. Die maximale Magnesiumüberhäufigkeit beträgt laut Fuhrmann $[\text{Mg}/\text{Fe}] \approx 0.4$ dex.

In Abb. 6.20 auf S. 276 wurde das chemische Entwicklungsmodell von Timmes *et al.* (1995) eingezeichnet. Die Sauerstoffska wurde dabei korrigiert, denn Timmes *et al.* verwenden ursprünglich eine solare Sauerstoffhäufigkeit von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.93$ (Anders und Grevesse 1989). Da sich mit der Neubestimmten Sauerstoffhäufigkeit auch das solare O/Fe-Verhältnis um 0.13 dex vermindert, wurde das Entwicklungsmodell in Abb. 6.20 um 0.13 dex nach oben verschoben. Wir stellen fest, daß der von Timmes *et al.* (1995) berechnete schwache Anstieg des O/Fe-Verhältnisses im Halo ($\frac{\Delta[\text{O}/\text{Fe}]}{\Delta[\text{Fe}/\text{H}]} \approx -0.15$) mit unseren Ergebnissen übereinstimmt. Allerdings erreicht das Modell selbst unter der Annahme einer um 50% verringerten Eisenproduktion (siehe obere gepunktete

Linie in Abb. 6.20) nicht die beobachteten O/Fe-Verhältnisse. Das chemische Entwicklungsmodell von Timmes *et al.* (1995) basiert auf den SN II-Nukleosyntheserechnungen von Woosley und Weaver (1995). Auf der Grundlage dieser Daten gelingt Timmes *et al.* (1995) auch keine Wiedergabe der beobachteten Mg/Fe-Trends. Thomas *et al.* (1998) stellen mit einem modifizierten chemischen Entwicklungsmodell fest, daß die theoretischen [Mg/Fe]-Werte auf der Basis der Arbeit von Woosley und Weaver (1995) systematisch kleiner sind als die beobachteten Mg/Fe-Verhältnisse. Beobachtete [O/Fe]-Trends können ebenfalls nicht wiedergegeben werden. Thomas *et al.* (1998) sind allerdings in der Lage, beobachtete Mg/Fe- und O/Fe-Trends auf der Basis der SN II-Nukleosyntheserechnungen von Thielemann *et al.* (1996) bzw. Nomoto *et al.* (1997b) wiederzugeben.

Die α -Elemente O und Mg werden während der hydrostatischen Prä-SNe II-Phase gebildet und während der Explosionsphase ausgeworfen. (Woosley und Weaver 1995; Nomoto *et al.* 1997b). Das Isotop ^{16}O wird sowohl beim Heliumbrennen als auch beim Neonbrennen erzeugt. Magnesium wird in der Phase des hydrostatischen Kohlenstoff- und Neonbrennens erzeugt. Die Synthese beider Elemente hängt nur wenig vom Explosionsmechanismus oder von der Anfangsmetallizität ab. Eisen wird durch Siliziumbrennen erzeugt. Ein Teil wird während der thermonuklearen SNe II-Explosion ausgeworfen, der Rest verbleibt als entarteter Eisenkern, der schließlich als Neutronenstern endet. Der Eisengehalt in der ausgeworfenen Materie hängt ganz wesentlich von der Anfangsmetallizität und dem Explosionsmechanismus ab (Woosley und Weaver 1995). SN Ia-Explosionen erzeugen Eisen auf effizientere Weise, weil nach der Explosion, kein Restkern mehr übrig bleibt (Thielemann *et al.* 1993; Nomoto *et al.* 1997a, Kohlenstoff-Deflagrationsmodell von). Abb. 7.8 zeigt in den ersten beiden Teilbildern die von Woosley und Weaver (1995) berechneten relativen SN II-Beiträge (jeweils auf die entsprechenden solaren Häufigkeitsverhältnisse normiert). Die Variation der relativen SN II-Beiträge ist insbesondere im oberen Massenspektrum durch unsichere Eisenproduktionsraten bedingt, die ihrerseits von der vorausgesetzten Anfangsmetallizität abhängen (vgl. in Abb. 7.8 das obere Bild mit dem mittleren Bild).

Die Elementhäufigkeitsverhältnisse von SNe II hängen u.a. von der $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktionsrate ab. Allerdings sind die hier diskutierten Häufigkeitsverhältnisse kaum davon betroffen. Nomoto *et al.* (1997b) diskutieren am Beispiel eines Sterns mit einer Anfangsmasse von $25 M_{\odot}$ die Konsequenzen für die chemische Zusammensetzung einer Typ II Supernova, die sich bei Verringerung der $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktionsrate um den Faktor 2.3 ergeben: Das C/O-Verhältnis erhöht sich auf einen übersolaren Wert, das Mg/O-Verhältnis ändert sich nur geringfügig (im wesentlichen ändern sich die Häufigkeitsverhältnisse der Mg-Isotope) und das Verhältnis $^{16}\text{O}/^{56}\text{Fe}$ ändert sich ebenfalls nur marginal.

Die in Abb. 7.8 dargestellten relativen, auf die Sonne bezogenen SN II-Beiträge hängen – wie beim Vergleich mit Timmes *et al.* (1995) – von der absoluten solaren Sauerstoffhäufigkeit ab. Die Differenz zwischen der solaren Sauerstoffhäufigkeit von Lambert (1978) und dem von uns ermittelten Wert $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.80 \pm 0.06$ wird in Abb. 7.8 veranschaulicht. Während das Mg/O-Verhältnis von Nomoto *et al.* (1997b) mit der höheren Sauerstoffhäufigkeit von Anders und Grevesse (1989) im oberen Massenbereich vernachlässigbar klein ist, ergibt sich mit der Neubestimmten niedrigeren solaren Sauerstoffhäufigkeit eine Differenz von fast 0.2 dex.

Bei der Betrachtung der Verteilung von [Mg/O] in Abb. 7.9 sind die Magnesiumhäufigkeiten von Fuhrmann *et al.* (1995) (offene Symbole) und Fuhrmann (1998a) (gefüllte Symbole) zu unterscheiden. Fuhrmann *et al.* (1995) verwenden Schwerebeschleunigungen, die aus dem Fe I/Fe II-Ionisationsgleichgewicht bestimmt worden sind. Die [Mg/O]-Werte, die mit Magnesiumhäufigkeiten von Fuhrmann *et al.* (1995) berechnet wurden, streuen also aufgrund des zu erwartenden systematischen Fehlers stärker als die [Mg/O]-Werte mit Magnesiumhäufigkeiten von Fuhrmann

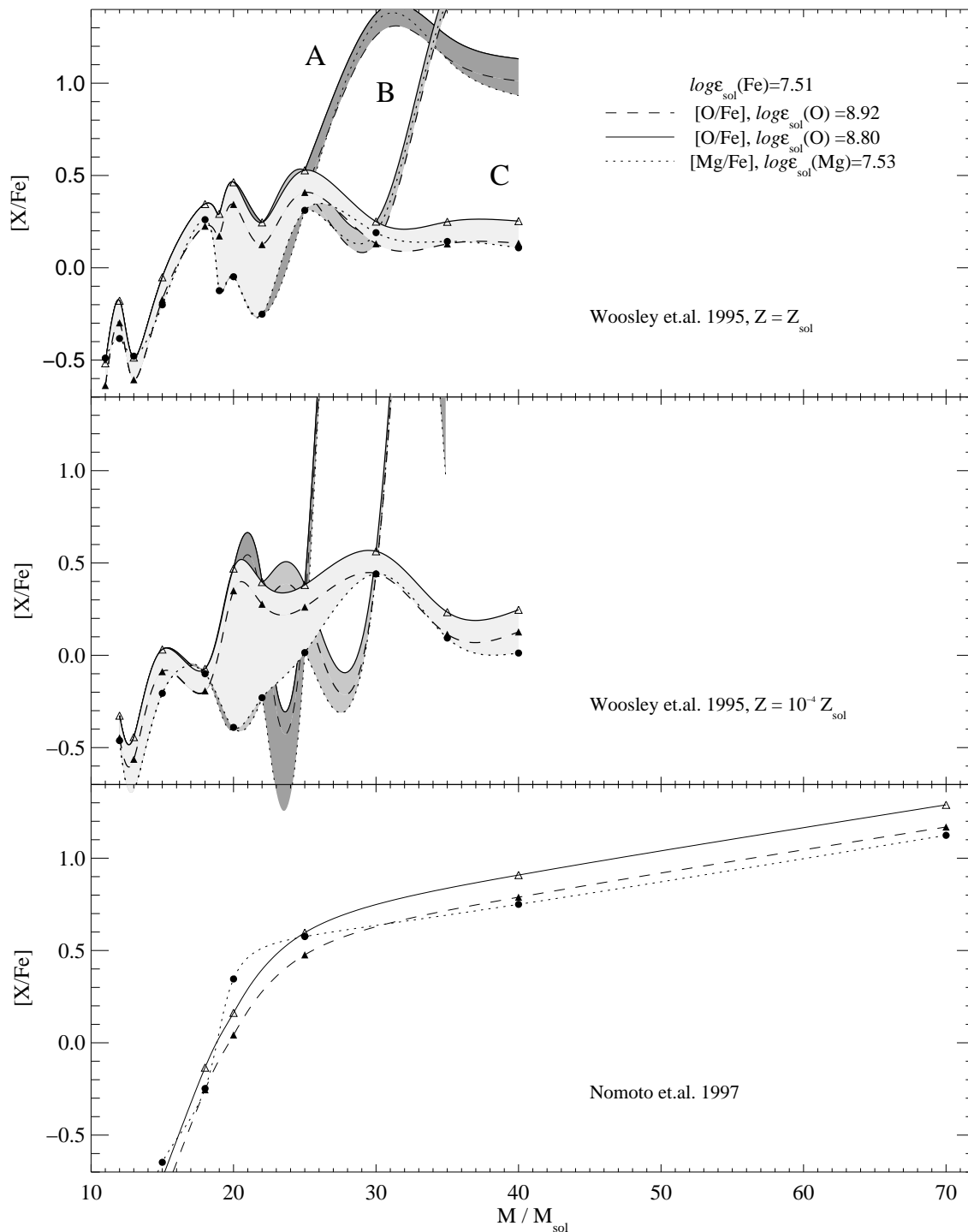


Abbildung 7.8 SNII-Beiträge (*yields*) der Nukleosyntheseprodukte O und Mg im Verhältnis zu Fe. Dargestellt sind die *yields* nach Berechnungen von Woosley und Weaver (1995) für solare Anfangsmetallizität (*Oben*) und für ($Z = 10^{-4} \cdot Z_{\odot}$, *Mitte*), sowie SNII-Beiträge nach Berechnungen von Nomoto *et al.* (1997b). Von Woosley und Weaver (1995) werden jeweils drei Modelle A, B, und C mit jeweils erhöhter Explosionsenergie (für $M \geq 30 M_{\odot}$) gezeigt. Auf der Abzisse ist die Anfangsmasse der Sterne aufgetragen, und auf der Ordinate werden die auf die Sonne normierten logarithmischen Teilchenzahlverhältnisse $[\text{O}/\text{Fe}]$ bzw. $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ angegeben. Die jeweils dargestellten $[\text{O}/\text{Fe}]$ -Kurven beziehen sich auf eine solare Sauerstoffhäufigkeit von $\log \epsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.92$ bzw. 8.80 dex.

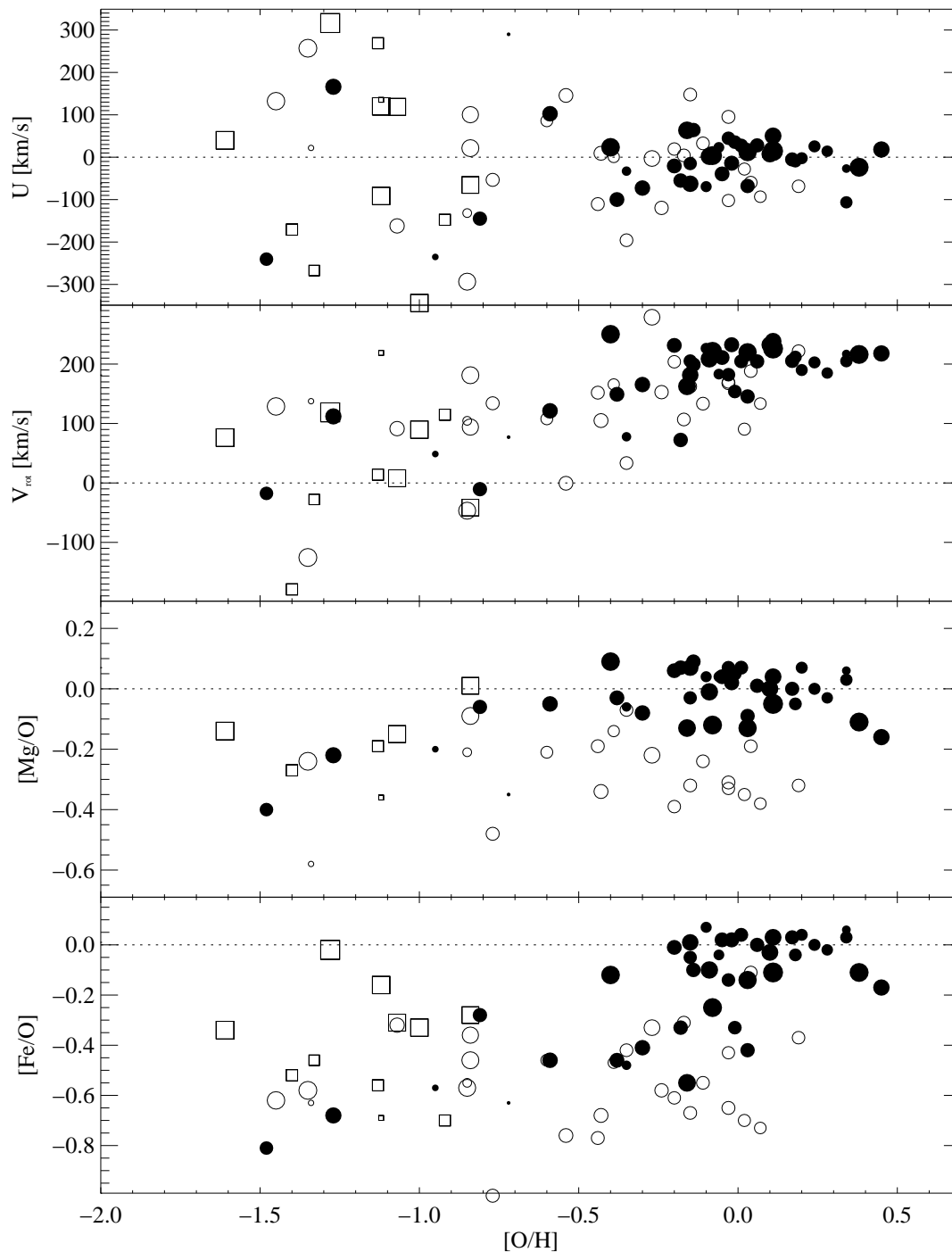


Abbildung 7.9 U- und V-Geschwindigkeiten sowie [Mg/O] und [Fe/O] gegen [O/H] aufgetragen. Die Sauerstoffhäufigkeiten wurden unter Berücksichtigung von NLTE aus dem O I 7773-Triplett abgeleitet. Die Quadrate kennzeichnen die Verwendung der Äquivalentbreiten von Tomkin *et al.* (1992). Die Symbolgröße ist ein Maß für T_{eff} . Ein Zusammenhang zwischen [O/H] und T_{eff} ist nicht erkennbar. Gefüllte Symbole kennzeichnen Sterne, die mit den revidierten Stellarparametern von Fuhrmann (1998a) analysiert wurden, und deren Sauerstoff- und Magnesiumhäufigkeiten als besonders zuverlässig betrachtet werden können. Die Magnesiumhäufigkeiten stammen sonst aus der Arbeit von Fuhrmann *et al.* (1995).

(1998a). Dennoch ist in Abb. 7.9 ein Trend der Mg/O-Verhältnisse im Halo zu erkennen, auch wenn nur wenige Datenpunkte auf den genaueren [Mg/H]-Werten beruhen. Die Abnahme des Mg/O-Verhältnisses im Halo – und möglicherweise auch am Übergang zwischen dicker und dünner Scheibe (bei $[O/H] \approx -0.1$) – steht mit den Nukleosyntheserechnungen von Nomoto *et al.* (1997b) für massereiche Sterne ($M > 30M_{\odot}$) ungefähr im Einklang – sofern die neubestimmte solare Sauerstoffhäufigkeit berücksichtigt wird. Die SN II-Beiträge von Woosley und Weaver (1995) weisen für Massen im oberen Massenbereich allerdings ungefähr dasselbe Mg/O-Verhältnis auf wie bei Nomoto *et al.* (1997b), so daß das diagnostizierte untersolare Mg/O-Verhältnis im Halo nicht zur Diskriminierung eines der Nukleosynthesemodelle geeignet ist. Der Mg/O-Trend im Halo könnte ein Hinweis darauf sein, daß die Anfangsmassenverteilungsfunktion variabel war, so daß in einer frühen Epoche der Galaxis die Bildung massereicher Sterne begünstigt wurde. Eventuell spielen auch metallizitätsabhängige Massenverluste bis zur Prä-Supernovaphase eine Rolle.

Einzelne Sterne, beispielsweise HD 140283, weisen ein noch kleineres [Mg/O]-Verhältnis auf, das mit den hier betrachteten Nukleosynthesemodellen nicht zu erklären ist. An dieser Stelle ist zu erwähnen, daß Fuhrmann (1998a) die Magnesiumhäufigkeiten unter der Annahme von LTE bestimmt. Inwiefern die Berücksichtigung von NLTE-Abweichungen die ermittelte Magnesiumhäufigkeit von HD 140283 erhöhen könnte, wäre zu untersuchen. Es gibt aber bereits Hinweise auf entsprechende Effekte (Zhao *et al.* 1998).

Gratton *et al.* (1996) vergleichen die Verteilung von [Fe/O] über [O/H] mit chemischen Entwicklungsmodellen von Matteucci und Francois (1992) und kommen zu dem Schluß, daß sich der Anstieg der Sauerstoffhäufigkeit bis auf $[O/H] = -0.3$ vor dem Einsetzen von SN Ia-Explosionen vollzogen haben muß, d.h. die Anreicherung mit Sauerstoff erfolgte auf einer Zeitskala von $\approx 10^9$ Jahren. Die Autoren weisen daraufhin, daß die [Fe/O]-Werte nicht unmittelbar von [O/H] abhängen können, da die Streuung von [Fe/O] deutlich größer ist, als aufgrund von Beobachtungsfehlern zu erwarten wäre. Gratton *et al.* (1996) stellen außerdem kinematische Größen (V_{rot} , Bahnexzentrizitäten) über der [Fe/O]-Skala dar und interpretieren die Streuung der über [O/H] aufgetragenen [Fe/O]-Werte als plötzlichen Anstieg der Eisenproduktion im Übergangsbereich zwischen dicker und dünner Scheibe. Der Anstieg der Eisenproduktion infolge von SN Ia-Explosionen sei nur in Verbindung mit einer plötzlichen Abnahme der Sternentstehungsrate zu verstehen, da kaum noch Sauerstoff produziert wird. Schließlich muß die Sternentstehungsrate bei der Bildung der dünnen Scheibe wieder zugenommen haben, da nur so der von Gratton *et al.* beobachtete simultane Anstieg von [O/H] und [Fe/O] verstanden werden kann. Unsere Ergebnisse stimmen mit den Ergebnissen von Gratton *et al.* weitgehend überein. Allerdings können wir keinen weiteren Anstieg von [Fe/O] oberhalb von $[Fe/O] \approx 0.1$ feststellen (siehe S. 289). Stattdessen finden wir für Sterne der jungen Scheibe ($[O/H] > 0.1$) solare Fe/O-Verhältnisse (Abb. 7.9) und allenfalls eine Abnahme der Fe/O-Verhältnisse.

Obwohl die Arbeit von Gratton *et al.* (1996) methodische Mängel aufweist, die zu einer erhöhten Streuung der photometrisch bestimmten Effektivtemperaturen, Schwerebeschleunigungen und Metallizitäten geführt haben (siehe dazu Fuhrmann 1998a, Abb. 13 und Abb. 17), sind die Autoren in der Lage einen Trend von [Fe/O] gegen [O/H] in der Scheibenpopulation zu diagnostizieren. Fuhrmann (1998a) erhält für Magnesium eine *deutlichere* Unterscheidung zwischen der dicken und der dünnen Scheibe als Edvardsson *et al.* (1993a) und Gratton *et al.* (1996): Halosterne können anhand ihrer extrem geringen Magnesiumhäufigkeiten von $[Mg/H] \lesssim -0.8$ ($[Fe/H] \lesssim -1$) klassifiziert werden, während die Sterne der dicken Scheibe Magnesiumhäufigkeiten im Bereich $[Mg/H] \approx -0.7 \dots 0$ und einen [Fe/Mg]-Wert von ≈ 0.4 dex aufweisen. Der Übergang zwischen dicker und dünner Scheibe ist sehr gut auf der [Fe/Mg]-Skala zu verfolgen. Fuhrmann findet in der dünnen Scheibe für Sterne mit $[Mg/H] \lesssim -0.3$ ($[Fe/H] \lesssim -0.5$) einen klaren [Fe/Mg]-Trend. Außerdem findet er, daß Sterne mit übersolarer Metallizität weitgehend solare Fe/Mg-Verhältnisse

Tabelle 7.1 Mittlere Häufigkeiten, Häufigkeitsverhältnisse und mittlere galaktische Raumgeschwindigkeiten innerhalb bestimmter Metallizitätsbereiche (siehe zweite Spalte) für Sterne *der untersuchten Stichprobe*. In der ersten Spalte werden Bereiche auf der [Fe/H]- bzw. [O/H]-Skala vorgeschlagen, die sich nach dem Vergleich von kinematischen und chemischen Eigenschaften zur Unterscheidung von Halo (H), dicker Scheibe (dS), dünner Scheibe (S) und junger dünner Scheibe (jS) eignen (vgl. Abb. 7.2, 7.1 und 7.9). Die angegebenen Mittelwerte können allerdings nur eine Orientierung geben, da die Metallizitäts- bzw. [O/H]-Verteilungsfunktion der zugrundeliegenden Stichprobe nicht notwendigerweise repräsentativ ist. Die Stichprobe ist weder auf ein Raumvolumen noch auf einen Helligkeitsbereich bezogen vollständig. Bemerkenswert ist dennoch die Übereinstimmung mit Gratton *et al.* (1996), der für den Halo und die beiden Scheibenkomponenten ähnliche Mittelwerte für [Fe/H], [O/H], [Fe/O] und V erhält. Häufigkeiten, die mit den (genaueren) Stellarparametern von Fuhrmann (1998a) bestimmt wurden, sind mit doppeltem Gewicht in die Mittelung von [O/Fe], [O/H] und [Fe/H] eingegangen. Die Geschwindigkeiten U , V , W werden in km s^{-1} angegeben.

Pop.	[Fe/H]	#	$\langle[\text{O}/\text{Fe}]\rangle$	$\frac{\Delta[\text{O}/\text{Fe}]}{\Delta[\text{Fe}/\text{H}]}$	$\langle[\text{O}/\text{H}]\rangle$	$\langle[\text{Fe}/\text{H}]\rangle$	$\langle U \rangle$	$\langle V \rangle$	$\langle W \rangle$
	-0.10 ... 0.40	20	0.01 ± 0.06	0.04	0.14 ± 0.16	0.13 ± 0.14	-8 ± 37	214 ± 16	-3 ± 19
S	-0.30 ... 0.40	30	0.03 ± 0.08		0.06 ± 0.18	0.03 ± 0.18	-6 ± 38	212 ± 18	-2 ± 20
S	Gratton <i>et al.</i>	68	0.01 ± 0.11		-0.18 ± 0.18	-0.19 ± 0.26		206 ± 27	
	-0.65 ... -0.30	10	0.23 ± 0.15		-0.22 ± 0.21	-0.45 ± 0.10	-14 ± 44	187 ± 68	-1 ± 35
dS	-1.00 ... -0.30	23	0.39 ± 0.20		-0.22 ± 0.18	-0.61 ± 0.18	-18 ± 75	159 ± 60	2 ± 43
dS	Gratton <i>et al.</i>	19	0.36 ± 0.06		-0.29 ± 0.12	-0.63 ± 0.15		144 ± 48	
	-2.10 ... -1.35	17	0.58 ± 0.15	-0.14	-1.11 ± 0.26	-1.69 ± 0.25	-1 ± 195	52 ± 101	-21 ± 80
	-2.29 ... -1.35	18	0.60 ± 0.16	-0.23	-1.14 ± 0.27	-1.74 ± 0.29	-15 ± 197	48 ± 99	-17 ± 79
H	-2.29 ... -1.50	13	0.64 ± 0.15	-0.17	-1.24 ± 0.23	-1.88 ± 0.22	-7 ± 191	48 ± 113	-26 ± 90
H	Gratton <i>et al.</i>	29	0.46 ± 0.10		-1.23 ± 0.40	-1.68 ± 0.41		58 ± 62	
	[O/H]	#	$\langle[\text{Fe}/\text{O}]\rangle$	$\frac{\Delta[\text{Fe}/\text{O}]}{\Delta[\text{O}/\text{H}]}$	$\langle[\text{O}/\text{H}]\rangle$	$\langle[\text{Fe}/\text{H}]\rangle$	$\langle U \rangle$	$\langle V \rangle$	$\langle W \rangle$
jS	0.10 ... 0.45	12	-0.04 ± 0.10	-0.15	0.25 ± 0.11	0.21 ± 0.13	-9 ± 42	211 ± 14	-6 ± 22
	-0.70 ... -0.30	12	-0.37 ± 0.25		-0.45 ± 0.11	-0.82 ± 0.27	-4 ± 95	136 ± 79	-5 ± 36
	-1.61 ... -0.50	29	-0.49 ± 0.23	0.15	-1.00 ± 0.30	-1.49 ± 0.41	2 ± 186	77 ± 122	-25 ± 73
H	-1.61 ... -0.75	24	-0.50 ± 0.21	0.13	-1.10 ± 0.25	-1.61 ± 0.35	-23 ± 191	71 ± 129	-28 ± 78
H	Gratton <i>et al.</i>	29	-0.46 ± 0.10		-1.23 ± 0.40	-1.68 ± 0.41		58 ± 62	
	-1.61 ... -0.90	17	-0.52 ± 0.21	0.18	-1.23 ± 0.20	-1.75 ± 0.31	0 ± 210	75 ± 144	-24 ± 89
	[Fe/O]	#	$\langle[\text{Fe}/\text{O}]\rangle$		$\langle[\text{O}/\text{H}]\rangle$	$\langle[\text{Fe}/\text{H}]\rangle$	$\langle U \rangle$	$\langle V \rangle$	$\langle W \rangle$
	-0.10 ... 0.07	26	0.00 ± 0.04		-0.03 ± 0.28	-0.03 ± 0.29	8 ± 72	210 ± 26	0 ± 19
	-0.40 ... -0.10	23	-0.22 ± 0.10		-0.27 ± 0.50	-0.48 ± 0.55	-14 ± 101	163 ± 112	-12 ± 48
	-0.90 ... -0.35	37	-0.56 ± 0.12		-0.62 ± 0.48	-1.18 ± 0.53	-10 ± 150	98 ± 90	-12 ± 65
	-0.90 ... -0.45	31	-0.59 ± 0.10		-0.71 ± 0.47	-1.30 ± 0.49	0 ± 157	91 ± 93	-17 ± 68

aufweisen.

7.3 Zusammenfassung

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermittelten Sauerstoffhäufigkeiten bieten eine Grundlage für weitere Untersuchungen, beispielweise die Altersbestimmung der Sterne unter Berücksichtigung ihrer individuellen Sauerstoffhäufigkeit.

Die Berücksichtigung von NLTE-Effekten ist für die Verteilung der Fe/O-Verhältnisse, speziell für einige Sterne am Übergang zwischen dicker und dünner Scheibe sowie in der jungen Scheibe erforderlich. Ohne Berücksichtigung der NLTE-Effekte würden die heißeren Sterne der jungen Scheibe deutlich untersolare Fe/O- und Mg/O-Verhältnisse aufweisen, so daß z.B. die SN II-Rate in der jungen Scheibe überschätzt werden würde.

Wir stellen fest, daß das korrigierte chemische Entwicklungsmodell für O/Fe von Timmes *et al.*

(1995) nicht mit unseren Beobachtungsergebnissen übereinstimmt. Beim Vergleich von chemischen Entwicklungsmodellen und Nukleosyntheserechnungen mit den *differentiell* zur Sonne bestimmten O/Fe-Verhältnissen muß das solare $(\text{O/Fe})_{\odot}$ -Verhältnis bzw. $\log \varepsilon_{\odot}(\text{O}) = 8.80 \pm 0.06$ berücksichtigt werden.

Halo und dicke Scheibe können auf der [O/H]-Skala anhand kinematischer *und* chemischer Signaturen unterschieden werden (Halo: $[\text{O/H}] \lesssim -0.75$). Als ein weiteres Unterscheidungsmerkmal könnte das Mg/O-Verhältnis dienen, das nach dem Nukleosynthesemodell von Nomoto *et al.* (1997b) als Signatur einer SN II-Aktivität gewertet werden kann, die von der Explosionsenergie und der Anfangsmetallizität kaum abhängt. Nach dem SN II-Nukleosynthesemodell von Nomoto *et al.* (1997b) könnten die gefundenen untersolaren Mg/O-Verhältnisse auf eine zu massereichen Sternen ($M \gtrsim 30 M_{\odot}$) hin gewichtete Anfangsmassenverteilung hinweisen.

Im Halo finden wir untersolare Mg/O-Verhältnisse, wobei sich eine Korrespondenz mit den für den Halo typischen Geschwindigkeitsdispersionen andeutet. Da die errechneten Mg-Beiträge bzw. Mg/O-Verhältnisse aus Typ II Supernovae insbesondere für Sterne im Anfangsmassenbereich unterhalb von $30 M_{\odot}$ von der Konvektionstheorie abhängen (Nomoto 1998, priv. Mitteilung), wäre die Frage, ob Mg/O-Verhältnisse auch im Übergangsbereich zwischen Halo und dicker Scheibe untersolar sind, einer genaueren Untersuchung wert.

Die aus unserer Stichprobe bestimmten Geschwindigkeitsdispersionen stimmen mit den in der Literatur angegebenen Werten weitgehend überein. Für die auf der [Fe/H]- bzw. auf der [O/H]-Skala eingegrenzte Halopopulation bestimmen wir ein mittleres O/Fe-Verhältnis, das von der jeweils zugrundegelegten Skala abhängt. Über der [O/H]-Skala erhalten wir $[\text{O/Fe}] = 0.50 \pm 0.21$ und auf der [Fe/H]-Skala $[\text{O/Fe}] = 0.64 \pm 0.15$. Die Unterschiede lassen sich möglicherweise auf die unsichere Eisenproduktionsrate in SN II-Explosionen zurückführen.

Ferner unterscheiden wir – vorbehaltlich einer präzisen Altersbestimmung – auf der [O/H]-Skala zwischen der jungen dünnen Scheibe und der alten dünnen Scheibe. Die Dispersionsgeschwindigkeiten, die für die junge Scheibe ermittelt werden, stimmen mit Literaturwerten überein. Das Fe/O-Verhältnis wächst für *metallreiche* Sterne nicht weiter an, sondern bleibt im wesentlichen solar. Der systematische Unterschied zwischen dem Fe/O-Verhältnis im Halo und dem fast solaren Fe/O-Verhältnis in der jungen Scheibe ist möglicherweise auf unterschiedliche metallizitätsabhängige Massenverlusten bei den Vorgängersternen von SNe II zurückzuführen.

Die über der [O/H]-Skala aufgetragene Verteilung der *U*-Komponenten ist bei $[\text{O/H}] \approx -1$ deutlich gestört: Die Radialkomponente einer Gruppe von Sternen weist an dieser Stelle starke negative *U*-Geschwindigkeiten auf, während die auf der [O/H]-Skala benachbarten Sterne positive *U*-Komponenten haben. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, daß sich Sterne aus einer vor kurzem akkretierten Zwerggalaxie oder einem jüngst fragmentierten Kugelsternhaufen in der Nähe der Sonne befinden.

A. Diatomare Moleküle

In diesem Abschnitt werden einige für die theoretische Berechnung der Moleküllinienprofile relevante Zusammenhänge dargestellt. Zur Berechnung von Hönl-London-Faktoren, Anregungsenergien, Moleküllinienpositionen, Molekülzustandssummen wurde auf die Gesamtdarstellung von Herzberg (1966), Huber und Herzberg (1979) und auf die Arbeiten von Schadee (1964), Tatum (1966), Bennett (1970), Whiting und Nicholls (1974), Hinkle und Lambert (1975), Coxon (1980) und Goldman und Gillis (1981) zurückgegriffen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden synthetische Linienprofile von OH, CH und CN berechnet. Dabei stehen drei Aspekte im Vordergrund, die jeweils unterschiedliche Anforderungen an die Präzision der Molekül Daten stellen:

1. Anhand der infraroten Rotationsübergänge $\text{OH } X^2\Pi (v''=0)$, der Rotations-Schwingungsübergänge $\text{OH } X^2\Pi (\Delta v = 1)$ sowie der ultravioletten Banden $\text{OH } A^2\Sigma^+ - X^2\Pi (0,0)$ und $(1,1)$ werden *absolute* solare Sauerstoffhäufigkeiten bestimmt. Zu diesem Zweck sind zuverlässige *absolute* Linienoszillatorenstärken, Anregungsenergien E_l , eine präzise Dissoziationskonstante D_0 und Zustandssumme $Q(T)$ erforderlich.
2. $\text{OH } A-X$ - und $\text{CH } C-X$ -Banden werden zur differentiellen Bestimmung stellarer C- und O-Häufigkeiten verwendet. Während die erforderliche Genauigkeit von D_0 und E_l u.a. von $\Delta T_{\text{eff}} = T_{\text{eff}} - T_{\text{eff},\odot}$ bzw. dem Unterschied zwischen der Temperaturstruktur des analysierten Sterns und der Sonne abhängt, müssen die *absoluten* f -Werte der Linienübergänge nicht präzise sein. Stattdessen können wir auf *astrophysikalische* Oszillatorenstärken zurückgreifen. Für die Kalibration von Oszillatorenstärken anhand des linienreichen ultravioletten Spektrums der Sonne ist es allerdings hilfreich, wenn die Verhältnisse der Bandenübergangswahrscheinlichkeiten genau genug bekannt sind. Diese Überlegung ist allerdings nur für solche Linien relevant, die am Spektrum der Sonne kalibriert werden können. Wenn Molekülbanden in den Spektren kühlerer Sterne untersucht werden, ist eine *differentielle* Häufigkeitsbestimmung gegebenenfalls nicht möglich, da die Moleküllinien in der Sonne entweder zu schwach sind oder unverhältnismäßig stark geblendet werden.
3. Die Bestimmung der Oszillatorenstärke der Linie $\text{CN } (10,5) Q_2(26)$, die mit $[\text{O I}] 6363$ blendet, erfolgt sowohl durch Anschluß der synthetischen $\text{CN } A-X (0,0)$ -Bande an die Beobachtung als auch anhand eines Vergleichs von benachbarten Linien der Rotations-Schwingungsbande $(10,5)$ mit dem Sonnenspektrum. Diese Vergleiche sind deshalb angezeigt, weil D_0 und die Bandoszillatorenstärken $f(0,0)$ und $f(10,5)$ immer noch relativ unsicher sind. Für den direkten Vergleich von Linien der $(10,5)$ -Bande müssen sogar nur die Anregungsenergien und die relativen f -Werte zuverlässig sein. Ein einfacher Vergleich von Rotations-Schwingungsübergängen der $(10,5)$ -Bande mit Übergängen der $(0,0)$ -Bande setzt zumindest die Gültigkeit der Born-Oppenheimer-Näherung voraus und erfordert ein definiertes Verhältnis von Bandoszillatorenstärken $f(10,5)/f(0,0)$. Im Fall von Rotations-Schwingungs-Wechselwirkungen ist die Gültigkeit der vereinfachenden Approximationen nicht gesichert.

Tabelle A.1 Dissoziationskonstanten der berücksichtigten diatomaren Moleküle. SiH, CaH und TiO wurden für das chemische Gleichgewicht zwar berücksichtigt, stellen aber in dem Temperaturbereich von F- und G-Sternen nur einen unbedeutenden Bruchteil der Moleküle, so daß hier auf eine Wiedergabe der zahlreichen Niveaus verzichtet wurde. In den letzten beiden Spalten werden die elektronischen Niveau angegeben, die zur Berechnung der Molekülzustandssummen benötigt werden. Zur Berechnung der Zustandssumme $Q(T)$ wurden nur Niveaus bis zu einer Anregungssumme von $T_e = 50000 \text{ cm}^{-1}$ berücksichtigt. Die Literaturangaben beziehen sich auf verwendete spektroskopischen Rotations- und Schwingungskonstanten, die nicht im einzelnen aufgelistet sind. Wenn keine Angabe gemacht wird, stammt die Molekülkonstante aus der Arbeit von Dragon und Mutschlechner (1980).

Molekül	D_0 [eV]		Level	E_i [cm^{-1}]	Quelle
OH	4.392	Huber und Herzberg (1979)	X ² Π	0.00	Coxon (1980)
			A ² Σ ⁺	32402.39	Coxon (1980)
CH	3.465	Huber und Herzberg (1979)	X ² Π _r	0.00	Bernath <i>et al.</i> (1991)
			a ⁴ Σ ⁻	5844.00	Huber und Herzberg (1979)
			A ² Δ	23173.46	Bernath <i>et al.</i> (1991)
			B ² Σ ⁻	25712.51	Bernath <i>et al.</i> (1991)
			C ² Σ ⁺	31792.30	
CN	7.65	Bauschlicher <i>et al.</i> (1988)	X ² Σ ⁺	0.00	
			A ² Π	9245.34	
			B ² Σ ⁺	25766.15	
NH	3.400	Grevesse <i>et al.</i> (1990)	X ³ S ⁻	0.00	Brazier <i>et al.</i> (1986)
			a ¹ Δ	13147.14	Huber und Herzberg (1979)
			b ¹ S ⁺	21694.90	Huber und Herzberg (1979)
			A ³ Π	29807.95	Brazier <i>et al.</i> (1986)
CO	11.092	Huber und Herzberg (1979)	X ¹ Σ ⁺	0.00	
C ₂	6.21	Huber und Herzberg (1979)	x ¹ Σ _g ⁺	0.00	
			X ¹ Σ _g ⁺	716.24	
			A ¹ Σ _g ⁻	6434.27	
			b ¹ Π _u	8391.00	
			A ¹ Σ _u ⁺	13312.10	
			¹ Δ _g	14350.00	
			¹ Σ _g ⁺	19630.00	
			A ³ Π _g	20022.50	
			c ¹ Π _g	34261.90	
			X ¹ Σ _g ⁺	0.00	
			X ³ Σ _g ⁻	0.00	
H ₂	4.478	Huber und Herzberg (1979)	a ¹ Δ _g	7918.10	
			b ¹ Σ _g ⁺	13195.22	
			A ³ Σ _u ⁺	36096.00	
			X ¹ Σ _g ⁺	0.00	
O ₂	5.116	Huber und Herzberg (1979)	X ³ Σ _g ⁻	0.00	
			a ¹ Δ _g	7918.10	
			b ¹ Σ _g ⁺	13195.22	
			A ³ Σ _u ⁺	36096.00	
N ₂	9.754	Huber und Herzberg (1979)	X ¹ Σ _g ⁺	0.00	
NO	6.497	Huber und Herzberg (1979)	X ² Π	0.00	
MgH	1.340	Huber und Herzberg (1979)	X ² Σ ⁺	0.00	
			A ² Π _r	19221.20	
			B ² Σ	38730.00	

A.1 Chemisches Gleichgewicht

Bei Temperaturen von $\approx 4000 \dots 10000 \text{ K}$ bilden sich allenfalls diatomare Moleküle. Das Reaktionsgleichgewicht für ein Gemisch zweier Atomsorten A und B wird durch

$$\frac{p_A p_B}{p_{AB}} = kT \left(\frac{2\pi m_r kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{Q_A Q_B}{Q_{AB}} e^{-\frac{D_0}{kT}} \quad (\text{A.1})$$

beschrieben (Tatum 1966). Auf der linken Seite der Gleichung steht ein Produkt aus den Partialdrücken freier Bindungspartner und des Moleküls. Auf der rechten Seite steht das Produkt aus den Zustandssummen für Translationszustände, mit der reduzierten Masse $m_r = m_A m_B / m_{AB}$, und

den Zustandssummen der inneren Zustände des Moleküls sowie der Atome. D_0 ist die Dissoziationsenergie vom untersten Schwingungsniveau $\nu = 0$ des elektronischen Grundzustands und ist um den Betrag der Nullpunktsenergie kleiner als D_e , dem Energieabstand zwischen dem Dissoziationskontinuum und dem Minimum der Potentialkurve (siehe Gl. A.7).

Die Elektronen-, Atom- und Molekülpartialdrücke sind über die Massenerhaltungsgleichung

$$\varepsilon_{k_A} \left(p_g - p_e + \sum_{k_A, k_B} p_{k_A, k_B} \right) = \sum_i^{I_{\max}} p_{k_A, i} + \sum_{k_B=1}^{K_{\max}} (1 + \delta_{k_A, k_B}) p_{k_A, k_B} \quad (\text{A.2})$$

miteinander verknüpft, wobei δ_{k_A, k_B} das Kronecker-Symbol darstellt. Außerdem wird Ladungserhaltung vorausgesetzt:

$$p_e = \sum_{k=1}^{K_{\max}} \sum_{i=1}^{I_{\max}} i \cdot p_{k, i}. \quad (\text{A.3})$$

In Tab. A.1 werden die im Rahmen der vorliegenden Arbeit berücksichtigten Moleküle mit ihren Dissoziationskonstanten angegeben.

A.2 Zustandssummen

Die Zustandssummen $Q(T)$ wurden nach Tatum (1966) berechnet. Sie ergeben sich aus $Q_{\text{kin}} \cdot Q_{\text{int}}$, dem Produkt der Zustandssumme für die (kontinuierlichen) kinetischen Zustände innerhalb eines Raumvolumens V

$$Q_{\text{kin}} = \left(\frac{2\pi m_{AB} kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} V \quad (\text{A.4})$$

und der Zustandssumme der inneren Zustände

$$Q_{\text{int}} = \frac{kT}{\sigma hc} \exp\left\{ \frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{2} \omega_{e1} - \frac{1}{4} \omega_{e1} x_{e1} \right) \right\} \sum_e^{T_e, \max} g_e \sum_{\nu=0}^{\nu_{\max}} \frac{\exp\left\{ -\frac{hc}{kT} \left[\omega_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right)^2 + T_e \right] \right\}}{B_e - \alpha_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right)} \quad (\text{A.5})$$

Die Symbole haben dabei die übliche Bedeutung (siehe Herzberg 1950). Für heteronukleare Moleküle ist $\sigma = 1$ und für homonukleare Moleküle $\sigma = 2$. Das statistische Gewicht für elektronische Niveaus,

$$g_e = (2 - \delta_{0, \Lambda}) (2S + 1), \quad (\text{A.6})$$

berücksichtigt die Λ -Dopplung (Herzberg 1950, S. 227). Gl. A.5 setzt das Modell des anharmonischen Oszillators voraus, d.h. für jedes elektronische Niveau wird ein *Morse-Potential*

$$U(r - r_e) = D_e (1 - e^{\beta(r - r_e)})^2 \quad (\text{A.7})$$

$$\beta = \omega_e \sqrt{\frac{m_{AB} c}{2D_e h^2}}$$

angesetzt (Herzberg 1950, S. 101). Dabei ist m_{AB} die reduzierte Masse des Moleküls, r ist der Kernabstand und r_e der Gleichgewichtsabstand der Bindungspartner, der sich i.a. für jedes elektronische (bindende) Niveau unterscheidet. D_e ist der Energieabstand zwischen Energieminimum und den Dissoziationskontinuum.

Gl. A.5 weicht von der einfacheren Näherung $Q_{\text{int}} = Q_{\text{rot}} Q_{\text{vib}} Q_{\text{el}}$ ab: die Schwingungskonstante ω_e und die Anharmonizitätskonstante x_e hängen vom jeweiligen elektronischen Niveau und Q_{rot} vom Schwingungszustand ab. Tab. A.1 enthält eine Aufstellung der elektronischen Niveaus mit $T_e \lesssim 50000 \text{ cm}^{-1}$, die zur Berechnung von $Q(T)$ berücksichtigt worden sind. Zur Kontrolle haben wir die nach Gl. A.5 berechneten Zustandssummen mit den tabellierten Zustandssummen von Sauval und Tatum (1984) verglichen. Dabei wurde keine nennenswerte Abweichung festgestellt.

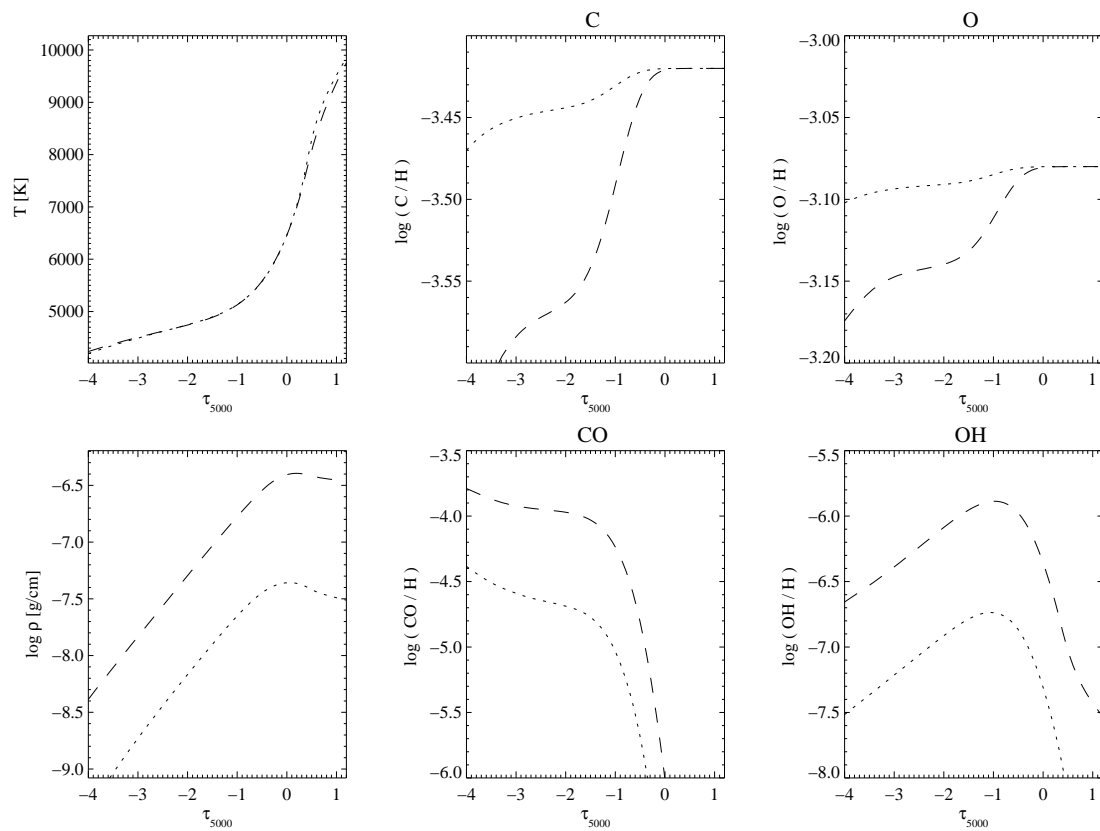


Abbildung A.1 Partialdruckschichtungen von C, O und CO, OH für die Modelle $T_{\text{eff}}=5800$ K, $\log g=3.00$, $[\text{Fe}/\text{H}]=0.00$, $\xi_{\text{mic}}=1.00$ (\cdots) und $T_{\text{eff}}=5800$ K, $\log g=4.60$, $[\text{Fe}/\text{H}]=0.00$, $\xi_{\text{mic}}=1.00$ ($- - -$), normiert auf den Partialdruck von Wasserstoff. Die Modelle wurden mit den skalierten ODF's von Kurucz (1992b) gerechnet (siehe S. 18). Wir stellen eine starke Variation der relativen Häufigkeit von OH fest, die aus der Relation $n(\text{OH}) \sim n(\text{O}) \cdot n(\text{H}) \sim \rho^2$ folgt, die die Anzahldichte diatomarer Moleküle ungefähr beschreibt. Gleichzeitig erkennen wir, daß sich die relative Häufigkeit von freien O-Atomen über die relevanten Linienentstehungsbereiche ($\log \tau_0 \approx -0.5$) bei Hauptreihensternen mit solarer Effektivtemperatur und Metallizität um bis zu 0.05 dex abnehmen kann, während sie in entwickelten Sternen lediglich um $\lesssim 0.01$ dex variiert.

A.3 Partialdrücke

Abb. A.1 und A.2 zeigen die relativen Häufigkeiten von freiem Kohlenstoff, Sauerstoff, CO und OH (Partialdrücke der jeweiligen Teilchensorte bezogen auf den Partialdruck von Wasserstoff). Die Variation der Schwerebeschleunigung in Abb. A.1 um $\Delta \log g = 1.6$ dex entspricht dem Unterschied zwischen einem Unterriesen und einem Hauptreihenstern. Zum einen ist festzustellen, daß sich die relative Häufigkeit von freiem Sauerstoff in der Photosphäre des Hauptreihensterns stärker ändert als bei dem Unterriesen. Die Änderung der relativen Häufigkeiten von C, O und OH hängt von der CO-Bildung und somit von dem vorausgesetzten C/O-Häufigkeitsverhältnis ab. Solange die Kohlenstoffhäufigkeit jedoch kleiner ist als die Sauerstoffhäufigkeit $[\text{C}/\text{O}] \lesssim 0.2$, sind die Auswirkungen der CO-Bildung auf die Entstehung des O I 7773-Tripletts nicht sehr groß. Für die Analyse von HD 103095 ist die vorausgesetzte Kohlenstoffhäufigkeit allerdings von Bedeutung. Bei der Analyse der O I 7773-Linien haben wir $[\text{C}/\text{Fe}] = 0$ angenommen (vgl. Tomkin *et al.* 1992). Eine kleinere Kohlenstoffhäufigkeit – Balachandran und Carney (1996b) bestimmen $[\text{C}/\text{Fe}] = -0.32 \pm 0.05$ – hätte zur Folge, daß aus den beobachteten O I 7773-Linien ein etwas kleinerer $[\text{O}/\text{Fe}]$ -Wert bestimmt worden wäre.

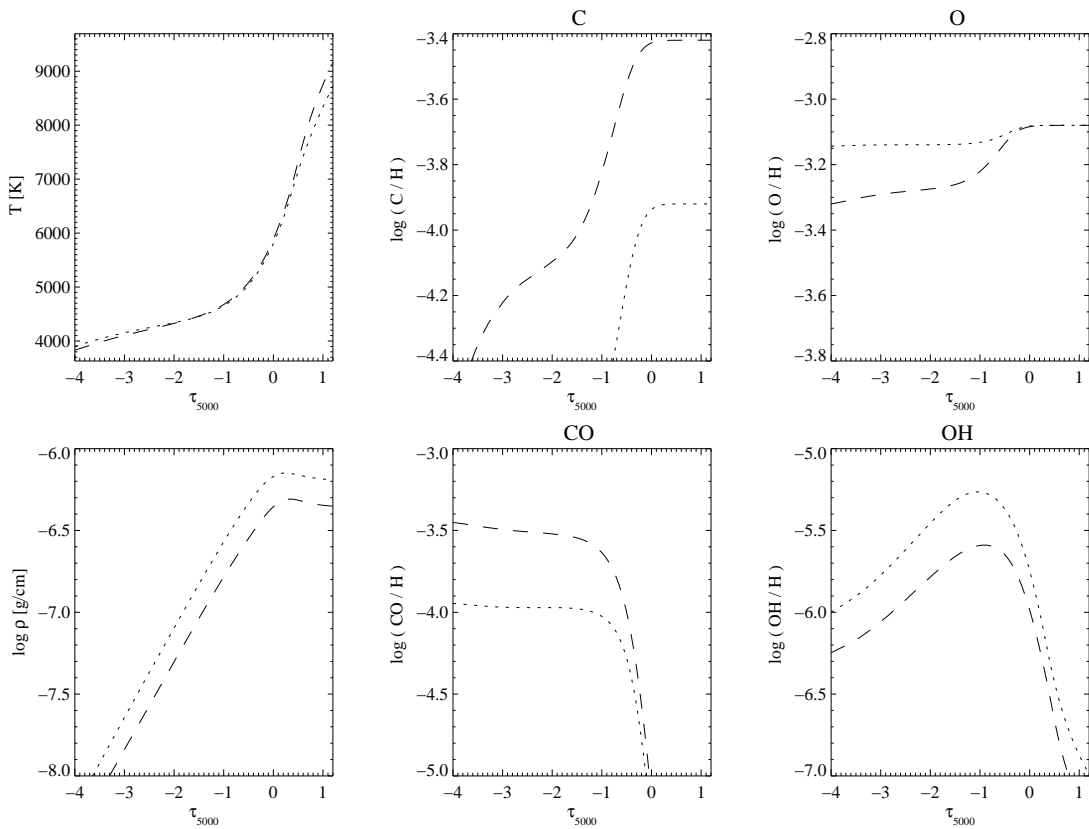


Abbildung A.2 Partialdruckschichtungen von C, O und CO, OH für die Modelle $T_{\text{eff}}=5300\text{ K}$, $\log g=4.50$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.50$, $\xi_{\text{mic}}=1.00$, $[\text{O}/\text{Fe}]=0.5$ (\cdots) und $T_{\text{eff}}=5300\text{ K}$, $\log g=4.50$, $[\text{Fe}/\text{H}]=0.00$, $\xi_{\text{mic}}=1.00$, $[\text{O}/\text{Fe}]=0.0$ ($-$), normiert auf den Partialdruck von Wasserstoff. Die Modelle wurden mit den skalierten ODF's von Kurucz (1992b) gerechnet (siehe S. 18). Die für die Modellrechnung vorausgesetzte absolute Sauerstoffhäufigkeit ist in beiden Modellen identisch. Die Verteilungen der relativen Häufigkeiten von freien Sauerstoffatomen und OH-Molekülen unterscheiden sich jedoch gravierend. Insgesamt nimmt die Variation der Häufigkeiten für freie Sauerstoffatome mit der Metallizität ab. Für OH sieht der Fall etwas anders aus. Die höhere Häufigkeit von OH kann nur zum geringeren Teil mit der tieferen Temperatur der metallarmen Photosphäre (\cdots) im Bereich $\log \tau_0 \approx -1$ erklärt werden. Maßgeblich ist das Quadrat der Massendichte (unten links), die bei verringerter Elektronendichte zunimmt. Da wir $[\text{C}/\text{Fe}]=0$ angenommen haben, folgt die relative CO-Häufigkeit der um 0.5 dex verringerten Kohlenstoffhäufigkeit.

A.4 Molekülinienentstehung

Nach Abschätzungen von Hinkle und Lambert (1975) kann davon ausgegangen werden, daß die Rotations- und Schwingungszustände relativ zueinander thermisch besetzt sind. Für die Besetzung der elektronischen Zustände nehmen wir LTE an, und das chemische Gleichgewicht wird ebenfalls unter Annahme von LTE berechnet (Gl. A.1). Die Linienopazität κ_{λ}^1 wird im LTE nach Gl. 2.23, S. 25 berechnet. Neben g_l , f_{lu} und $\psi_{lu}(\lambda - \lambda_{lu})$ werden zur Berechnung von κ_{λ}^1 untere Anregungsenergie E_l , Temperatur, Partialdruck $p_{k,i}(T)$ und Zustandssumme $Q_{k,i}(T)$ benötigt. Höhere Ionisationsstufen berücksichtigen wir nicht, da die Ionisationsenergien der berücksichtigten Moleküle viel größer sind als die Dissoziationsenergien.

Die Molekülzustandssumme $Q_{A,B}$ ist bei der Berechnung von κ_{λ}^1 nicht entscheidend, weil nach Gl.A.1 gilt

$$\kappa_{\lambda}^1 \propto \frac{p_{A,B}}{Q_{A,B}}$$

$$= \frac{p_A p_B}{Q_A Q_B} \left(\frac{2\pi m_r}{h^2} \right)^{-\frac{3}{2}} (kT)^{-\frac{5}{2}} e^{\frac{D_0}{kT}}. \quad (\text{A.8})$$

Differenzen zwischen den Molekülzustandssummen von Tatum (1966) und Tsuji (1973) sind deshalb von untergeordneter Bedeutung.¹

Ähnlich wie die Partialdruckkurven der meisten Ionen verlaufen die Molekülpartialdruckkurven in der Photosphäre *nicht monoton* (siehe Tsuji 1973). Die Partialdruckkurven von OH und CH erreichen ihr Maximum in sonnenähnlichen Sternen bei $\log \tau_0 \approx -1$. Niedrig angeregte CH- und OH-Linien entstehen deshalb typischerweise in diesem Tiefenbereich.

A.5 Linienpositionen und Anregungsenergien

Zur Berechnung von Anregungsenergien und Übergangswahrscheinlichkeiten sind i.a. die Kopplungsfälle für Ausgangs- und Endzustand zu beachten. Hinsichtlich der elektronischen Niveaus, die im Rahmen dieser Arbeit betrachtet werden, sind die in Abb. A.3 dargestellten Hundschen Kopplungsfälle (a) und (b) relevant: Solange der mechanische Drehimpuls eines Moleküls mit $L > 0$ und $S > 0$ klein ist, koppeln Elektronenspin \hat{S} und Bahndrehimpuls \hat{L} gemeinsam an die internukleare Achse (Kopplungsfall (a)), so daß die gemeinsame Projektion, $\Sigma + \Lambda$, erhalten bleibt. Bei höheren mechanischen Drehimpulsen entkoppelt der Elektronenspin zunehmend von \hat{L} . Und geht in den Kopplungsfall (b) über, während die Projektion des Bahndrehimpulses auf die internukleare Achse erhalten bleibt. Niveaus ohne Bahndrehimpuls bilden lediglich den Kopplungsfall (b) aus.

Die Unterscheidung der Kopplungsfälle ist praktisch nur für kleine Rotationsquantenzahlen relevant (z.B. für $J \lesssim 5$), denn die Termenergien und Übergangswahrscheinlichkeiten unterscheiden sich im Vergleich zu höheren J nur um wenige Prozent. Die Kopplungsbedingte Aufspaltung der Energierterme unterscheidet sich zwischen Fall (a) und (b) größenordnungsmäßig um 0.02 eV, was bei Temperaturen sonnenähnlicher Sterne einen Effekt von etwa 0.02 dex für die entsprechende Elementhäufigkeit bewirkt. Die Betrachtung der Kopplungsfälle ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit von untergeordneter Bedeutung, weil die systematischen Unsicherheiten stärker durch die zugrundegelegte Modellphotosphäre und die Qualität der Beobachtungsdaten (z.B. die UV-Beobachtungen, Abschnitt 5.4) determiniert sind. Die betrachteten Moleküllinien sind zudem, bis auf einige Ausnahmen, Übergänge zwischen höheren Rotationsquantenzahlen (z.B. $J > 5$).

A.6 Relative Linienoszillatorenstärken

Oft ist die Kenntnis absoluter Linienoszillatorenstärken nicht erforderlich. Um die Stärke der Linie einer Rotations-Schwingungsbande in einem schwierigen, mit Blends versehenen Spektralbereich beurteilen zu können, bietet sich der Vergleich mit weniger stark geblendeten Rotations-Schwingungslinien derselben Bande an. In der vorliegenden Arbeit ermitteln wir den Beitrag einer CN-Linie zu der [O I] 6363-Linie bzw. zu dem Linienprofil, daß zum Teil der [O I] 6363 zuzuordnen ist (siehe Abschn. 3.3.3). Eine Möglichkeit die unbekannte Linienstärke zu bestimmen, besteht darin, eng benachbarte Linien des gleichen Rotationszweigs (beim CN-Blend ist dies der Q_2 -Zweig) mit dem beobachteten Spektrum zu vergleichen – solange die Linienstärke bei höheren Rotations- bzw. Schwingungsquantenzahlen nicht aufgrund von Prädissoziation

¹Nissen *et al.* (1994) verwenden für OH Zustandssummen von Tsuji (1973), die um 20% von den nach Tatum (1966) berechneten Zustandssummen abweichen.

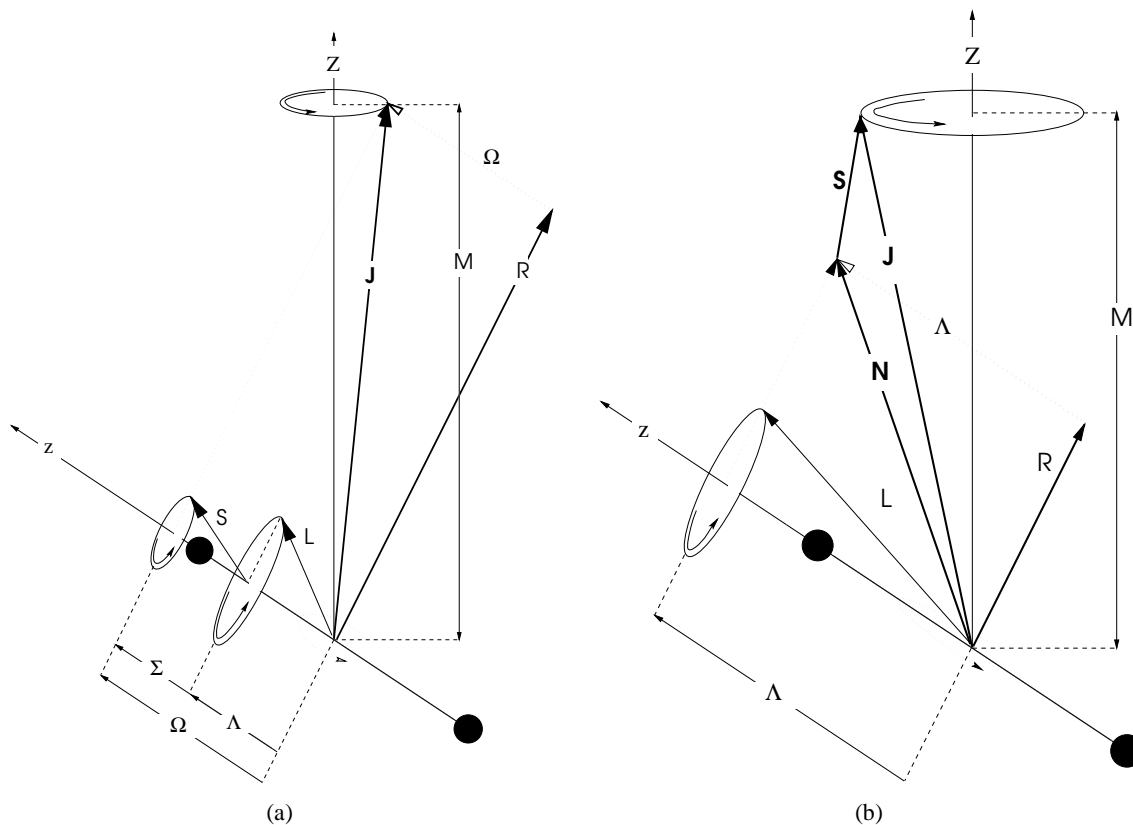


Abbildung A.3 Hundse Kopplungsfälle (a) und (b) (nach einer Darstellung bei Hummelmrum (1993), S. 37). Im Fall (a) koppelt der Elektronenspin \vec{S} gemeinsam mit dem Bahndrehimpuls \vec{L} an die internukleare Achse, so daß nur $\Omega = \Lambda + \Sigma$ und J gute Quantenzahlen darstellen. Den reinen Kopplungfall (a) findet man bei $\text{OHX}^2\Pi$ allerdings nur für kleine J . Im Fall (b) besteht noch eine Kopplung von Bahndrehimpuls \vec{L} und internuklearer Achse, während der Elektronenspin \vec{S} bereits entkoppelt ist. Spin und Bahndrehimpuls entkoppeln mit wachsendem mechanischem Drehimpuls, die intermediäre Kopplungsphase setzt schon sehr früh ein. Den reinen Kopplungsfall (b) findet man bei elektronischen Termen, wo $\Lambda = 0$, z.B. bei $\text{OHA}^2\Sigma^+$, $\text{CHC}^2\Sigma^+$ oder $\text{CNX}^2\Sigma$. Dieser Fall stellt aber auch in vielen Fällen ab $N \gtrsim 10$ eine geeignete Beschreibung dar. Im Fall (b) sind Λ , N , Σ und J gute Quantenzahlen.

mit zunehmender Rotationsquantenzahl vermindert wird. Die Hönl-London-Faktoren variieren bei hohen Rotationsquantenzahlen N'' auch im intermediären Kopplungsfall nur unwesentlich. Allerdings sind Hönl-London-Faktoren bei einem Molekül wie CN, das eine komplizierte elektronischen Struktur hat (Überschneidungen von Potentialverläufen, Prädissociation), möglicherweise nicht mehr wohldefiniert: Die Separabilität der Gesamteigenfunktionen der elektronischen Rotations-Schwingungszustände (*Born-Oppenheimer-Näherung*) in eine elektronische und eine Rotations-Schwingungskomponente, die bei Zustandsänderungen letztlich die Separation der Gesamtoszillatorenstärke gemäß

$$f = f_{e''e'} f_{v''J''v'J'} \quad (\text{A.9})$$

in eine elektronische Oszillatorenstärke $f_{e''e'}$ und eine Rotations-Schwingungszustandsoszillatorenstärke $f_{v''J''v'J'}$ bedingt, muß nicht notwendigerweise gegeben sein. Auch das *Franck-Condon-Prinzip*, nach dem die Rotations-Schwingungs-Eigenfunktionen in einen Schwingungs- und einen Rotationsanteil separiert werden können, stellt nur eine Näherung dar, die im konkreten Fall einer Rechtfertigung bedarf.

Wenn wir die Born-Oppenheimer-Näherung und das Franck-Condon-Prinzip voraussetzen, dann können die Linienoszillatorenstärken zweier benachbarter Übergänge eines Rotationszweigs (bei

genügend hohem J'' , Hundscher Fall b) als konstant vorausgesetzt werden, und mit

$$J'' = \begin{cases} N'' + \frac{1}{2} & F_1 \\ N'' - \frac{1}{2} & F_2 \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

beträgt das Verhältnis der Linienstärken lediglich dem Verhältnis der statistischen Gewichte $(2J''_a + 1)/(2J''_b + 1)$.

Die Übergangswahrscheinlichkeiten sind für den Q-Zweig der roten CN-Bande größer als für die P- und R-Zweige; die f -Werte der P- und R-Zweige betragen – bei höheren N'' – nur die Hälfte der Q-Zweigoszillatorenstärken. Allerdings sind die Q-Zweiglinien der CN A-X (10,5)-Bande im Sonnenspektrum sehr schwach und in vielen Fällen geblendet (Abb. 3.7), so daß als Alternative die stärkere CN A-X (0,0)-Bande an das Sonnenspektrum angepaßt werden kann. Die Relation für Banden- f -Werte lautet unter den o.g. Voraussetzungen

$$f_{v',v''} = f_{0,0} \cdot \frac{\lambda_{0,0}}{\lambda_{v',v''}} \cdot \frac{q_{0,0}}{q_{v',v''}} \cdot \frac{R_e^2(\overline{r_{v',v''}})}{R_e^2(\overline{r_{0,0}})} \quad (\text{A.11})$$

(Sneden und Lambert 1982, S. 386), mit den Franck-Condon-Faktoren q , den Bandwellenlängen $\lambda_{0,0}$ und $\lambda_{v',v''}$ und elektronischen Übergangsmomenten R_e^2 , die von den mittleren Kernabständen

$$\overline{r_{v',J',v'',J''}} = \frac{\int \psi(v', J') r \psi(v'', J'') dr}{\int \psi(v', J') \psi(v'', J'') dr} \quad (\text{A.12})$$

abhängen (Dwivedi *et al.* 1978). Aus einer empirischen Untersuchung verschiedener Rotations-Schwingungsübergängen der roten CN A-X-Bande erhalten Sneden und Lambert (1982) die Beziehung:

$$\frac{R_e^2(\overline{r_{v',v''}})}{R_e^2(\overline{r_{0,0}})} = (14.9 \pm 1.0) - (21.0 \pm 1.7) \cdot \overline{r_{v',v''}} + (7.87 \pm 0.71) \cdot \overline{r_{v',v''}}^2 \quad (\text{A.13})$$

Mit $\overline{r_{10,5}} = 1.072 \text{ \AA}$ aus den Tabellen von Dwivedi *et al.* (1978) ist $R_e^2(\overline{r_{10,5}})/R_e^2(\overline{r_{0,0}}) = 1.43$ und mit $\lambda_{0,0}/\lambda_{10,5} = 11000/6400 \approx 1.72$ und $q(10,5)/q(0,0) = 0.170$ (Prasad und Bernath 1992) erhalten wir für beide Bandoszillatorenstärken die Relation

$$f_{10,5} = 4.18 \cdot f_{0,0} \quad (\text{A.14})$$

B. Linienverbreiterung

Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über die berücksichtigten Linienverbreiterungsmechanismen. Verbreiterungsmechanismen lassen sich unterscheiden aufgrund

1. von Stoß- und Strahlungsprozessen (Strahlungs- und Stoßdämpfung),
2. zeitlicher und räumlicher Mittelung über thermische und hydrodynamische Geschwindigkeitsfelder (thermische Verbreiterung, Mikro-, Makroturbulenz, Granulation),
3. von Integration über die rotierende Sternoberfläche (Rotationsverbreiterung),
4. instrumenteller Einflüsse (▷ Instrumentenprofil).

Die ersten drei Verbreiterungsmechanismen sind für das austretende Intensitäts- bzw. Flußspektrum an der Sternoberfläche von Bedeutung. Wir bezeichnen sie als *intrinsische* Verbreiterungsmechanismen.¹

Bei der Modellierung beobachteter Spektren müssen nicht nur intrinsische Verbreiterungsmechanismen berücksichtigt werden, sondern die synthetischen Spektren müssen auch die Übertragung der Intensitätsverteilung bzw. Flußverteilung von der Sternoberfläche über Erdatmosphäre, Teleskop, Instrument, Detektor und Elektronik bis zur zweidimensionalen digitalen Repräsentation (siehe Abb. 5.1 auf S. 148) physikalisch beschreiben.² Von experimenteller Seite³ kann unter Umständen vorausgesetzt werden, daß die reduzierten Spektren von *relevanten*⁴ instrumentellen Verbreiterungseinflüssen (Instrumentenprofil und Streulicht, tellurische Linienblends) bereinigt sind. Eine Restauration instrumentenverbreiteter Spektren durch Entfaltung führt i.a. zu höheren Rauschanteilen im oberen Fourierfrequenzbereich (Gray 1977, 1988). Solche direkten Verfahren zur Gewinnung intrinsischer Sternspektren sind allenfalls bei sehr hohen spektralen Auflösungen ($R > 200000$) praktikabel. Ein weiteres Problem stellt die meist unbekannteste Verteilung des Streulichts dar: die Bildimpulsverteilungsfunktion (PSF) ist i.a. kompliziert und die spektrale Auflösung des extrahierten Spektrums und die spektrophotometrische Genauigkeit (bei der Extraktion) des zweidimensionalen Spektrums können beeinträchtigt werden (siehe S. 181).

Ohne erheblichen beobachtungstechnischen Aufwand können aus zweidimensionalen Beobachtungsdaten keine intrinsischen Sternspektren gewonnen werden. An die kalibrierten Beobachtungsdaten werden aus diesem Grund Modellspektren angepaßt, bei denen die instrumentellen Einflüsse nach Möglichkeit berücksichtigt worden sind. Konsequenter wäre es, zweidimensionale Modellspektren mit zweidimensionalen beobachteten Spektren, wie in Abb. 5.1 dargestellt, zu vergleichen. Wir umgehen den damit verbundenen Aufwand und extrahieren die einzelnen Spektralordnungen auf den CCD-Aufnahmen. Allerdings kann die spektrale Auflösung durch eine unangemessene Behandlung von Streulicht *nicht-linear* beeinträchtigt werden, d.h. das resultierende extrahierte Spektrum kann in solchen Fällen nicht mehr durch eine Faltung des synthetischen Spektrums reproduziert werden (s. S. 181). Im Rahmen der Datenreduktion wird die *inkohärente* (globale) Streulichtverteilung modelliert und vor der Spektrumsextraktion durch Subtraktion

¹Siehe auch die Unterscheidungen zur Verbreiterung der Linienprofile ψ_{1a} auf S. 26

²Interstellare Absorptionslinien werden in unseren synthetischen Spektren nicht berücksichtigt.

³Dazu zählen Beobachtung, Kalibration, Dokumentation und Datenreduktion (s. Abschnitt 5.1)

⁴Ein *relevantes* Instrumentenprofil hat eine Halbwertbreite von mehr als einem Bruchteil der Halbwertsbreite des zusammengesetzten intrinsischen Verbreiterungsprofils.

beseitigt. Kohärente (lokale) Streulichtanteile, z.B. zwei sich seitlich überlagernde Ordnungen, können nur durch iterative Verfahren beseitigt werden (vgl. Gehren und Ponz 1986). Dabei ist zwischen lokalem Streulicht *in* Dispersionsrichtung und *quer* zur Dispersionsrichtung zu unterscheiden: lokales Streulicht *in* Dispersionsrichtung kann durch eine Faltung des synthetischen Spektrums reproduziert werden und wird deshalb nicht als Bestandteil der Datenreduktion betrachtet. Lokales Streulicht, das im Fall von Echelle-Spektren aus benachbarten Ordnungen stammt, kann weitgehend vermieden werden, wenn ein genügend großer Zwischenordnungsabstand durch Wahl eines adäquaten Querdispersers, einer CCD-Kamera mit großer Brennweite und eines hinreichend schmalen Eintrittsspals gewährleistet wird. Wir gehen bei unseren Vergleichen mit theoretischen Spektren davon aus, daß allenfalls lokales Streulicht *in* Dispersionsrichtung berücksichtigt werden muß (Faltung mit einem Lorentz-Profil) und überprüfen anhand einer Inspektion von Ordnungszwischenräumen der CASPEC-Spektren (Abb. 5.16 auf S. 179), daß der Beitrag von kohärentem Streulicht aus den Nachbarordnungen vernachlässigt werden kann. Das eindimensionale Instrumentenprofil, mit dem die theoretischen Spektren jeweils vor dem Vergleich mit den extrahierten Spektren gefaltet werden, wird ein Gauß-Profil oder Voigt-Profil verwendet. Diese Profilform dürfte in den meisten Fällen eine gute Näherung darstellen.

B.1 Strahlungsdämpfung

Im Rahmen des klassischen Oszillatorenmodells läßt sich die Strahlungsdämpfungskonstante γ_{rad} als inverse Zeitkonstante einer exponentiell abfallenden Hüllkurve der gedämpften Oszillatorschwingung auffassen. Das natürliche Linienprofil entspricht dem Energiespektrum des gedämpften Oszillators, das eine Dispersionsfunktion (Lorentz-Funktion) beschreibt

$$\varphi(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\gamma_{\text{rad}}}{4\pi}}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\gamma_{\text{rad}}}{4\pi}\right)^2}. \quad (\text{B.1})$$

Die quantenmechanische Beschreibung gründet auf Heisenbergs Unschärferelation $\Delta E_k \cdot \Delta t_k \gtrsim h$, wonach sich die an dem Linienübergang beteiligten Terme $|k\rangle$ abhängig von der spezifischen Lebensdauer Δt_k in Energiebänder um E_k aufweiten. Δt_i wird aufgrund von Wechselwirkungen mit dem elektromagnetischen Nullpunktsfeld begrenzt

$$\begin{aligned} \Delta E_k &= h/\Delta t_k &= h \sum_{i < k} A_{ki} & \quad (\text{B.2}) \\ \Delta \nu &= \Delta E/h &= \frac{\Delta E_l + \Delta E_u}{h} \\ &= \sum_{i < l} A_{il} + \sum_{i < u} A_{ui} &= \gamma_{\text{rad}}. \end{aligned}$$

Aufgrund der dominierenden thermischen Verbreiterung in der solaren Photosphäre spielt γ_{rad} bei Ein-Elektronenübergängen keine wesentliche Rolle. Dagegen können Autoionisationslinien, z.B. Ca I (53) bei 6361.79 Å, extrem breite Profile aufweisen. Näherungsweise können die Linienflügel durch Dispersionsprofile beschrieben werden (siehe Abb. 3.4 auf S. 52). Die Strahlungsdämpfungskonstanten für Atom- und Molekülübergänge stammen entweder aus der Literatur (Kurucz 1988; German 1974; Larsson *et al.* 1983) oder werden nach der klassischen Näherung

$$\gamma_{\text{rad}} = 0.2223/\lambda^2 \quad (\text{B.3})$$

berechnet (λ in cm).

B.2 Druckverbreiterung

Verbreiterungsprozesse, die auf Störungen des Emitters bzw. Absorbers durch Elektronen und Ionen beruhen, sind i.a. von größerer Bedeutung als die Strahlungsdämpfung. In den Photosphären kühler Sterne sind Stöße mit Fremdatomen (van der Waals-Wechselwirkung) wichtig.

Ähnlich wie bei der Strahlungsdämpfung können in klassischer Näherung Phasenstörungsstöße für die Lebensdauerbegrenzung der am Linienübergang beteiligten Zustände verantwortlich gemacht werden, so daß die Lebensdauer Δt_k im Zustand $|k\rangle$ mit wachsender Kollisionsrate abnimmt.

Im folgenden werden die in LINEFORM implementierten Formeln zur halbklassischen Berechnung der Stoßdämpfungskonstanten, insbesondere für die Dipol-Dipol-Wechselwirkung γ_6 , aufgeführt. Der dabei verwendete Ansatz einer stationären Verteilung von Stoßpartnern (Gl. B.11) und die halbklassische Berechnung der C_6 -Konstante (Gl. B.7 und Gl. B.8) sind einfache Näherungen, die die Stoßdämpfungsrate nur größenordnungsmäßig beschreiben. Die Formel eignen sich aber zumindest zur Berechnung von Startwerten für eine gegebenenfalls empirische Bestimmung der C_6 -Konstanten. Im Zusammenhang mit der differentiellen Häufigkeitsanalyse sprechen wir von *van der Waals-Parametern* oder C_6 -Werten.

Die von Unsöld (1968, S. 313) skizzierte streng quantenmechanische Behandlung könnte zwar prinzipiell genauere C_6 -Werte liefern. Im Rahmen der differentiellen Häufigkeitsbestimmung werden jedoch *astrophysikalische* C_6 -Werte verwendet, die sich auf das zugrundeliegende theoretischen Photosphärenmodell beziehen. Sofern die beobachteten Linienflügel eine Kalibration am solaren Flußspektrum ermöglichen, werden die Änderungen der C_6 -Parametern gegenüber den berechneten Werten nicht nur Defizite der Stoßtheorie ausgleichen, sondern auch die Defizite des Photosphärenmodells- und der theoretischen Beschreibung der Linienentstehung reflektieren (siehe z.B. Abb. 3.20 auf S. 101 und Abb. 3.24).

Im Unterschied zur Strahlungsdämpfung werden die am Linienübergang beteiligten Terme bei einer Stoßwechselwirkung in gleichartiger Weise verstimmt. Die resultierende Verstimmung $\Delta\nu$ ergibt sich aus der Differenz beider Termverstimmungen (Unsöld 1968, S. 299):

$$\Delta\nu = |\Delta\nu_u - \Delta\nu_l| \quad (\text{B.4})$$

Nach Unsölds Definition beträgt die Frequenzverstimmung der Energierterme⁵:

$$\Delta\nu_k = \frac{C_n^{(k)}}{r^n} \quad (\text{B.5})$$

$$n = \begin{cases} 3 & \text{Resonanzverbreiterung bei gleichartigen Teilchen} \\ 4 & \text{quadratischer Stark-Effekt} \\ 6 & \text{van der Waals Wechselwirkung} \end{cases}$$

B.2.1 Quadratischer Starkeffekt (C_4)

Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung beeinflusst – grob betrachtet – Linienprofile besonders in jenen Flügelabschnitten, die in kühlen, insbesondere elektronenärmeren Schichten der Photosphäre entstehen. Linienprofilbereiche, die in Schichten mit höheren Temperaturen und Elektronendichten entstehen, werden in ggf. relevantem Ausmaß durch Stöße mit Ladungsträgern verbreitert. Dabei skaliert die Stoßrate mit einer Potenz des C_4 -Parameters.

⁵LINEFORM setzt Unsölds Definition voraus. Gelegentlich wird auch $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu = C_n/r^n$ definiert, wobei zu beachten ist, daß die entsprechenden $\log C_6$ -Werte dann um 0.8 dex größer sind (vgl. Müller *et al.* 1968, S. 131).

Bei der Berechnung der Stoßdämpfungskonstante γ_4 folgen wir der von Unsöld (1968, S. 327) angegebenen halbklassischen Näherung

$$\begin{aligned}\gamma_4 &= 38.8 \cdot C_4^{2/3} v^{1/3} n_e \\ &= 2.301 \cdot 10^{19} \cdot C_4^{2/3} \frac{p_e}{T^{-5/6}}.\end{aligned}\quad (\text{B.6})$$

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte für zahlreiche Metalllinien (im visuellen Spektralbereich) gezeigt werden, daß sich C_4 - und C_6 -Parameter kompensieren und auf die Berücksichtigung der C_4 -Parameter weitgehend verzichtet werden kann. Da die Linienflügel der hochangeregten O I 7773-Tripletlinien jedoch tiefer in der Photosphäre entstehen als die niedrig angeregten Linien der Eisengruppenelemente, empfiehlt sich die Berücksichtigung der C_4 -Werte. Die C_4 -Werte haben wir für Eisengruppenelemente von Kurucz (1988) und für das O I 7773-Triplett von Hunger (1960) übernommen.

B.2.2 Van der Waals-Verbreiterung (C_6)

Verglichen mit Strahlungsdämpfung und quadratischem Starkeffekt dominiert in kühlen Sternatmosphären die van der Waals-Verbreiterung. Die Verbreiterung einer Linie $|l\rangle \rightarrow |u\rangle$ wird dabei durch neutrale Fremdatome (Wasserstoff und Helium) verursacht. Nach Unsöld (1968, S. 333) ergibt sich die van der Waals-Konstante $C_6^{(k)}$ für einen Zustand $|k\rangle$ gemäß

$$C_6^{(k)} = 6.44 \cdot 10^{-34} \cdot \frac{\bar{r}_i^2}{a_0^2} \quad (\text{B.7})$$

$$\approx 6.44 \cdot 10^{-34} \cdot \frac{n_k^{*2}}{2Z^2} (5n_k^{*2} + 1 - 3l_k(l_k + 1)) \quad (\text{B.8})$$

mit der effektiven Hauptquantenzahl

$$n_k^{*2} = \frac{13.598 \text{ eV} \cdot Z}{\chi - E_k}. \quad (\text{B.9})$$

Die *Unsöldformel* zur Berechnung des auf ein Niveau $|k\rangle$ bezogenen C_6 -Parameters erhält man unter Vernachlässigung der Bahndrehimpulsquantenzahl l_k

$$C_6^{(k)} = 1.61 \cdot 10^{-33} \left(\frac{13.598 \text{ eV} \cdot Z}{\chi - E_k} \right)^2. \quad (\text{B.10})$$

Unter Berücksichtigung von Gl. B.4 und Gl. B.5 erhält man die van der Waals-Dämpfungskonstante (vgl. Unsöld 1968, S. 307)

$$\begin{aligned}\gamma_6 &= 17 \cdot C_6^{2/5} v^{3/5} n_{\text{str}} \\ &= 3.828 \cdot 10^{19} \cdot C_6^{2/5} \frac{\left(1 + \frac{m_{\text{H}}}{m_{\text{A}}}\right)^{0.3} P_{\text{H}} + 0.4133 \cdot \left(1 + \frac{m_{\text{He}}}{m_{\text{A}}}\right)^{0.3} P_{\text{He}}}{T^{-7/10}}.\end{aligned}\quad (\text{B.11})$$

Es ist zu bemerken, daß die Formeln für C_6 und γ_6 in den beiden Auflagen von Unsöld (1955) und Unsöld (1968) identisch sind. In der Literatur findet man häufig Unsöld (1955) zitiert; wir zitieren mit Unsöld (1968) lediglich die jüngere Ausgabe.

B.3 Thermische Linienverbreiterung

Das thermische Geschwindigkeitsfeld der absorbierenden und (re)emittierenden Teilchen kann – da das kinetische Gleichgewicht gewährleistet ist – mit der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung beschrieben werden:

$$\frac{n_i(v_z)}{N_i} = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_{\text{th}}} \exp \left\{ - \left(\frac{v_z}{v_{\text{th}}} \right)^2 \right\} \quad (\text{B.12})$$

$$v_{\text{th}} = \sqrt{\frac{2kT}{m_i}}.$$

Dabei ist v_z die Geschwindigkeitskomponente eines Teilchens der Spezies i entlang der Sichtlinie, v_{th} ist die wahrscheinlichste Geschwindigkeit der Verteilung und m_i ist die Molekularmasse der Teilchen. Während N_i die gesamte Teilchendichte der Spezies i ist, stellt $n_i(v_z)$ die Dichte der Teilchen innerhalb eines Intervalls $v_z \dots v_z + dv_z$ dar.

Gl. B.12 läßt sich in eine Verteilung der Dopplerverschiebungen um eine Frequenz ν überführen:

$$\frac{n_i(\Delta\nu)}{N_i} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\nu} \frac{c}{v_{\text{th}}} \exp \left\{ - \left(\frac{c}{v_{\text{th}}} \frac{\Delta\nu}{\nu} \right)^2 \right\} \quad (\text{B.13})$$

woraus⁶ sich – auf die Wellenlängenskala umgerechnet – das (über der Wellenlängenskala) normierte Doppler- bzw. Gauß-Profil ergibt

$$\varphi(\Delta\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D} \exp \left\{ - \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} \right)^2 \right\} \quad (\text{B.14})$$

mit der thermischen Dopplerbreite

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_{\text{th}} &= \lambda \frac{v_{\text{th}}}{c} \\ &= \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m_i}} \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

ergibt. Das thermische Doppler-Profil hängt von der Temperatur und der Molekularmasse ab. Die thermischen Absorptionsprofile von Sauerstoff oder OH sind deshalb breiter, als Profile von Eisen-Gruppenelementen oder seltenen Erden. Sauerstofflinien (und OH-Linien) hängen aber auch weniger vom Mikroturbulenzparameter ab als Eisenlinien, die die gleiche Äquivalentbreite haben.

Das thermische Doppler-Profil (Gl. B.14) und die Dämpfungsprofile bilden das Voigt-Profil

$$\begin{aligned} \psi_{\text{lu}}(\nu) &= \frac{1}{\Delta\nu_D\sqrt{\pi}} \cdot H \left(\frac{\gamma}{4\pi\Delta\nu_D}, \nu \right) \\ &= \frac{1}{\Delta\nu_D\sqrt{\pi}} \frac{\gamma}{4\pi} \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2}}{(\nu - \nu_0 - \delta\nu)^2 + \left(\frac{\gamma}{4\pi}\right)^2} d\Delta\nu. \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

⁶ $n_i(\nu)$ stellt hier die Dichte der Teilchen innerhalb eines Intervalls $\nu \dots \nu + d\nu$ dar.

B.4 Mikro-Makroturbulenz

Nicht-thermische Geschwindigkeitsfelder (Turbulenzen) tragen ebenfalls zur Verbreiterung von Linienprofilen bei. Diese Turbulenzen werden konzeptionell in Turbulenzen auf *mikroskopischer* und Turbulenzen auf *makroskopischer* Skala unterschieden (Gray 1978): Die geometrischen Abmessungen mikroskopischer Turbulenzzellen sind definitionsgemäß kleiner als die mittlere freie Weglänge der Photonen⁷, während die Abmessungen von Makroturbulenzelementen größer als die mittlere freie Wellenlänge sind.

Die Unterscheidung von Mikroturbulenz ξ_{mic} und Makroturbulenz Ξ_{mac} hat Konsequenzen für die Anwendung der Verteilungsfunktionen (Verbreiterungsprofil) bei der Spektrumsynthese. Während die *mikroturbulente* Geschwindigkeitsverteilungsfunktion *vor* der Lösung der Strahlungstransportgleichung (Gl. 2.3, S. 22) mit den Linienabsorptionsprofilen $\kappa_{lu}^1(\lambda)$ gefaltet wird und deshalb die Äquivalentbreite eines Fluß- bzw. Intensitätslinienprofils zu verändern vermag, wird das *makroturbulente* Geschwindigkeitsfeld erst *nach* Integration der Strahlungstransportgleichung berücksichtigt. Bei der Faltung eines Linienprofils mit dem Makroturbulenzprofil bleibt die Äquivalentbreite erhalten. Eine präzise Unterscheidung zwischen Mikro- und Makroturbulenz ist nicht möglich, da die geometrischen Abmessungen der Turbulenzzellen nach der oben angegebenen Definition von der *monochromatischen* optischen Tiefenskala abhängen, die mit dem Linienprofil variiert.

Die Bezeichnung *Mikro-Makroturbulenz* soll darauf hindeuten, daß das physikalische Bild zur Begründung disjunkter Mikro- und Makroturbulenzzellen unpräzise ist. Es ist schwer, wenn nicht gar unmöglich, zwischen tiefenabhängiger Mikroturbulenz bei konstanter Makroturbulenz (Holweger und Müller 1974; Smith *et al.* 1976) und konstanter Mikroturbulenz bei variierender Makroturbulenz (Gray 1977; Takeda 1995) zu unterscheiden. Gray argumentiert zugunsten einer Makroturbulenz, die mit zunehmender Linieneinsenkung bzw. Äquivalentbreite abnimmt. Fuhrmann *et al.* (1997) gehen ebenfalls von der Abhängigkeit des Makroturbulenzprofils von einer Äquivalentbreite aus. Allerdings wird so die Forderung nach einer für alle Äquivalentbreiten konstanten Elementhäufigkeit – zumindest teilweise – aufgegeben, weil die Anwendung des Makroturbulenzprofils integralerhaltend ist, während die Mikroturbulenz als pragmatisches Mittel zur *Erzwingung* konsistenter Häufigkeiten und als Korrektiv unrealistischer Photosphärenmodelle interpretiert werden kann.

Die Einführung der nicht-thermischen Geschwindigkeitsverteilung optisch dünner Turbulenzzellen gründet auf zu stark vereinfachten physikalischen Bild, daß der komplizierten Natur von Turbulenzen auf verschiedenen geometrischen Skalen nicht gerecht wird. Deshalb ist zu hoffen, daß mit fortschreitender Verbesserung dreidimensionaler hydrodynamischer Modelle eine realitätsnähere Beschreibung von Turbulenzen in der solaren Photosphäre und eine physikalische Begründung von ξ_{mic} und Ξ_{mac} möglich wird.

Wir verwenden jeweils *tiefenunabhängige* Mikroturbulenzparameter, die nach Maßgabe konsistenter Fe I- bzw. Fe II-Häufigkeiten bestimmt worden sind. Für die Sonne verwenden wir eine mittlere Makroturbulenzverteilung.⁸

⁷Die mittlere freie Weglänge hängt natürlich vom monochromatischen Absorptionskoeffizienten ab. Deshalb ist diese Definition unscharf.

⁸Es wäre zwecklos, eine von Äquivalentbreiten abhängige Makroturbulenzverteilung (Gray 1977, Abb. 6) bei der Analyse der UV-Spektren (Abb. 3.14) verwenden zu wollen. Die hohe Liniendichte im UV ermöglicht keine spezifische Unterscheidung von starken und schwachen Linien.

Mikroturbulenz

Das thermische Verbreiterungsprofil Gl. B.12 wird modifiziert: zur thermischen Geschwindigkeitsdispersion v_{th}^2 wird die mikroturbulente Geschwindigkeitsdispersion ξ_{mic}^2 addiert

$$\frac{n_i(v_z)}{N_i} = \frac{1}{\sqrt{\pi(v_{\text{th}}^2 + \xi_{\text{mic}}^2)}} \exp \left\{ - \left(\frac{v_z^2}{v_{\text{th}}^2 + \xi_{\text{mic}}^2} \right) \right\} \quad (\text{B.17})$$

und die gesamte Dopplerbreite für den Absorptionskoeffizienten $\kappa_{lu}^l(\lambda)$ einer bestimmten Stoffspezies beträgt

$$\Delta\lambda_{\text{th+mic}} = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m_i} + \xi_{\text{mic}}^2}. \quad (\text{B.18})$$

Makroturbulenz

Die theoretischen Flußspektren werden mit dem Radial-Tangential-Profil (vgl. Gray 1978, Tab. I) gefaltet:

$\Delta\lambda/\frac{\zeta_{\text{RT}} \cdot \lambda_0}{c}$	$I/\frac{1}{\zeta_{\text{RT}}}$	$\Delta\lambda/\frac{\zeta_{\text{RT}} \cdot \lambda_0}{c}$	$I/\frac{1}{\zeta_{\text{RT}}}$
0.0	1.128	1.0	0.101
0.1	0.939	1.1	0.070
0.2	0.773	1.2	0.052
0.3	0.628	1.3	0.037
0.4	0.504	1.4	0.024
0.5	0.399	1.5	0.017
0.6	0.312	1.6	0.012
0.7	0.240	1.7	0.010
0.8	0.182	1.8	0.009
0.9	0.133	1.9	0.007

B.5 Rotationsverbreiterung

Theoretische Flußspektren müssen je nach Eigenrotation des untersuchten Sterns vor dem Vergleich mit der Beobachtung mit einem Rotationsprofil gefaltet werden. Grundsätzlich erhalten wir das Flußspektrum durch Mittelung von Intensitätsspektren über die projizierte Sternscheibe. Drei Faktoren beeinflussen das Ergebnis dieser Mittelung und müssen bei der Konstruktion eines Rotationsprofils für die Faltung mit dem Flußspektrum berücksichtigt werden:

1. die Verteilung der Dopplerverschiebungen einzelner Intensitätsspektren. Wegen der Eigenrotation des Sterns sind die Intensitätsspektren in Abhängigkeit vom äquatorialen Abstand (bei der Sonne heliographische Breite) auf der einen Seite der Drehachse rot- auf der anderen Seite blauverschoben.
2. die Mitte-Rand-Variation nähern wir mit der im visuellen Bereich ausreichenden Beziehung

$$I_\lambda(\mu)/I_\lambda(\mu = 1) \approx \frac{2}{5}(1 + \beta\mu) \quad (\text{B.19})$$

und setzen $\beta = 3/2$ (Unsöld 1968). Der Einfluß von β auf das Linienprofil ist jedoch gering. Mit $\beta = 5$ (im UV) ändern sich die Flußprofile der Sonne nicht signifikant.

3. die differentielle Rotation, wonach die Winkelgeschwindigkeit von der solaren bzw. stellaren Breite abhängt (Howard 1984, S. 137). Die Winkelgeschwindigkeit variiert auch mit der geometrischen Tiefe. Wir können die differentielle Rotation bei der Konstruktion des Rotationspektrums nur dadurch berücksichtigen, daß wir einen *repräsentativen* Wert für die Winkelgeschwindigkeit bzw. der projizierten äquatorialen Rotationsgeschwindigkeit $v \sin i$ berücksichtigen.

Die Faltung mit dem Rotationsprofil ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit nur bei der Analyse der solaren Linienprofile von Bedeutung, da die spektrale Auflösung der meisten Spektren nicht ausreicht, um zwischen Rotationsgeschwindigkeit und Makroturbulenz unterscheiden zu können. Außerdem ist $v \sin i$ bei G- und späten F-Sternen typischerweise klein. Deshalb nehmen wir bei den meisten Sternanalysen $v \sin i = 2 \text{ km s}^{-1}$ an. Das Rotationsprofil wird von Unsöld (1968, S. 508) angegeben:

$$\varphi(\Delta\lambda) = \frac{\frac{2}{\pi} \sqrt{1-x^2} + \frac{\beta}{2}(1-x^2)}{1 + \frac{2}{3}\beta} \quad (\text{B.20})$$

mit

$$x = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \frac{c}{v \sin i}. \quad (\text{B.21})$$

Für die Sonne verwenden wir nach Howard (1984, Abb. 8) eine Rotationsgeschwindigkeit von $v \sin i = 1.8 \text{ km s}^{-1}$, was ungefähr der Rotationsgeschwindigkeit bei 25° heliographischer Breite entspricht. $v \sin i$ beträgt am heliographischen Äquator 2 km s^{-1} (oder $\omega \approx 2.9 \mu\text{rad/s}$). Durch die Wahl der etwas geringeren Rotationsgeschwindigkeit berücksichtigen wir den Effekt der differentiellen Rotation.

C. Vergleich von $[O/H]_{7773}$, $[O/H]_{6300}$ und $[O/H]_{OH}$ mit Literaturwerten

Die Sauerstoffhäufigkeiten $[O/H]_{7773}$, $[O/H]_{6300}$ und $[O/H]_{OH}$, die von mehreren Autoren unter Verwendung unterschiedlicher Stellarparameter und Photosphärenmodelle bestimmt worden sind, lassen sich besser vergleichen als die auf $[Fe/H]$ bezogenen Sauerstoffexzesse. Die in Abb. 6.8 auf S. 227 dargestellte Korrelation zwischen $\Delta[Fe/H]$ und $\Delta[O/Fe]_{7773}$ verdeutlicht nämlich, daß die vorausgesetzten Eisenhäufigkeiten, die ihrerseits von T_{eff} und $\log g$ abhängen, für erhebliche Diskrepanzen zwischen $[O/Fe]$ -Werten in der Literatur sorgen kann. Aus Tabelle C.1 können u.a. Häufigkeitsänderungen entnommen werden, die sich unter Verwendung der von Fuhrmann (1998a) bestimmten Stellarparameter ergeben.

Tabelle C.1 : $[O/H]$ für verschiedene Indikatoren und Vergleich mit Literaturwerten. In den Zeilen mit der Objektbezeichnung werden die endgültig verwendeten Stellarparameter angegeben. Die zweite Spalte enthält Literaturzitate zu Stellarparametern und Sauerstoffhäufigkeiten. Die bei AF94/HIP, AX/FU94, FU98 und FU96 angegebenen Häufigkeiten wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestimmt. Für $[O/H]_{7773}$ werden NLTE-Häufigkeiten angegeben. Die Fehlerangaben beziehen sich lediglich auf Meßunsicherheiten. Fehler, die auf Unsicherheiten der Stellarparameter oder dem NLTE-Modell beruhen, sind hier nicht berücksichtigt.

Objekt	Quelle	T_{eff} [K]	$\log g$ [cm/s ²]	$[Fe/H]$	ξ_{mic} km/s	$[O/H]$		
						O I 7773	[O I] 6300	OH A-X
HD 3079	FU98	6050	4.17	-0.14	1.42	-0.15±0.04		
HD 3567	AF94/HIP	5750	4.17	-1.30	1.31	-0.54±0.02		
	AR89	5950	4.00	-1.20	1.50	-0.61		
	AX/FU94	5750	3.56	-1.30	1.31	-0.74		
	NS97	6092	4.08	-1.18		-0.98		
HD 6434	AF94/HIP	5671	4.18	-0.68	1.26	-0.03±0.02		
	AX/FU94	5671	4.08	-0.68	1.26	-0.08		
	EAGLNT93	5813	4.42	-0.54	1.20	-0.34		
HD 6582	FU98	5387	4.45	-0.83	0.89	-0.35±0.02	-0.30±0.10	
	AX/FU94	5336	4.39	-0.86	1.79	-0.38	-0.34	
	CLT81	5280	4.50	-0.85	1.00	-0.44		
	SLW79	5220	4.50	-0.55	0.85	-0.09		
	ILR98	5330	4.30	-0.65				-0.37
HD 7983	AF94/HIP	5650	4.30	-0.82	1.65	-0.15±0.02		
	AX/FU94	5650	4.11	-0.82	1.65	-0.22		
θ Per	FU98	6248	4.20	-0.01	1.42	-0.07±0.04		
51 Ari	FU98	5657	4.39	0.14	0.87	0.18±0.04		
HD 20619	FU98	5706	4.48	-0.20	0.90	-0.15±0.04	-0.62±0.22	
HD 19445	FU98	6016	4.38	-1.95	1.35	-1.27±0.06		
	AR89	5830	4.50	-2.30	1.50	-1.32		
	AX/FU94	6040	4.52	-1.87	1.49	-1.19		
	BSR91	5920	4.50	-2.20	1.50			-1.70
	FU96	6040	4.09	-2.10	1.59	-1.40		
	KING93	6007	4.40	-2.06	1.50	-1.42		
	SLW79	5830	4.00	-1.82	1.50	-1.49		
	TLLS92	5880	4.40	-2.15	1.50	-1.34		
	ILR98	5810	4.30	-2.15				-1.36
	HD 20807	AF94/HIP	5640	4.39	-0.07	0.57	0.04±0.02	-0.31±0.06
AX/FU94		5640	3.94	-0.07	0.57	-0.12	-0.56	

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Objekt	Quelle	T_{eff} [K]	$\log g$ [cm/s ²]	[Fe/H]	ξ_{mic} km/s	[O/H]		
						O I 7773	[O I] 6300	OH A-X
	KB95	5821	4.33	-0.21	1.35	-0.27	-0.30	
	NE92	5890	4.41	-0.32	1.30	-0.17	-0.26	
	R:NE92	5890	4.41	-0.32	1.30	-0.30	-0.24	
HD 22879	FU98	5867	4.26	-0.84	1.21	-0.38±0.02	-0.44±0.08	-0.33±0.08
	AX/FU94	5789	3.93	-0.85	1.35	-0.43	-0.53	-0.38
	KB95	5859	4.29	-0.84	1.40	-0.41	-0.58	
	NE92	5825	4.27	-0.82	1.30	-0.25	-0.53	
	NE97	5851	4.36	-0.82		-0.52		
	ILR98	5915	4.10	-0.80				-0.38
HD 31128	AF94/HIP	5680	4.40	-1.77	1.51	-0.77±0.03		-1.27±0.15*
	AX/FU94	5680	3.74	-1.77	1.51	-1.01		-1.08
HD 45282	FU98	5280	3.12	-1.52	1.43	-0.95±0.06		-0.82±0.12*
	FU96	5220	3.10	-1.52	1.29	-0.91		-0.90
	AX/FU94	5098	3.30	-1.52	1.56	-0.69		-1.09
	CPR97	5098	3.30	-1.50	1.56	-0.72		
HD 46341	AF94/HIP	5625	4.30	-0.81	1.31	-0.20±0.01		
	AX/FU94	5625	3.82	-0.81	1.31	-0.39		
HD 51929	AF94/HIP	5606	4.18	-0.46	0.72	-0.01±0.02	-0.37±0.06	
	AX/FU94	5606	3.53	-0.46	0.72	-0.22	-0.64	
	KB95	5853	4.26	-0.72	1.45	-0.31	-0.43	
	NE92	5825	4.28	-0.63	1.40	-0.17	-0.34	
	R:NE92	5825	4.28	-0.63	1.40	-0.33	-0.17	
HD 64090	AF94/HIP	5499	4.73	-1.69	1.57	-1.13±0.04		
	AR89	5400	4.00	-1.90	1.50	-1.15		
	AX/FU94	5499	4.52	-1.69	1.57	-1.21		
	TLLS92	5340	4.75	-1.86	1.50	-0.92		
	ILR98	5385	4.45	-1.80				-1.04
HD 69611	AF94/HIP	5593	4.04	-0.68	1.51	0.02±0.03		
	AX/FU94	5593	3.58	-0.68	1.51	-0.14		
	EAGLNT93	5795	4.29	-0.58	1.36	-0.28		
HD 74000	$\Delta[\text{O}/\text{H}]\approx 0$	6100	4.10	-1.93	1.85	-1.25±0.09		-1.28±0.20*
	AF94/HIP	6211	4.06	-1.93	1.85	-1.35±0.09		-0.95±0.15
	AX/FU94	6211	3.92	-1.93	1.85	-1.40		-0.89
	BS94	6090	4.15	-2.07	1.30	-1.52		
	BSR91	6250	4.50	-2.10	2.00			-1.60
	KING93	6220	4.50	-2.02	1.50	-1.64		
	Test	6211	4.67	-1.60	1.85	-1.17		-1.05
	TLLS92	6090	4.35	-1.98	1.50	-1.51		
ρ^1 Cnc	FU98	5336	4.47	0.40	0.76	0.34±0.04		
HD 87140	AX/FU94	5144	2.69	-1.81	1.94	-1.12±0.04		
	CPR97	5150	2.70	-1.89	1.94	-1.03		
	TLLS92	4940	2.58	-2.02	1.50	-0.90		
HD 88261	AF94/HIP	5550	4.24	-0.66	1.75	0.07±0.03		
	AX/FU94	5550	3.98	-0.66	1.75	-0.03		
47 UMa	FU98	5892	4.27	0.00	1.01	-0.02±0.04		
HD 102200	AF94/HIP	6012	4.13	-1.20	1.84	-0.84±0.03		-0.63±0.10
	AX/FU94	6012	4.07	-1.20	1.84	-0.86		-0.63
β Vir	FU98	6085	4.04	0.14	1.38	0.11±0.04	0.00±0.01	
HD 103095	FU98	5110	4.66	-1.35	0.85	-0.72±0.12	-0.73±0.02	
HD 106516	FU98	6198	4.31	-0.71	1.28	-0.16±0.03		-0.17±0.1*
	AX/FU94	5995	3.97	-0.86	1.67	-0.32		-0.51
	NS97	6269	4.51	-0.61		-0.36		
	SLW79	6250	4.50	-0.65	1.50	-0.12		

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Objekt	Quelle	T_{eff} [K]	$\log g$ [cm/s ²]	[Fe/H]	ξ_{mic} km/s	[O/H]			
						O I 7773	[O I] 6300	OH A-X	
HD 108177	AF94/HIP	6090	4.40	-1.38	1.00	-1.07±0.05			
	AX/FU94	6090	4.09	-1.38	1.00	-1.19			
	TLLS92	5960	4.10	-1.87	1.50	-1.09			
β CVn	FU98	5863	4.36	-0.21	1.12	-0.20±0.04			
HD 114762	FU98	5934	4.11	-0.71	1.14	-0.30±0.05			
70 Vir	FU98	5484	3.83	-0.10	1.01	-0.06±0.04			
τ Boo	FU98	6360	4.17	0.27	1.56	0.38±0.04			
HD 122196	AF94/HIP	5810	3.88	-1.39	1.58			-1.07±0.10*	
	AX/FU94	5810	3.59	-1.39	1.58			-1.01	
HD 128279	AX/FU94	5165	2.98	-1.97	1.59	-1.34±0.08		-1.57±0.09	
	CPR97	5165	3.00	-2.00	1.60	-1.07			
HD 140283	Δ [O/H] ≈ 0	5730	3.69	-2.29	1.49	-1.48±0.09		-1.49±0.15**	
	AR89	5640	3.50	-2.70	1.50	-1.72			
	AX/FU94	5814	3.27	-2.36	1.50	-1.72		-1.13	
	BSR91	5700	3.30	-2.80	2.00			-1.80	
	FU98	5810	3.68	-2.29	1.49	-1.57		-1.30±0.10*	
	NGEG94	5540	3.50	-2.80	1.50			-2.15	
	Test	5814	4.11	-2.03	1.50	-1.44		-1.36	
	R:NGEG94	5540	3.50	-2.80	1.50	-1.41		-1.84	
	RNB91	5750	3.20	-2.71	1.00			-2.11	
	ILR98	5550	3.35	-2.70				-1.85	
	SLW79	5600	3.25	-2.30	1.50	-1.73			
	TLLS92	5640	3.28	-2.64	1.50	-1.90			
	λ Ser	FU98	5864	4.09	-0.03	1.05	-0.05±0.04	0.11±0.05	
	ρ CrB	FU98	5821	4.12	-0.24	1.10	-0.14±0.04		
19 Dra	FU98	6275	4.36	-0.11	1.48	0.03±0.03			
HD 154345	FU98	5507	4.57	-0.03	0.70	-0.10±0.04			
72 Her	FU98	5735	4.24	-0.34	1.00	-0.01±0.03			
μ Her	FU98	5592	3.94	0.24	1.11	0.24±0.04			
HD 165401	FU98	5811	4.41	-0.39	1.10	0.03±0.04			
36 Dra	FU98	6357	4.02	-0.33	1.68	-0.08±0.03			
HD 184499	FU98	5828	4.13	-0.51	1.17	-0.18±0.04	-0.15±0.01		
16 Cyg A	FU98	5805	4.26	0.06	1.03	0.06±0.04	-0.07±0.06		
16 Cyg B	FU98	5766	4.29	0.05	0.89	0.01±0.04	0.07±0.06		
σ AqL	FU98	6088	4.07	0.07	1.35	0.10±0.04			
HD 187923	FU98	5730	4.07	-0.17	1.15	-0.03±0.04			
HD 188510	AF94/HIP	5500	4.55	-1.62	1.00	-0.92±0.05			
	AX/FU94	5500	4.48	-1.62	1.00	-0.94			
	TLLS92	5500	5.05	-1.60	1.50	-0.70			
	ILR98	5495	4.10	-1.70				-1.01	
HD 189558	AF94/HIP	5573	3.78	-1.06	1.53	-0.60±0.03			
	AX/FU94	5573	3.59	-1.06	1.53	-0.67			
	ILR98	5650	3.50	-1.30				-0.73	
HD 190360	FU98	5588	4.27	0.24	0.98	0.20±0.04			
HD 193901	FU98	5806	4.45	-1.09	0.95	-0.81±0.03			
	AR89	5690	4.00	-1.20	1.50	-0.53			
	AX/FU94	5700	4.03	-0.98	1.63	-0.73			
	TLLS92	5810	4.83	-1.22	1.50	-0.62			
HD 194598	FU98	6058	4.27	-1.12	1.45	-0.84±0.02			
	AX/FU94	5950	4.64	-0.99	1.00	-0.62			
	TLLS92	5910	4.28	-1.32	1.50	-0.69			
	ILR98	5960	4.15	-1.40				-0.81	
HD 196892	AF94/HIP	5763	4.05	-1.11	1.95	-0.43±0.03			

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Objekt	Quelle	T_{eff} [K]	$\log g$ [cm/s ²]	[Fe/H]	ξ_{mic} km/s	[O/H]		
						O I 7773	[O I] 6300	OH A-X
	AX/FU94	5763	3.68	-1.11	1.95	-0.56		
HD 198245	AF94/HIP	5650	4.46	-0.48	1.89	-0.17±0.02		
	AX/FU94	5650	4.29	-0.48	1.89	-0.21		
HD 199288	AF94/HIP	5650	4.35	-0.66	1.32	-0.11±0.02		
	AX/FU94	5650	3.91	-0.66	1.32	-0.29		
HD 201889	FU96	5710	4.19	-0.82	1.26	-0.24±0.04		
	AR89	5580	4.00	-1.10	1.50	-0.13		
	AX/FU94	5645	4.21	-0.92	1.91	-0.22		
	CPR97	5580	3.50	-1.12	1.91	-0.23		
	ILR98	5615	3.60	-1.25				-0.71
HD 201891	FU98	5943	4.24	-1.05	1.24	-0.59±0.04		
	AR89	5850	4.50	-1.00	1.50	-0.26		
	AX/FU94	5797	4.10	-0.98	1.59	-0.39		
	FU96	5890	4.15	-1.11	1.24	-0.61		
	ILR98	5870	4.00	-1.20				-0.63
HD 203608	AF94/HIP	5954	4.28	-0.60	1.05	-0.27±0.02	-0.36±0.09	
	AX/FU94	5954	3.81	-0.60	1.05	-0.46	-0.55	
	BE89	5860	4.00	-0.80	1.60		-0.65	
	KB95	6134	4.35	-0.71	1.55	-0.53	-0.43	
HD 205582	AF94/HIP	5630	4.08	-0.18	0.44	0.19±0.02		
	AX/FU94	5630	3.08	-0.18	0.44	-0.20		
HD 205650	AF94/HIP	5666	4.52	-1.21	1.82	-0.44±0.03		
	AX/FU94	5666	3.48	-1.21	1.82	-0.80		
HD 207978	FU98	6313	3.94	-0.52	1.57	-0.40±0.02	-0.29±0.09	
	AX/FU94	6054	3.67	-0.53	1.82	-0.31		
	CLT81	6150	4.00	-0.63	1.00	-0.23		
HD 210277	FU98	5541	4.42	0.26	0.73	0.28±0.03		
HD 211998	AF94/HIP	5338	3.48	-1.40	1.30	-0.85±0.04	-0.64±0.03	
	AX/FU94	5338	3.26	-1.40	1.30	-0.94	-0.72	
	BE89	5250	3.40	-1.60	1.00		-1.20	
	GO86	5120	3.50	-1.68	1.00		-1.14	
	ILR98	5280	3.00	-1.50				-1.18
51 Peg	FU98	5793	4.33	0.20	0.95	0.17±0.04		
ι Psc	FU98	6157	3.95	-0.19	1.51	-0.09±0.04	-0.06±0.05	
HD 224930	AF94/HIP	5524	4.21	-0.86	1.79	-0.39±0.03	-0.26±0.07	
	AX/FU94	5524	4.61	-0.86	1.79	-0.23	-0.08	
	CLT81	5300	4.30	-0.83	1.00	-0.24		
	SLW79	5190	4.50	-0.70	1.40	0.10		
HD 233511	AF94/HIP	6143	4.37	-1.28	1.00	-1.12±0.04		
	AX/FU94	6143	4.80	-1.28	1.00	-0.98		
	TLLS92	5940	4.20	-1.75	1.50	-0.99		
HD 284248	AF94/HIP	6135	4.40	-1.33	1.26	-1.00±0.09		
	AX/FU94	6135	4.29	-1.33	1.26	-1.05		
	TLLS92	5940	3.98	-1.89	1.50	-1.00		
BD -01 306	AF94/HIP	5650	4.45	-0.77	1.35	-0.35±0.02		
	AX/FU94	5650	3.85	-0.77	1.35	-0.58		
BD +17 4708	AF94/HIP	6100	4.08	-1.42	1.81	-0.85±0.04		
	AR89	5890	4.00	-1.90	1.50	-0.56		
	CPR97	6100	4.40	-1.42	1.81	-0.78		
BD +26 2606	AF94/HIP	6161	4.40	-2.07	0.68	-1.45±0.09		
	AR89	5980	4.50	-2.40	1.50	-1.20		
	AX/FU94	6161	4.57	-2.07	0.68	-1.40		
	TLLS92	5910	3.63	-2.63	1.50	-1.65		

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Objekt	Quelle	T_{eff} [K]	$\log g$ [cm/s ²]	[Fe/H]	ξ_{mic} km/s	[O/H]		
						O I 7773	[O I] 6300	OH A-X
BD +26 3578	AF94/HIP	6177	3.92	-1.95	1.00	-1.61±0.03		
	AR89	6140	3.50	-2.50	1.50	-1.23		
	AX/FU94	6177	4.13	-1.95	1.00	-1.55		
	TLLS92	6090	3.90	-2.36	1.50	-1.55		
BD +37 1458	AF94/HIP	5451	3.54	-1.79	0.61	-1.33±0.06		
	AX/FU94	5451	3.54	-1.79	0.61	-1.33		
	TLLS92	5210	3.15	-2.33	1.50	-1.24		
	ILR98	5260	3.00	-2.40				-1.43
BD +66 268	AF94/HIP	5511	4.70	-1.92	1.00	-1.40±0.09		
	AX/FU94	5511	4.69	-1.92	1.00	-1.42		
	TLLS92	5250	4.98	-2.11	1.50	-0.85		
BD +72 94	AF94/HIP	6347	4.18	-1.30	1.00	-1.28±0.05		
	AR89	6160	4.50	-1.70	1.50	-0.73		
	AX/FU94	6347	4.65	-1.30	1.00	-1.14		
	TLLS92	6200	4.22	-1.86	1.50	-1.13		
CD -33 3337	NS97	6097	4.09	-1.30	1.85	-0.84±0.02		-0.65±0.2
	AF94/HIP	5758	3.90	-1.41	1.60	-0.62±0.02		-1.06±0.1*
	AX/FU94	5758	3.31	-1.41	1.60	-0.84		-0.96
Procyon	FU96	6500	4.00	0.00	2.10	0.11±0.03	-0.09±0.04	
	NE92	6705	4.03	-0.07	2.40	0.22	-0.13	

* [O/H] anhand von Tab. 6.5 abgeschätzt.

** [O/H] anhand von Tab. 6.5 abgeschätzt und überprüft (vgl. mit Abb. 6.19 auf S. 264).

AX/FU94 Axer *et al.* (1994)

AF94/HIP Axer *et al.* (1994), wobei $\log g$ aus der HIPPARCOS-Parallaxe bestimmt wurde.

$\Delta[\text{O}/\text{H}] \approx 0$ T_{eff} bei gegebener Schwerebeschleunigung so angepaßt, daß $[\text{O}/\text{H}]_{\text{OH}} \approx [\text{O}/\text{H}]_{7773}$.

FU98 Fuhrmann (1998a)

FU96 Fuhrmann (1996 ,priv. Mitteilung), Fuhrmann *et al.* (1997), FOCES

Test Die Sauerstoffhäufigkeiten zu diesen Stellarparametern wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestimmt. (für HD 140283 und HD 74000: vgl. Tab. 6.3)

R:NE92 Stellarparameter von Nissen und Edvardsson (1992), O I 7773-Äquivalentbreiten aus der vorliegenden Arbeit, Spektrumsynthese mit LINEFORM

R:NGEG94 Stellarparameter von Nissen *et al.* (1994), O I 7773-Äquivalentbreiten und UV-Spektren aus dieser Arbeit, Spektrumsynthese mit LINEFORM

SLW79 Sneden *et al.* (1979)

CLT81 Clegg *et al.* (1981)

GO86 Gratton und Ortolani (1986)

AR89 Abia und Rebolo (1989)

BE89 Barbuy und Erdelyi-Mendes (1989)

BSR91 Bessell *et al.* (1991)

RNB91 Ryan und Norris (1991b)

NE92 Nissen und Edvardsson (1992)

TLLS92 Tomkin *et al.* (1992)

EAGLNT93 Edvardsson *et al.* (1993a)

KING93 King (1993)

BS94 Beveridge und Sneden (1994)

NGEG94 Nissen *et al.* (1994)

KB95 King und Boesgaard (1995)

CPR97 Cavallo *et al.* (1997)

NS97 Nissen und Schuster (1997)

ILR98 Israelian *et al.* (1998)

D. Synthetische und beobachtete OH A-X-Banden

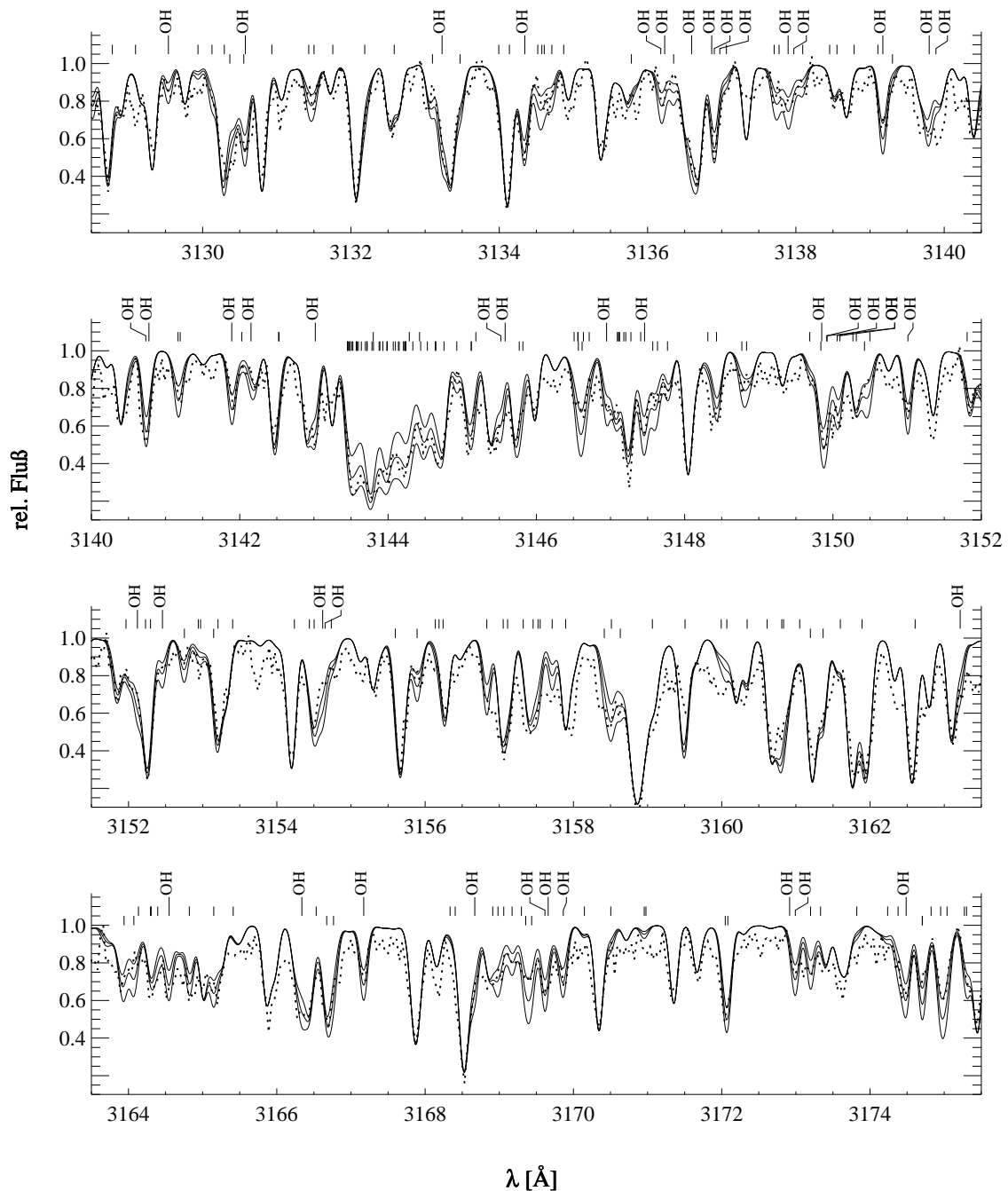


Abbildung D.1 *HD 102200*: Theoretische Modelle (—) zu dem beobachteten UV-Spektrum von *HD 102200* (···). Die drei theoretischen Spektren zu $T_{\text{eff}}=6012$ K, $\log g=4.07$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-1.2$, $\xi_{\text{mic}}=1.84$ wurden mit den Häufigkeiten $[\text{O}/\text{Fe}]=0.4, 0.6, 0.8$ dex sowie $[\text{C}/\text{Fe}]=0.2, 0.4, 0.6$ dex gerechnet und mit einem 6.5 km/s-Gauß-Profil gefaltet.

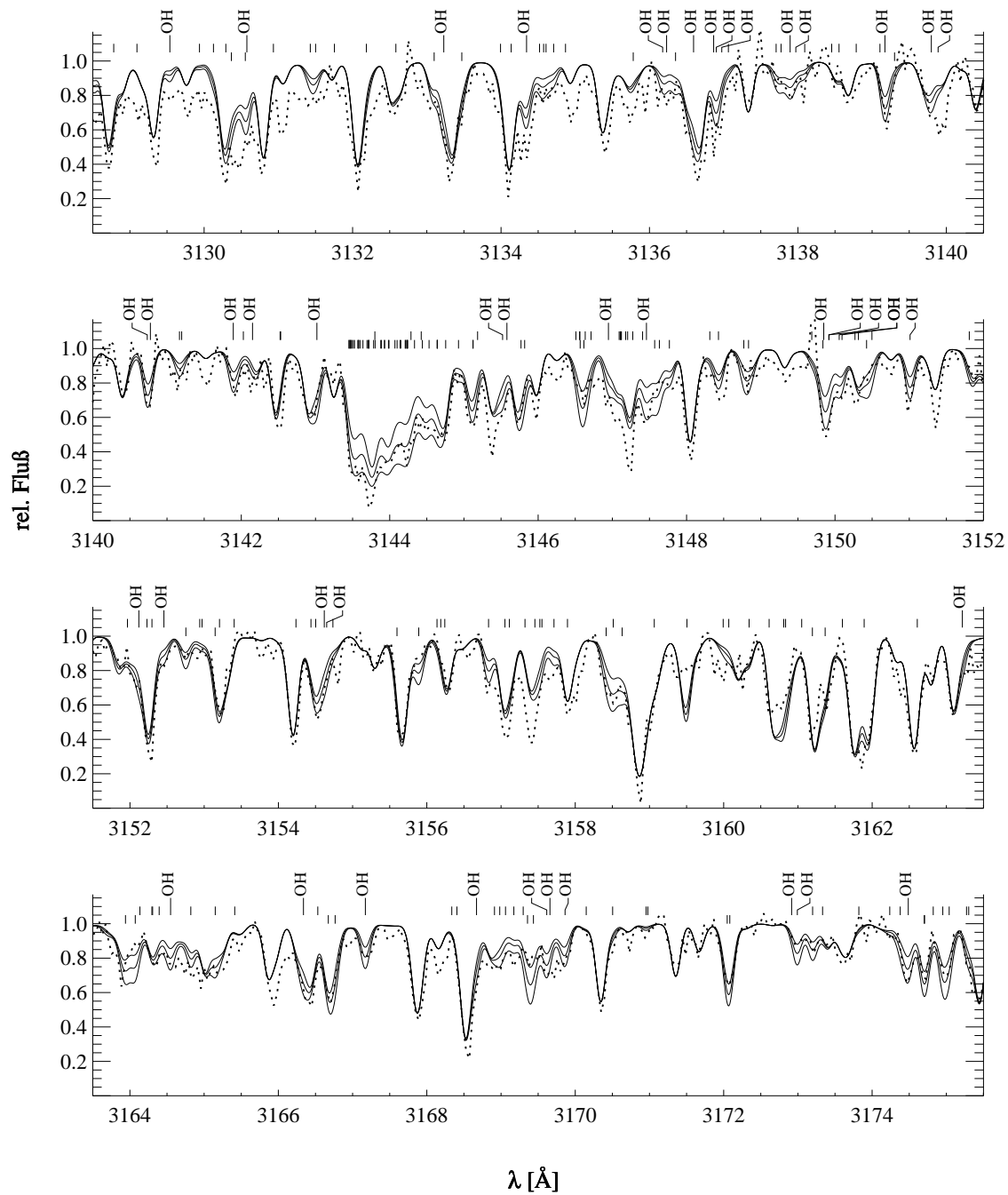


Abbildung D.3 Theoretische Modelle (—) zu CD -33 3337 (· · ·). Positionen von CH C-X(0,0)- und OH A-X-Linien sind markiert (vgl. Abb. 6.11). Die Modelle zu $T_{\text{eff}}=6097$ K, $\log g=4.09$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-1.30$, $\xi_{\text{mic}}=1.85$ (Stellarparameter von Nissen und Schuster (1997)) wurden mit $[\text{O}/\text{Fe}]=0.4, 0.6, 0.8$ sowie $[\text{C}/\text{Fe}]=0.4, 0.6, 0.8$ berechnet und mit einem 6.5 km s^{-1} Gauß-Profil gefaltet.

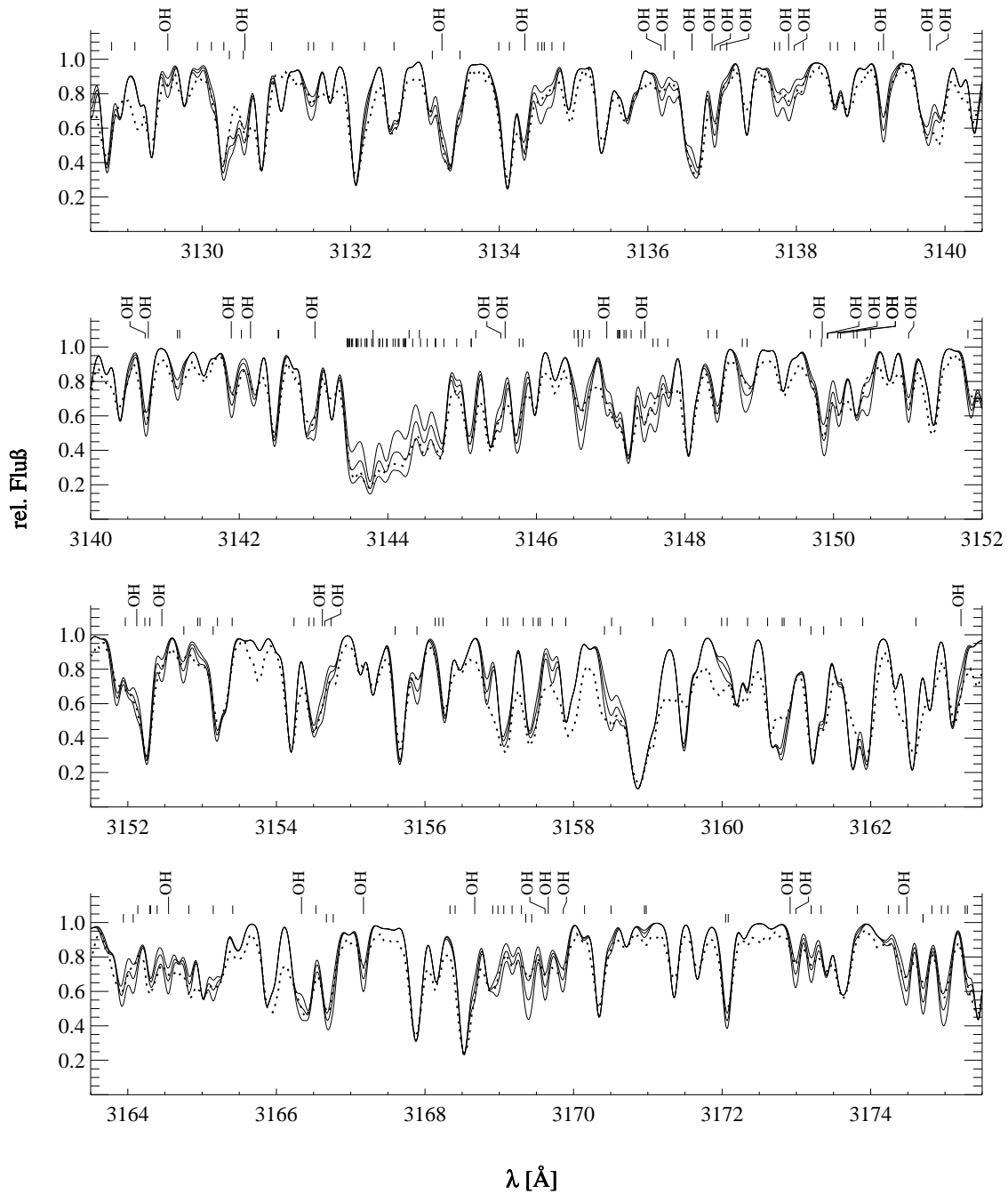


Abbildung D.6 *HD 106516*: Theoretische Modelle (—) (Stellarparameter von Fuhrmann, 1998, priv. Mitteilung) zu dem beobachteten UV-Spektrum von *HD 106516* (· · ·). Die drei theoretischen Spektren zu $T_{\text{eff}}=6198$ K, $\log g=4.31$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.71$, $\xi_{\text{mic}}=1.28$ wurden mit den Häufigkeiten $[\text{O}/\text{Fe}]=0.35, 0.55, 0.75$ dex sowie $[\text{C}/\text{Fe}]=0.2, 0.4, 0.6$ dex gerechnet und mit einem 6.5 km s^{-1} Gauß-Profil gefaltet.

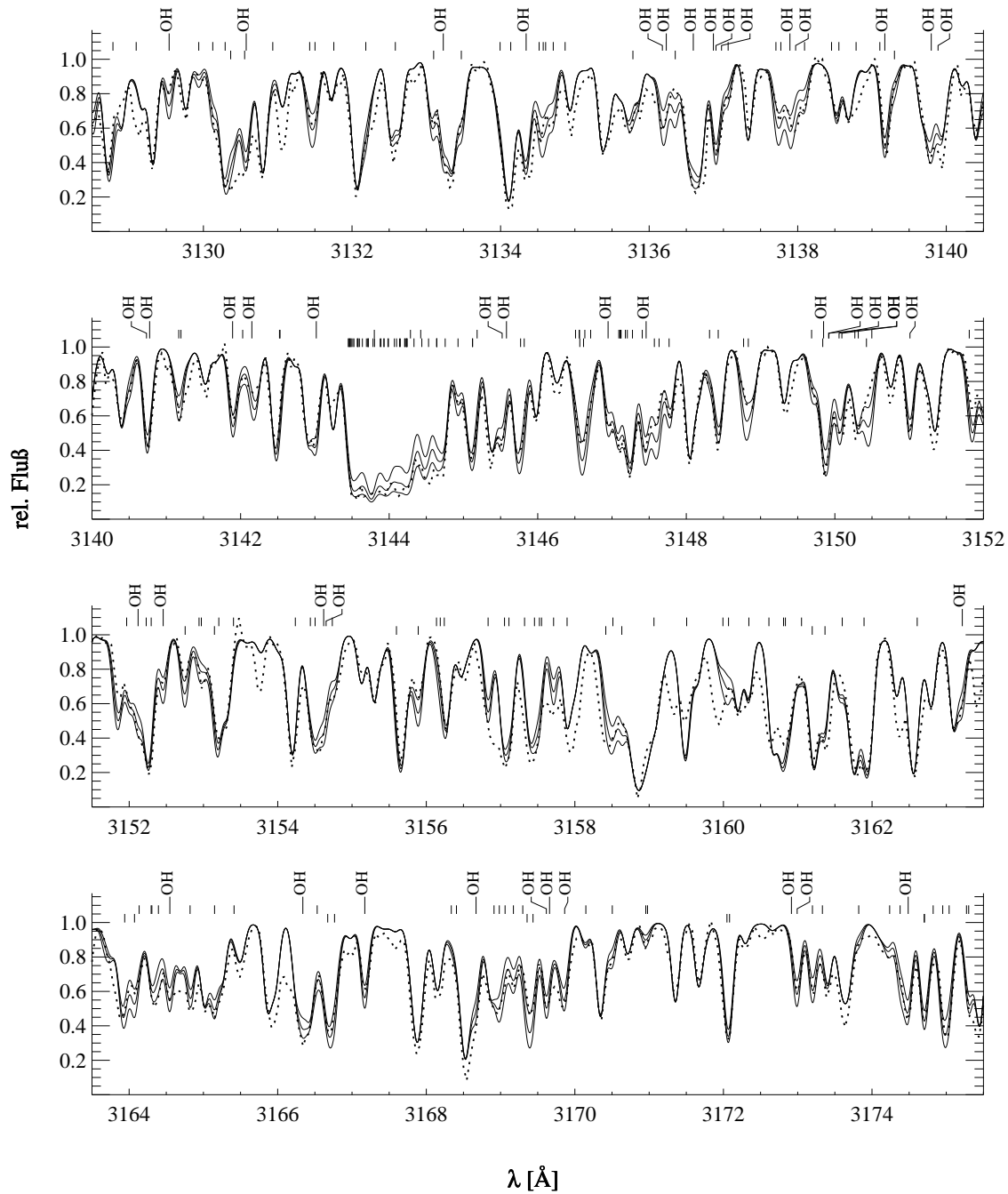


Abbildung D.8 HD 22879: Theoretische Modelle (—) (Stellarparameter von Fuhrmann (1998a)) zu dem beobachteten UV-Spektrum von HD 22879 (· · ·). Die drei theoretischen Spektren zu $T_{\text{eff}}=5867$ K, $\log g=4.26$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.84$, $\xi_{\text{mic}}=1.21$ wurden mit $[\text{O}/\text{Fe}]=0.3, 0.5, 0.7$ dex sowie $[\text{C}/\text{Fe}]=0.2, 0.4, 0.6$ dex gerechnet und mit einem 6.5 km s^{-1} Gauß-Profil gefaltet.

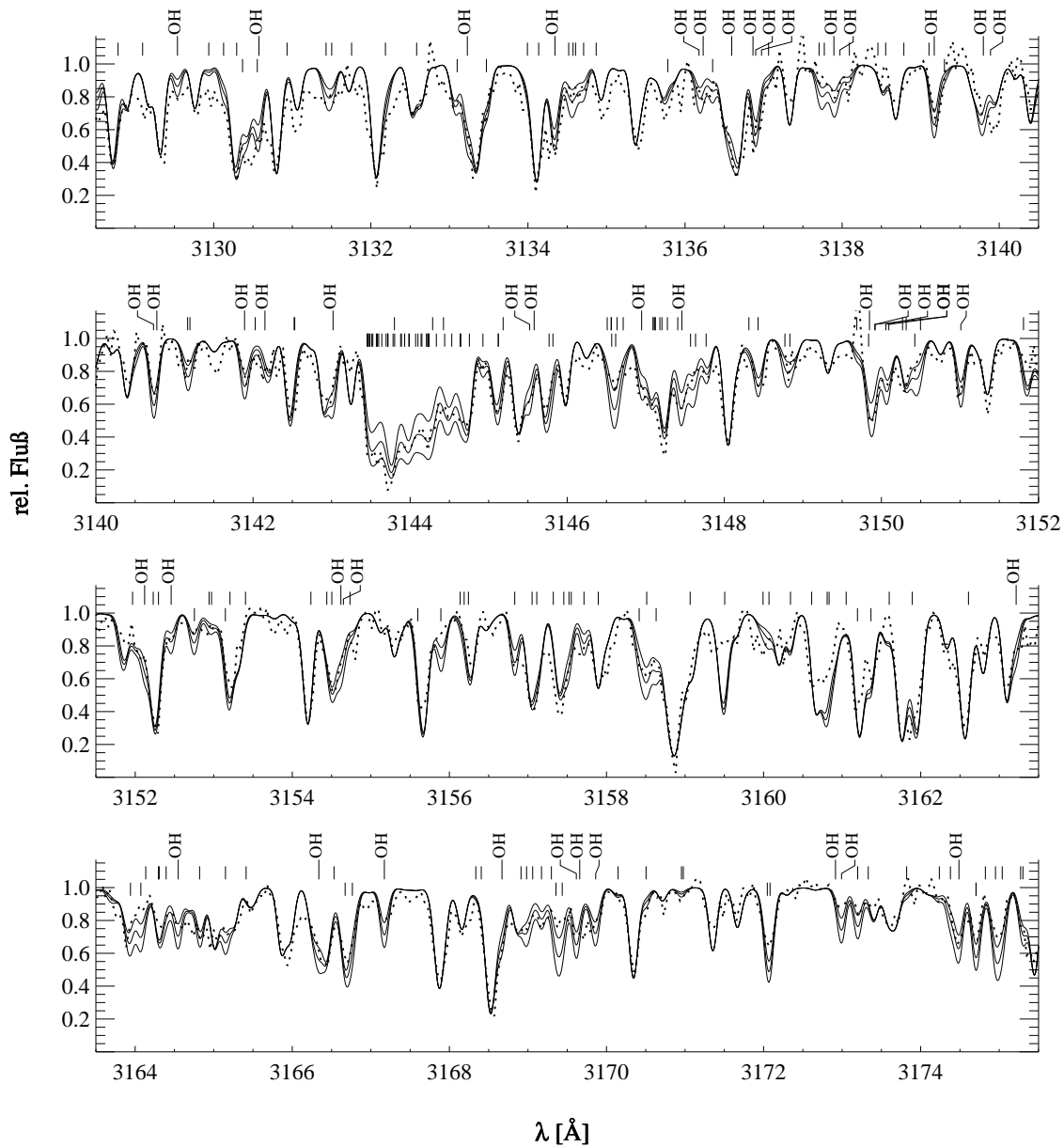


Abbildung D.2 Theoretische Modelle (—) zu CD -33 3337 (···). Positionen von CHC-X(0,0)- und OH A-X-Linien sind markiert (vgl. Abb. 6.11). Die Modelle zu $T_{\text{eff}}=5758$ K, $\log g=3.31$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-1.41$, $\xi_{\text{mic}}=1.60$ (Stellarparameter von Axer *et al.* (1995)) wurden mit den Häufigkeiten $[\text{O}/\text{Fe}]=0.3, 0.5, 0.7$, sowie $[\text{C}/\text{Fe}]=0.2, 0.4, 0.6$ gerechnet und mit einem 6.5 km/s-Gauß-Profil gefaltet. Die photometrische Kalibrierung erfolgte, wie in Abb. 6.14, mit B-Vergleichsternspektren einer späteren Beobachtungskampagne. Damit konnte zwar die Blazefunktion aus den Ordnungen beseitigt werden, andererseits könnte die Elimination tellurischer Ozonbanden, Residuen bis zu 5% des Kontinuums hinterlassen haben (vgl. Abb. 5.14 auf Seite 176). Die etwa 20 Å breiten Ordnungen überlappen kaum (Abb. 5.21b auf Seite 188), so daß die Kontinuumsrektifikation insbesondere an den Nahtstellen des zusammengesetzten Spektrums, wegen des schlechteren S/N , ebenfalls unsicherer ist. Markanten OH-Linien grenzen den Sauerstoffexzeß auf $[\text{O}/\text{Fe}] = 0.35 \dots 0.65$ dex ein. Aus dem CHC-X(0,0)-Bandenkopf bestimmen wir $[\text{C}/\text{Fe}] \approx 0.4$, während CH 3145.8, CH 3148.8 und CH 3169.4 die $[\text{C}/\text{Fe}]$ -Einzellinienhäufigkeiten auf $0.1 \dots 0.4$ dex eingrenzen.

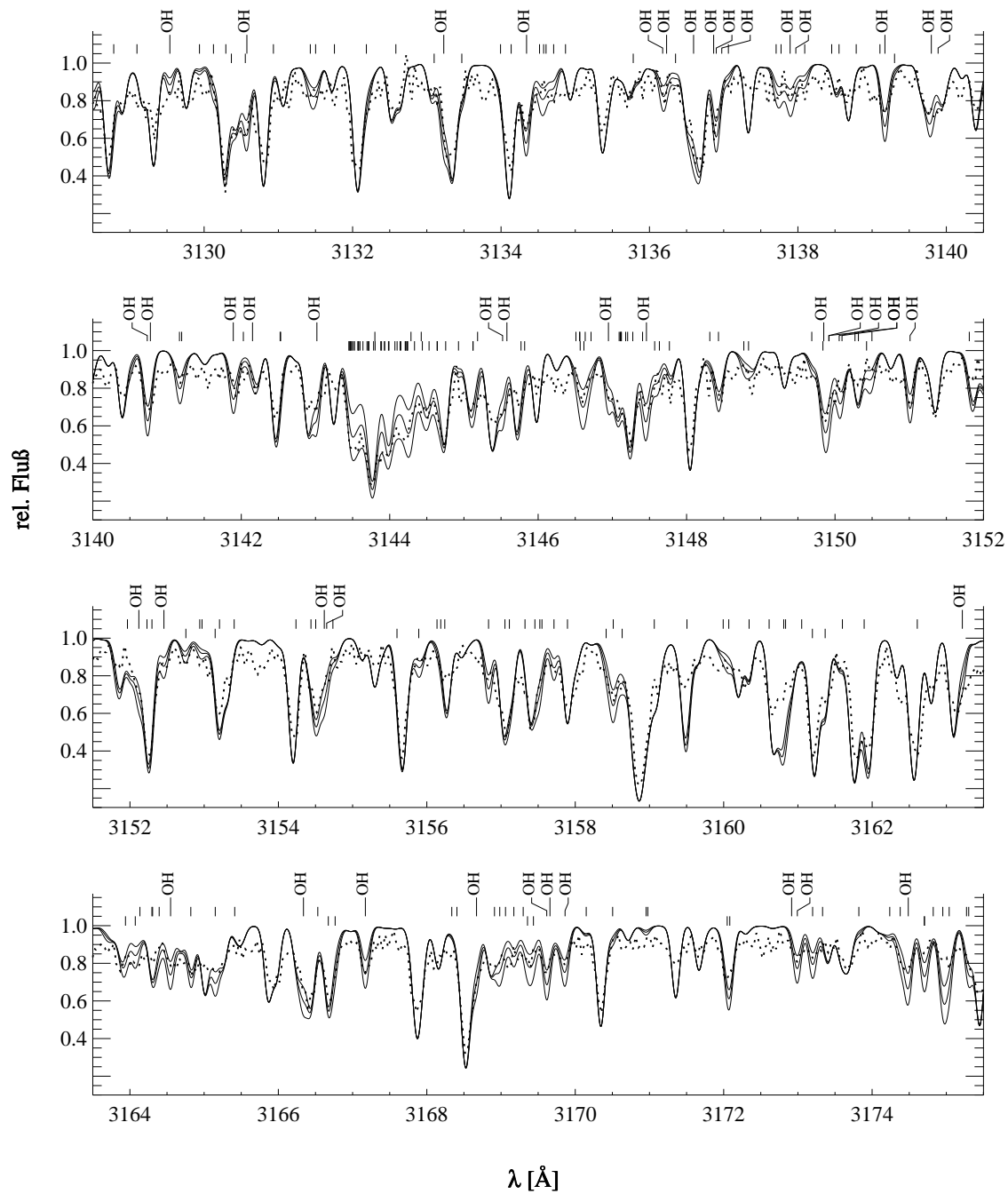


Abbildung D.4 HD 122196: Theoretische Modelle (—) (Stellarparameter von Axer *et al.* (1995)) zu dem beobachteten UV-Spektrum von HD 122196 (· · ·). Die drei theoretischen Spektren zu $T_{\text{eff}}=5810$ K, $\log g=3.59$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-1.39$, $\xi_{\text{mic}}=1.58$ wurden mit den Häufigkeiten $[\text{O}/\text{Fe}]=0.2, 0.4, 0.6$ dex sowie $[\text{C}/\text{Fe}]=-0.2, 0.0, 0.2$ dex gerechnet und mit einem 6.5 km/s-Gauß-Profil gefaltet.

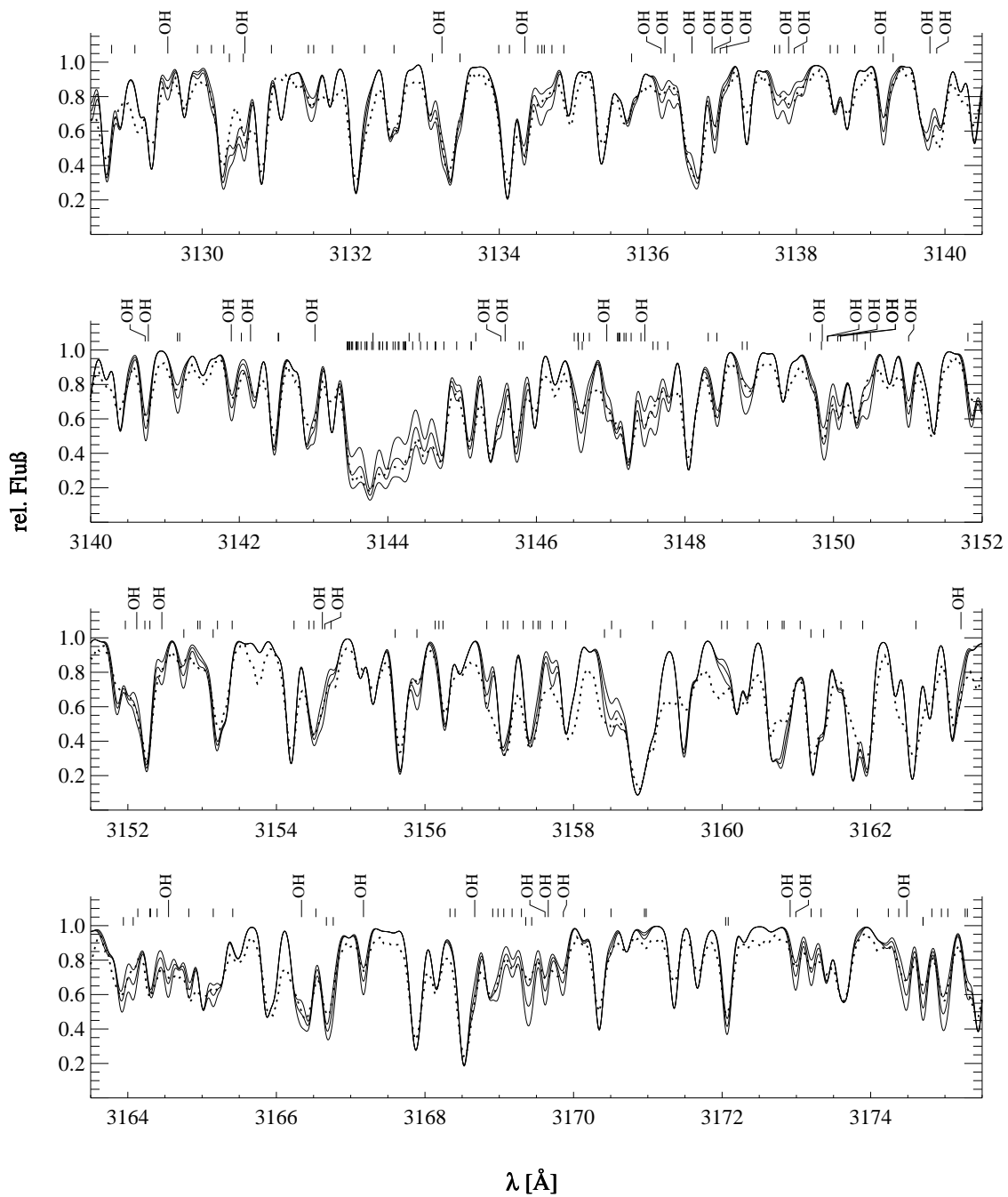


Abbildung D.5 *HD 106516*: Theoretische Modelle (—) (Stellarparameter von Axer *et al.* (1995)) zu dem beobachteten UV-Spektrum von *HD 106516* (· · ·). Die drei theoretischen Spektren zu $T_{\text{eff}}=5995$ K, $\log g=3.97$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.86$, $-\xi_{\text{mic}}=1.67$ wurden mit den Häufigkeiten $[\text{O}/\text{Fe}]=0.2, 0.4, 0.6$ dex sowie $[\text{C}/\text{Fe}]=0.1, 0.3, 0.5$ dex gerechnet und mit einem 6.5 km/s-Gauß-Profil gefaltet.

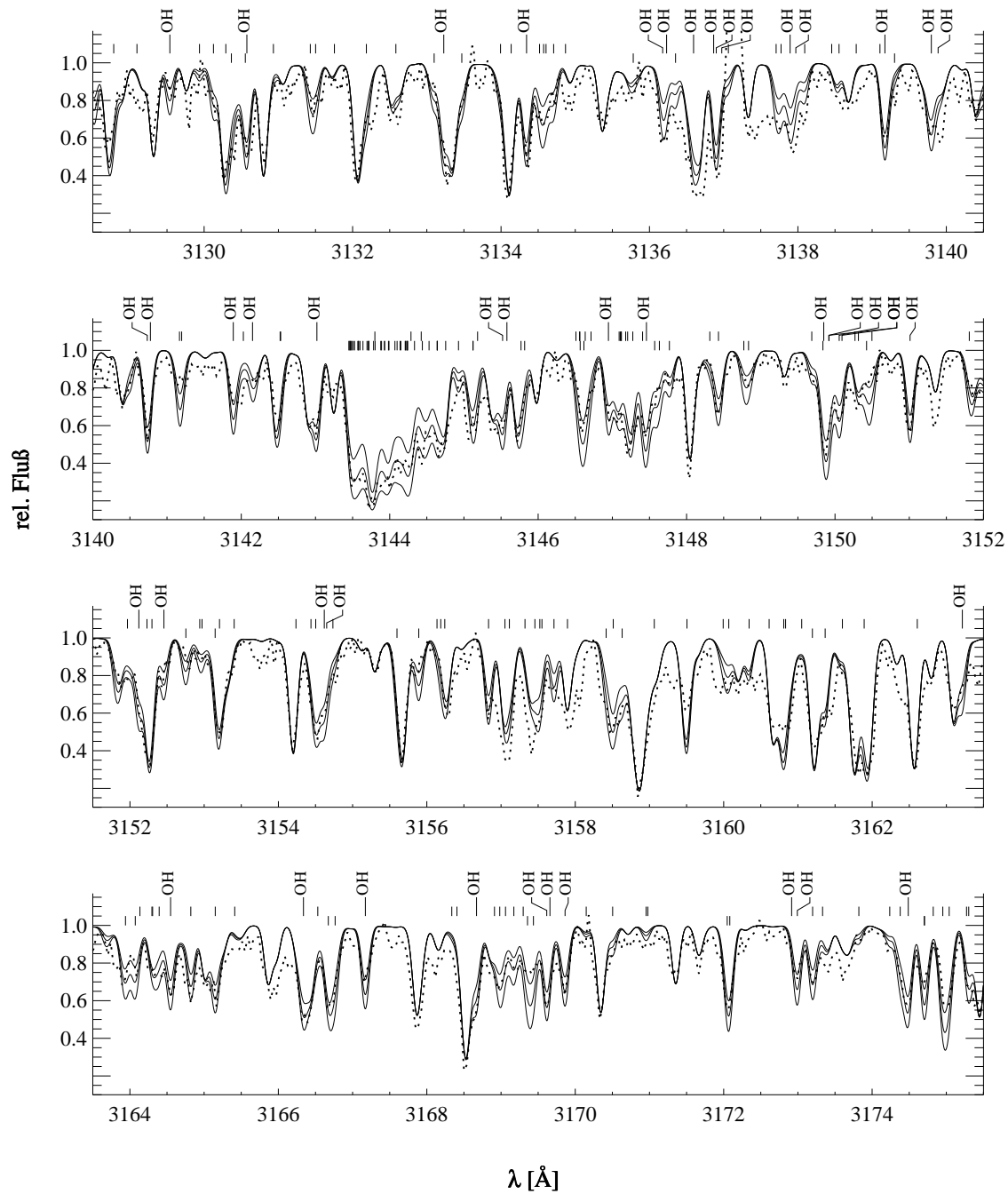


Abbildung D.7 *HD 31128*: Theoretische Modelle (—) zu dem beobachteten UV-Spektrum von *HD 31128* (···). Die drei theoretischen Spektren zu $T_{\text{eff}}=5680$ K, $\log g=3.74$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-1.77$, $\xi_{\text{mic}}=1.5$ wurden mit den Häufigkeiten $[\text{O}/\text{Fe}]=0.5, 0.7, 0.9$ dex sowie $[\text{C}/\text{Fe}]=0.2, 0.4, 0.6$ dex gerechnet und mit einem 6.5 km/s-Gauß-Profil gefaltet.

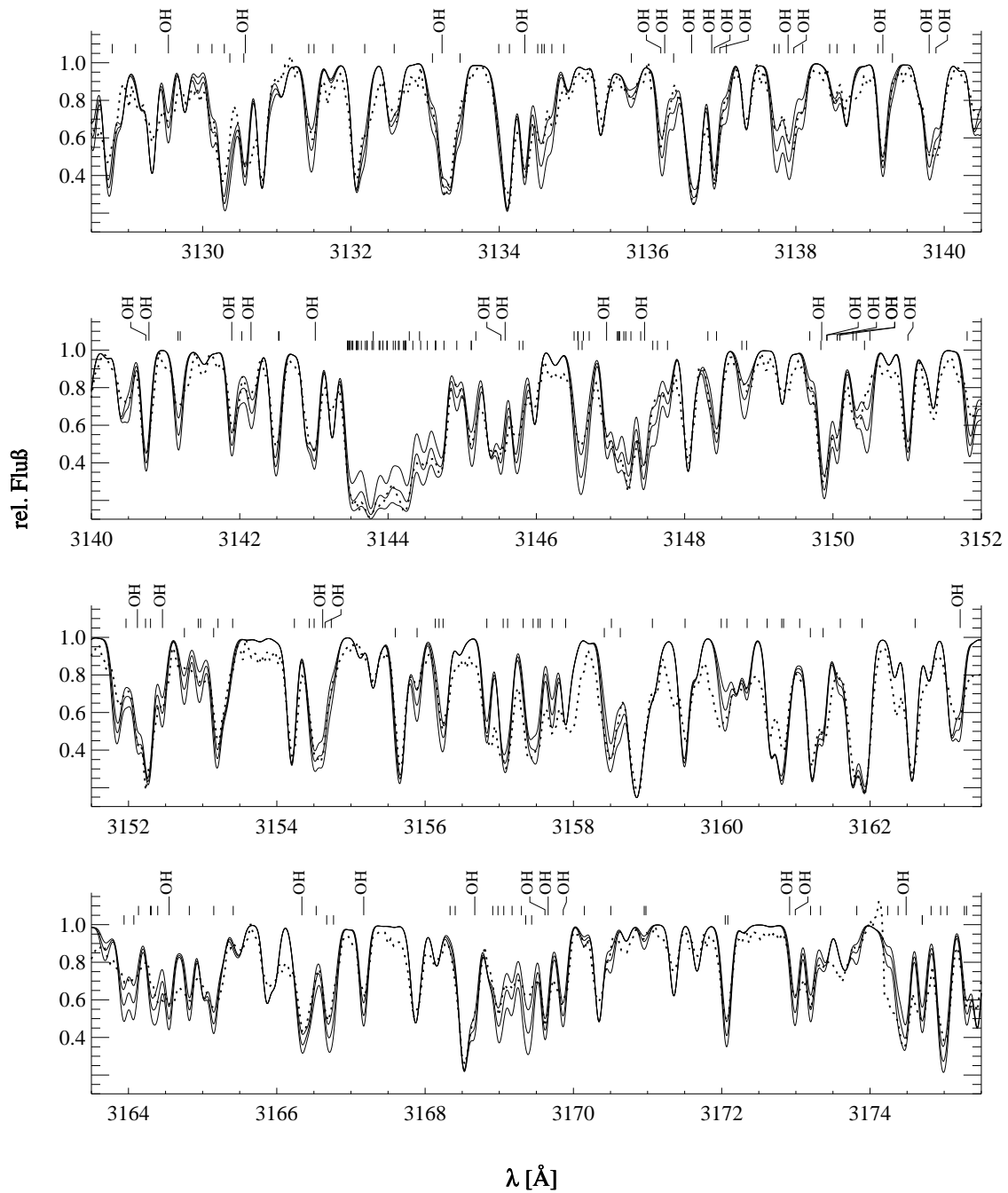
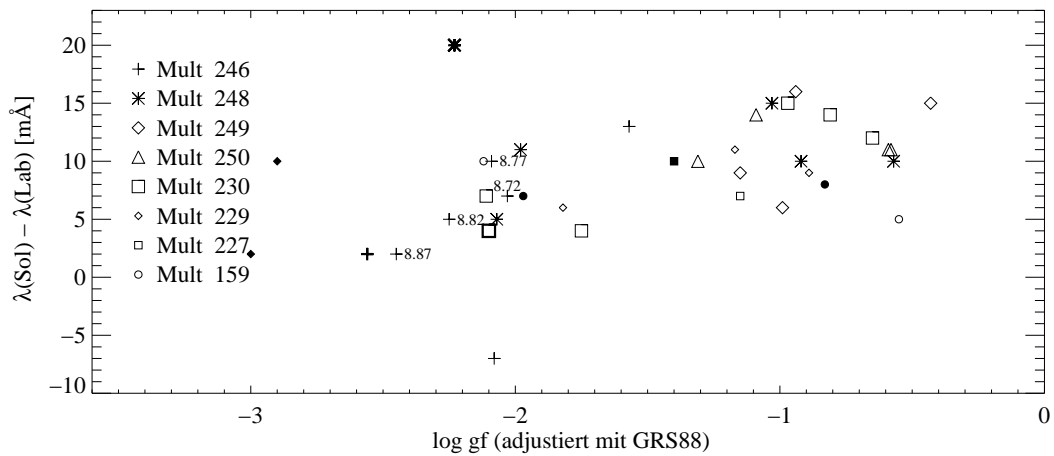
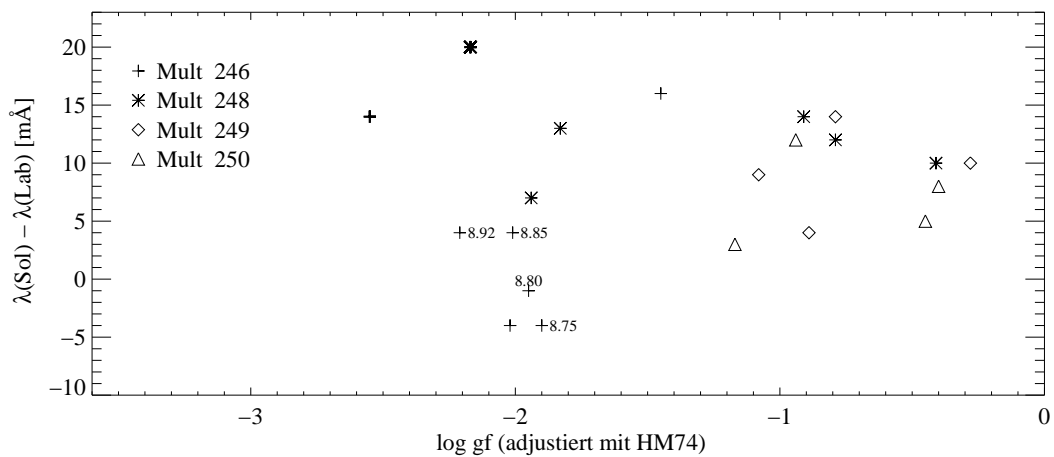


Abbildung D.9 *HD 128279*: Theoretische Modelle (—) zu dem beobachteten UV-Spektrum von *HD 128279* (···). Die drei theoretischen Spektren zu $T_{\text{eff}}=5165$ K, $\log g=2.98$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-1.97$, $\xi_{\text{mic}}=1.59$ wurden mit den Häufigkeiten $[\text{O}/\text{Fe}]=0.25, 0.45, 0.65$ dex sowie $[\text{C}/\text{Fe}]=-0.1, 0.1, 0.3$ dex gerechnet und mit einem 6.5 km/s-Gauß-Profil gefaltet.

E. Untersuchungen von Ni I–Multipletts



(a) gf -Werte mit GRS88 am solaren Flußatlas KPNO84 adjustiert



(b) gf -Werte mit HM74 am solaren Intensitätsatlas LIEGE73 adjustiert

Abbildung E.1 Positionsverschiebungen der untersuchten Ni I–Multipletts, vgl. mit Abb. 3.3. Die Abbildungen zeigen die Abweichungen $\Delta\lambda$ der in Tab. E.1 angegebenen Laborwellenlängen, von den beobachteten Ni I–Linienzentren im KPNO84- bzw. LIEGE73-Atlas. Die Abweichungen sind auf die relativistische Gravitationsrotverschiebung $\Delta\lambda_{\text{grav}}$ von $+13\text{mÅ}$ und auf eine durch Granulation bedingte Blauverschiebung zurückzuführen. Dravins (1982) zeigt, daß schwächere Fe I–Linien mit höherer Anregungsenergie ($\approx 4\text{ eV}$) stärker blauverschoben sind (maximal $\approx 600\text{ m/s}$), als stärkere Linien, die nur um etwa 200 m/s blauverschoben sind. Allerdings weist das von Dravins präzenterte Diagramm 1 eine beträchtliche Streuung in der granulationsbedingten Linienverschiebung auf, demzufolge $\Delta\lambda$ für die fragliche Ni I (246)–Linie Werte zwischen 0 mÅ und 10 mÅ annehmen kann. Man beachte auch, daß die Laborwellenlängen unter Voraussetzung von Standardbedingungen aus den Vakuumwellenlängen berechnet wurden. Der Luftbrechungsindex ist Druck- und Dichteschwankungen in der Erdatmosphäre unterworfen.

Tabelle E.1 Theoretische und adjustierte f -Werte ausgewählter Ni I–Multipletts. Für Ni I(246) (6300Å) werden f -Werte angegeben, mit denen der Blend von Ni I- und [O I] 6300-Linie an die Beobachtung angepaßt werden kann. Adjustiert wurde mit GRS88 am Flußatlas ($\xi_{\text{mic}} = 1.1$ km/s, $\Xi_{\text{exp}} = 1.2$ km/s, $v \sin i = 2$ km/s) und mit HM74 am LIEGE73-Intensitätsatlas ($\xi_{\text{mic}} = 1.0$ km/s, $\Xi_{\text{exp}} = 1.4$ km/s). Die meteoritische Ni-Häufigkeit aus Tab. 2.1 wurde vorausgesetzt. Für den reinen LS-Kopplungsfall berechnete relative f -Werte (Unsöld 1968, S. 340), werden in Spalte 6 aufgeführt. Für jedes Multiplett wurde die Absolutskala durch einen der adjustierten f -Werte festgelegt. λ_{vac} , E_l und Konfigurationen stammen von Sugar und Corliss (1985). Die Fehler der angegebenen Vakuumwellenlängen betragen ≈ 6 mÅ und für ebenfalls nur wenige mÅ λ_{\odot} . λ_{lab} hängt vom Luftbrechungsindex ab, der hier für Standardbedingungen (!) nach Edlén (1953) berechnet worden ist. Weitere Erläuterungen, siehe S. 48.

λ_{vac} [Å]	λ_{lab} [Å]	$J_l - J_u$	E_l [eV]	$\log gf$ (Kur88)	$\log gf$ (LS)	KPNO84		LIEGE73	
						λ_{\odot} [Å]	$\log gf$ (GRS88)	λ_{\odot} [Å]	$\log gf$ (HM74)
Ni I(159) $3d^9(^4D)4p^3D^{\circ} - 3d^9(^2D)4d^3P$									
5130.799	5129.369	3-2	3.6785	-0.71	-1.34	5129.374	-0.55		
5189.264	5187.818	2-2	3.7057	-3.03	-2.10	5187.825	(-1.97)		
5186.001	5184.556	2-1	3.7057	-0.83	-1.62	5184.564	(-0.83)		
5476.946	5475.423	1-1	3.8327	-1.96	-2.12	5475.433	-2.12		
Ni I(229) $3d^8(^6F)4s4p(^6P^{\circ})^3F^{\circ} - 3d^8(^6D)4d^3D$									
6135.660	6133.960	4-3	4.0882	-2.10	-1.82	6133.966	-1.82		
6188.421	6186.707	3-3	4.1054	-0.95	-2.89	6186.716	-0.89		
6166.948	6165.240	3-2	4.1054	-2.61	-1.98	6165.250	(-2.90)		
6362.566	6360.805	2-2	4.1673	-1.28	-2.90	6360.816	-1.17		
5845.898	5844.276	2-1	4.1673	-3.07	-2.13	5844.278	(-3.00)		
Ni I(230) $3d^8(^6F)4s4p(^6P^{\circ})^3F^{\circ} - 3d^8(^6D)4d^3F$									
6112.758	6111.064	4-4	4.0882	-1.09	-0.60	6111.078	-0.81		
6119.787	6118.091	4-3	4.0882	-2.33	-1.78	6118.098	-2.11		
6165.124	6163.416	3-4	4.1054	-0.68	-1.78	6163.428	-0.65		
5642.683	5641.116	3-2	4.1054	-1.89	-1.75	5641.120	-1.75		
6368.236	6366.473	2-3	4.1673	-1.06	-1.80	6366.488	-0.97		
5806.014	5804.403	2-2	4.1673	-3.11	-0.86	5804.407	(-2.10)		
Ni I(246) $3d^8(^6F)4s4p(^6P^{\circ})^3D^{\circ} - 3d^8(^6D)4d^3P$									
6668.547	6666.703	2-2	4.2357	-2.09	-2.08	6666.696	-2.08	6666.699	-2.02
6663.159	6661.317	2-1	4.2357	-1.78	-1.60	6661.330	-1.57	6661.333	-1.45
6773.869	6771.997	1-1	4.2662	-2.52	-2.09	6771.999	(-2.56)	6772.011	(-2.55)
6302.079	6300.334	1-0	4.2662	-1.74	-1.93	6300.341	-2.03	6300.330	-1.90
						6300.344	-2.09	6300.333	-1.95
						6300.339	-2.25	6300.338	-2.01
						6300.336	-2.45	6300.338	-2.21
Ni I(248) $3d^8(^6F)4s4p(^6P^{\circ})^3D^{\circ} - 3d^8(^6D)4d^3D$									
6340.863	6339.108	3-3	4.1536	-0.81	-1.17	6339.118	-0.57	6339.118	-0.41
6318.320	6316.571	3-2	4.1536	-2.75	-2.07	6316.582	-1.98	6316.584	-1.83
6594.325	6592.502	2-2	4.2357	-1.25	-1.44	6592.517	-1.03	6592.516	-0.91
6040.969	6039.295	2-1	4.2357	-3.11	-2.07	6039.300	-2.07	6039.302	-1.94
6702.744	6700.891	1-2	4.2662	-2.32	-2.12	6700.911	(-2.23)	6700.911	(-2.17)
6131.827	6130.128	1-1	4.2662	-1.39	-1.60	6130.138	-0.92	6130.140	-0.79
Ni I(249) $3d^8(^6F)4s4p(^6P^{\circ})^3D^{\circ} - 3d^8(^6D)4d^3F$									
6323.912	6322.161	3-3	4.1536	-1.31	-1.15	6322.170	-1.15	6322.170	-1.08
6600.416	6598.591	2-3	4.2357	-1.10	-0.27	6598.607	-0.94	6598.605	-0.79
5998.388	5996.725	2-2	4.2357	-1.12	-1.13	5996.731	-0.99	5996.729	-0.89
6087.961	6086.274	1-2	4.2662	-0.82	-0.40	6086.289	-0.43	6086.284	-0.28
Ni I(250) $3d^8(^6F)4s4p(^6P^{\circ})^3D^{\circ} - 3d^8(^6F)5s^3F$									
5616.327	5614.767	3-3	4.1536	-0.51	0.22	5614.778	-0.58	5614.775	-0.40
5393.826	5392.325	3-2	4.1536	-1.26	-1.31	5392.335	-1.31	5392.328	-1.17
5593.693	5592.139	2-2	4.2357	-0.51	0.22	5592.150	-0.59	5592.144	-0.45
5671.508	5669.933	1-2	4.2662	-0.96	0.94	5669.947	-1.09	5669.945	-0.94

F. Reanalyse publizierter Äquivalentbreiten von solaren Häufigkeitsindikatoren

F.1 [O I] 6300,6363

[O I] 6300						[O I] 6363					
μ	W_λ [mÅ]	GRS 88		HM 74		μ	W_λ [mÅ]	GRS 88		HM 74	
		A	B	A	B			A	B		
1.0	4.90	8.94	8.63	9.03	8.82	1.0	2.30	8.99	8.86	9.13	9.06
0.9	5.50	8.97	8.69	9.04	8.84	0.9	2.20	8.94	8.78	9.06	8.98
0.8	6.00	8.99	8.74	9.06	8.87	0.8	2.40	8.96	8.81	9.08	9.00
0.7	5.40	8.93	8.62	8.99	8.77	0.7	2.50	8.96	8.80	9.07	8.99
0.6	5.70	8.94	8.65	8.98	8.77	0.6	2.70	8.98	8.83	9.08	8.99
0.5	6.40	8.97	8.73	8.99	8.79	0.5	2.70	8.95	8.78	9.02	8.91
0.4	7.10	9.00	8.79	8.97	8.78	0.4	2.80	8.95	8.77	8.95	8.82
0.3	8.70	9.09	8.93	9.05	8.90	0.3	2.10	8.73	8.35	8.73	8.48
0.2	8.20	9.05	8.90	9.05	8.92	0.2	3.10	8.97	8.78	9.00	8.89

A ohne Ni I-blend
B mit Ni I-blend ($\log gf(\text{Ni I}) = -1.95$)

A CN-blend mit $\log gf(\text{CN}) = -1.5$
B CN-blend mit $\log gf(\text{CN}) = -1.2$

Tabelle F.1 $\log \varepsilon_\odot(\text{OI})$ aus Äquivalentbreiten von Altröck (1968).

F.2 O I 7773-Triplett

	μ	W_λ	GRS 88	HM 74
O I 7772	$\log gf = 0.35, \log C_6 = -31.50$			
	1.0	88.00	8.90 / 8.87 / 8.82	8.94 / 8.90 / 8.83
	0.7	79.50	9.03 / 8.98 / 8.91	9.00 / 8.93 / 8.85
	0.5	70.00	9.15 / 9.06 / 8.95	9.03 / 8.93 / 8.81
	0.4	65.00	9.24 / 9.12 / 8.99	9.08 / 8.95 / 8.82
	0.3	65.00	9.46 / 9.28 / 9.11	9.31 / 9.12 / 8.94
O I 7774	$\log gf = 0.21, \log C_6 = -31.50$			
	1.0	71.00	8.80 / 8.78 / 8.74	8.84 / 8.81 / 8.76
	0.7	63.50	8.93 / 8.89 / 8.82	8.90 / 8.84 / 8.77
	0.5	56.50	9.06 / 8.98 / 8.89	8.93 / 8.85 / 8.76
	0.4	52.50	9.15 / 9.05 / 8.94	8.99 / 8.89 / 8.77
	0.3	52.50	9.37 / 9.22 / 9.06	9.22 / 9.05 / 8.89
O I 7775	$\log gf = -0.02, \log C_6 = -31.50$			
	1.0	54.00	8.75 / 8.74 / 8.71	8.80 / 8.77 / 8.73
	0.7	47.50	8.87 / 8.84 / 8.79	8.85 / 8.81 / 8.75
	0.5	41.00	8.98 / 8.92 / 8.85	8.86 / 8.80 / 8.72
	0.4	37.50	9.07 / 8.99 / 8.89	8.90 / 8.82 / 8.73
	0.3	37.50	9.28 / 9.15 / 9.02	9.12 / 8.99 / 8.86

Tabelle F.2 $\log \varepsilon_\odot(7773)$ (LTE und NLTE) aus Äquivalentbreiten von Müller *et al.* (1968). Die Äquivalentbreite ist in mÅ angegeben. Die Häufigkeiten sind von links nach rechts für LTE, NLTE mit $5 \times C_{lu}^H$ (Drawin) und NLTE ohne H-Stöße angegeben.

	μ	W_λ	GRS 88	HM 74
O 1 7772	log $gf=0.35$, log $C_6 = -31.50$			
	1.0	84.80	8.86 / 8.83 / 8.79	8.90 / 8.85 / 8.80
	0.9	80.30	8.86 / 8.83 / 8.78	8.88 / 8.83 / 8.77
	0.8	73.80	8.85 / 8.81 / 8.76	8.85 / 8.79 / 8.73
	0.7	71.40	8.91 / 8.86 / 8.79	8.88 / 8.81 / 8.74
	0.6	69.00	8.98 / 8.92 / 8.84	8.91 / 8.84 / 8.75
	0.5	63.00	9.02 / 8.94 / 8.85	8.90 / 8.81 / 8.71
	0.4	61.80	9.18 / 9.06 / 8.94	9.02 / 8.90 / 8.77
	0.3	56.70	9.30 / 9.14 / 8.99	9.15 / 8.98 / 8.82
	0.2	53.20	9.52 / 9.27 / 9.08	9.34 / 9.08 / 8.89
O 1 7774	log $gf=0.21$, log $C_6 = -31.50$			
	1.0	72.90	8.83 / 8.81 / 8.77	8.87 / 8.83 / 8.78
	0.9	69.30	8.84 / 8.81 / 8.77	8.86 / 8.82 / 8.77
	0.8	64.20	8.84 / 8.81 / 8.76	8.84 / 8.79 / 8.73
	0.7	62.70	8.91 / 8.87 / 8.81	8.88 / 8.83 / 8.76
	0.6	59.40	8.96 / 8.91 / 8.84	8.89 / 8.83 / 8.75
	0.5	54.60	9.02 / 8.95 / 8.86	8.89 / 8.81 / 8.72
	0.4	52.60	9.15 / 9.05 / 8.93	8.99 / 8.88 / 8.77
	0.3	49.00	9.29 / 9.15 / 9.00	9.14 / 8.98 / 8.84
	0.2	46.00	9.51 / 9.28 / 9.09	9.33 / 9.09 / 8.91
O 1 7775	log $gf= -0.02$, log $C_6 = -31.50$			
	1.0	59.40	8.85 / 8.83 / 8.80	8.89 / 8.86 / 8.82
	0.9	54.00	8.82 / 8.80 / 8.76	8.85 / 8.81 / 8.77
	0.8	51.10	8.84 / 8.82 / 8.78	8.85 / 8.81 / 8.76
	0.7	49.30	8.90 / 8.87 / 8.82	8.88 / 8.84 / 8.78
	0.6	44.50	8.91 / 8.87 / 8.82	8.85 / 8.80 / 8.74
	0.5	43.30	9.02 / 8.96 / 8.89	8.90 / 8.84 / 8.76
	0.4	40.30	9.12 / 9.04 / 8.94	8.96 / 8.87 / 8.78
	0.3	35.20	9.21 / 9.09 / 8.97	9.06 / 8.93 / 8.81
	0.2	33.20	9.43 / 9.24 / 9.07	9.26 / 9.06 / 8.89
O 1 6158	log $gf= -0.31$, log $C_6 = -30.54$			
	1.0	7.00	8.80 / 8.80 / 8.80	8.93 / 8.92 / 8.92
	0.9	4.60	8.65 / 8.65 / 8.64	8.75 / 8.75 / 8.74
	0.8	5.40	8.82 / 8.82 / 8.82	8.90 / 8.90 / 8.89
	0.7	3.80	8.75 / 8.75 / 8.74	8.81 / 8.81 / 8.80
	0.6	3.60	8.84 / 8.84 / 8.83	8.90 / 8.90 / 8.89
	0.5	2.90	8.87 / 8.87 / 8.86	8.91 / 8.90 / 8.89
	0.4	3.40	9.14 / 9.13 / 9.12	9.08 / 9.07 / 9.05
	0.3	2.60	9.25 / 9.24 / 9.21	9.12 / 9.11 / 9.08
	0.2	0.90	9.07 / 9.06 / 9.01	8.92 / 8.91 / 8.86

Tabelle F.3 log $\varepsilon_{\odot}(7773)$ (LTE und NLTE) aus Äquivalentbreiten von Altrock (1968). Die Äquivalentbreite ist in mÅ angegeben. Die Häufigkeiten sind von links nach rechts für LTE, NLTE mit $5 \times C_{lu}^H$ (Drawin) und NLTE ohne H–Stöße angegeben.

Physikalische Größen und Symbole

Zusammenstellung verwendeter physikalischen Größen und Symbole. Sofern keine explizite Angaben zu physikalischen Einheiten gemacht werden, wird das cgs-System vorausgesetzt.

Symbol	Definition	Einheit	Bezeichnung
m_e	$= 9.109534 \cdot 10^{-28} \text{ g}$		Elektronenmasse
c	$= 2.99792456 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}$		Vakuumlichtgeschwindigkeit
e	$= 4.80324235 \cdot 10^{-10} \text{ esE}$		Elektronenladung
	$= 1.60218920 \cdot 10^{-19} \text{ C}$		
G	$= 6.672 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3/(\text{s}^2\text{g})$		Gravitationskonstante
h	$= 6.626176 \cdot 10^{-27} \text{ erg s}$		Plancksches Wirkungsquantum
k	$= 1.380662 \cdot 10^{-16} \text{ erg/K}$		Boltzmannkonstante
R	$= 8.3144100 \cdot 10^7 \text{ erg}/(\text{mol K})$		allgemeine Gaskonstante
σ_B	$= 5.66961 \cdot 10^{-5} \text{ erg}/(\text{s cm}^2\text{K}^4)$		Stefan-Boltzmann-Konstante
L_\odot	$= 3.85 \cdot 10^{33} \text{ erg/s}$		Sonnenleuchtkraft
$M_{\text{bol},\odot}$	$= 4.74$		absolute bolometrische Helligkeit der Sonne
M_\odot	$= 1.989 \cdot 10^{33} \text{ g}$		Sonnenmasse
R_\odot	$= 6.960 \cdot 10^{10} \text{ cm}$		Sonnenradius
T_{eff}	$= 5777 \pm 2 \text{ K}$		solare Effektivtemperatur
$\log g$	$= 4.437 \text{ (cgs)}$		Schwerebeschleunigung an der solaren Oberfläche
L			Sternleuchtkraft
M			Sternmasse
R			Sternradius
T_{eff}	$\sqrt[3]{L/(4\pi R^2\sigma_B)}$	K	Effektivtemperatur
$\log g$	$\log\{GM/R^2\}$	cm/s ²	Schwerebeschleunigung
ζ_{Atm}	$1/\cos\vartheta$		Luftmasse (Erdatmosphäre)
Sternatmosphäre, Spektrumsynthese, Strahlungstransport			
ρ		g/cm ³	Massendichte
ν		Hz	Frequenz
λ		Å	Wellenlänge
μ	$\cos\vartheta$		Winkel zwischen Sichtlinie und der Normalen der Sternoberfläche
σ_λ		1/cm	Streukoeffizient (Rayleigh-,Thomsonstreuung)
ϵ_λ		1/cm	wahre Emission
κ_λ		1/cm	wahre Opazität
κ_λ^c		1/cm	wahre kontinuierliche Opazität
κ_λ^l		1/cm	wahre Linienopazität
z		cm	geometrische Tiefenvariable
x			beliebige Variable
τ_0	$-\int \chi_{5000}(z) dz$		optische Referenziefenvariable bei $\lambda = 5000\text{Å}$
τ_λ	$-\int \chi_\lambda(z) dz$		monochromatische optische Tiefe
η_λ	$\epsilon_\lambda + \sigma_\lambda J_\lambda$		Emissivität
χ_λ	$\kappa_\lambda + \sigma_\lambda$		Opazität
F_λ			Fluß
$I_\lambda(\mu)$			austretende Intensität
$I_\lambda(\mu, \tau)$			tiefen- und winkelabhängige Intensität
$J_\lambda(\tau)$			über alle Raumwinkel gemittelte Intensität

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Symbol	Definition	Einheit	Bezeichnung
\tilde{S}_λ	$\epsilon_\lambda/\kappa_\lambda$		wahre Quellfunktion
\tilde{S}_λ^c	$\epsilon_\lambda^c/\kappa_\lambda^c$		wahre Kontinuumsquellfunktion
\tilde{S}_λ^l	$\epsilon_\lambda^l/\kappa_\lambda^l$		wahre Linienquellfunktion
S_λ	$\eta_\lambda/\chi_\lambda$		Quellfunktion
B_λ	$2hc^2/\lambda^5 \cdot (e^{-hc/(\lambda kT)} - 1)^{-1}$		Planck-Funktion
$E_2(x)$	$\int_1^\infty t^{-2} e^{-xt} dt$		Exponential-Integral zweiter Ordnung
r_λ	$(F_\lambda^c - F_\lambda)/F_\lambda^c$		Fluß- oder Intensitätsresiduum
$T(\tau_0)$			Temperatur
$p_e(\tau_0)$			Elektronendruck
$n_e(\tau_0)$			Elektronenteilchendichte
$p_g(\tau_0)$			Gasdruck
$n_g(\tau_0)$			Gasteilchendichte
$p_{k,i}(\tau_0)$			Partialdruck (k : Index für die Teilchenspezies, i : Ionisationsstufe)
$n_{k,i}(\tau_0)$			Ionenteilchendichte
$Q_{k,i}(\tau_0)$			Zustandssumme für die Teilchenspezies k der i -ten Ionisationsstufe

atomphysikalische Größen

n_i			Besetzungsdichte für das i -te Niveau
n_i^*			LTE-Besetzungsdichte für das i -te Niveau
b_i	n_i/n_i^*		NLTE-Abweichungskoeffizient für das i -te Niveau
g_u			Multiplizität des oberen Niveaus
g_l			Multiplizität des unteren Niveaus
A_{ul}		1/s	Einsteinkoeffizient für spontane Emission
B_{ul}			Einsteinkoeffizient für stimulierte Emission
B_{lu}	$(g_u/g_l)B_{ul}$		Einsteinkoeffizient für Absorption
f_{lu}	$1.4992 \text{ s/cm}^2 \cdot g_u/g_l A_{ul} \lambda^2$		(Absorptions)Oszillatorenstärke
E_l		eV	Anregungsenergie des unteren Niveaus
E_{lu}	$E_u - E_l$	eV	Differenzenergie zwischen zwei Niveaus
u_{lu}	$\frac{E_{lu}}{kT}$		
R_{ij}		cm^3/s	Strahlungsratenkoeffizient für den Übergang von i nach j
C_{ij}		cm^3/s	Stoßratenkoeffizient für Übergang von i nach j
P_{lu}		cm^3/s	totaler Aufwärtsratenkoeffizient für Übergang von den unteren Niveau l zum oberen Niveau u
C_{lu}^H		cm^3/s	Ratenkoeffizient für Stöße mit Wasserstoff bzw. Neutralteilchen (nach Drawin (1968))
S_H			Skalierungsfaktor für für C_{lu}^H
C_{lu}^e		cm^3/s	Ratenkoeffizient für Stöße mit Elektronen
S_e			Skalierungsfaktor für C_{lu}^e

molekülphysikalische Größen

v', v''			obere bzw. untere Schwingungsquantenzahl
J', J''			obere bzw. untere Rotationsquantenzahl
D_0		eV	Dissoziationsenergie von $v'' = 0$ ausgehend.

Verbreiterungsparameter

ξ_{mic}	km/s	Mikroturbulenz	(Normalverteilung)
Ξ_{mac}	km/s	Makroturbulenz	(Normal- oder Exponentialverteilung)
v_{Instr}	km/s	Instrumentenprofil	(Normalverteilung)
Ξ_{Exp}	km/s	Makroturbulenz	(Exponentialverteilung)
ζ_{RT}	km/s	Makroturbulenz	(Radial-Tangentialverteilung)

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Symbol	Definition	Einheit	Bezeichnung
γ_{rad}		1/s	Strahlungsdämpfungskonstante
γ_4		1/s	Dämpfungskonstante für quadratischen Starkeffekt
γ_6		1/s	van der Waals-Dämpfungskonstante
C_4		cm ⁴ /s	Konstante für quadratischen Starkeffekt
C_6		cm ⁶ /s	van der Waals-Konstante
Häufigkeitsanalyse			
W	$\int_{\text{Linie}} r_\lambda d\lambda$	Å, mÅ	Äquivalentbreite
$\varepsilon(X)$			▷ Elementhäufigkeit $n(X)/n(H)$, wobei das Element mit X bezeichnet wird. Aus dem Kontext geht jeweils hervor, ob $\varepsilon(x)$ eine <i>absolute</i> oder eine <i>differentielle</i> Elementhäufigkeit darstellt, und ob eine ▷ Einzellinienhäufigkeit oder eine für alle Häufigkeitsindikatoren gültige Elementhäufigkeit gemeint ist.
ε_{LTE}			LTE-Elementhäufigkeit (unter Annahme von LTE bestimmt)
$\varepsilon_{\text{NLTE}}$			NLTE-Elementhäufigkeit (unter Berücksichtigung von NLTE-Effekten bestimmt)
$\Delta \log \varepsilon$	$\log \varepsilon_{\text{LTE}} - \log \varepsilon_{\text{NLTE}}$	dex	NLTE-Effekt, wobei ε_{LTE} und $\varepsilon_{\text{NLTE}}$ <i>absolute</i> LTE- bzw. NLTE-Häufigkeiten sind.
m_ε	$\frac{\Delta \log \varepsilon}{\Delta \log W}$		Häufigkeitstrend; der Zusatz LTE oder NLTE besagt, ob die Einzellinienhäufigkeiten ε_{7772} , ε_{7774} und ε_{7775} unter Annahme von LTE oder unter Verwendung eines NLTE-Modells bestimmt worden sind.
$(O/Fe)_\odot$	$\log \varepsilon(O) - \log \varepsilon(Fe)$	dex	solares Verhältnis von Sauerstoff- zu Eisenhäufigkeit
Δm_ε	$m_{\varepsilon(\text{LTE})} - m_{\varepsilon(\text{NLTE})}$		differentieller Häufigkeitstrend
$\log \varepsilon_\odot(Fe)$		dex	solare Eisenhäufigkeit
$\log \varepsilon_\odot(Fe I)$		dex	solare Eisenhäufigkeit aus Fe I-Linien
$\log \varepsilon_\odot(Fe II)$		dex	solare Eisenhäufigkeit aus Fe II-Linien
$\log \varepsilon_\odot(OH A-X)$		dex	solare Sauerstoffhäufigkeit aus OH A-X-Linien
$\log \varepsilon_\odot(7773)$		dex	solare Sauerstoffhäufigkeit aus O I 7773-Tripletlinien
$\log \varepsilon_\odot([O I])$		dex	solare Sauerstoffhäufigkeit aus [O I] 6300 und [O I] 6363
$\log \varepsilon_\odot([O I] 6300)$		dex	solare Sauerstoffhäufigkeit aus [O I] 6300
$\log \varepsilon_\odot(OH 3 \mu m)$		dex	solare Sauerstoffhäufigkeit, abgeleitet aus Rotations-Schwingungsbanden von OH im Spektralbereich um 3 μm
$\log \varepsilon_\odot(OH 12 \mu m)$		dex	solare Sauerstoffhäufigkeit aus reinen Rotationsbanden von OH im Spektralbereich um 12 μm
$[O/H]_{7773}$		dex	differentielle Sauerstoffhäufigkeit aus O I 7773-Tripletlinien
$[O/H]_{6300}$		dex	differentielle Sauerstoffhäufigkeit aus der Linie [O I] 6300
$[O/H]_{OH}$		dex	differentielle Sauerstoffhäufigkeit aus Linien der OH A-X-Bande

Dank

Thomas Gehren hat die Bedeutung einer systematischen Untersuchung der solaren Sauerstoffindikatoren hervorgehoben und eine sorgfältige Bestimmung von stellaren Sauerstoffhäufigkeiten als dringliche Aufgabe erkannt. Neben der Betreuung meiner Arbeit setzte er sich für die Bereitstellung von finanziellen Mitteln zur Bewältigung des umfangreichen Arbeitsprogramms ein und beantragte einen großen Teil der erforderlichen Beobachtungszeit. Er stellte zahlreiche Programme zur Verfügung, darunter das Modellatmosphärenprogramm MAFAGS und eine Fassung des Spektrumsyntheseprogramms, ABUND, auf dem das im Rahmen der vorliegenden Arbeit weiterentwickelte Spektrumsyntheseprogramm LINEFORM aufbaut.

Rolf Kudritzki hat ebenfalls an wichtiger Stelle zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen. Ohne seine Unterstützung hätte die Arbeit nicht mit den nun vorliegenden Resultaten abgeschlossen werden können.

Klaus Fuhrmanns Begeisterung für Astronomie verfehlte ihre mitreißende Wirkung nie. In seinem Wirkungskreis stellt sich schnell das Gefühl unmittelbarer Betroffenheit ein, wenn Sterne namentlich Erwähnung finden und Klaus zu jedem analysierten Stern eine Geschichte einfällt. Ich profitierte von Klaus' Beobachtungsdaten (FOCES-Spektren) und Sternanalysen, insbesondere von jenen Ergebnissen, die Klaus in den Jahren 1997 und 1998 gewonnen hatte, als er ohne besondere finanzielle Förderung freiwillig an der Universitäts-Sternwarte tätig war. Ich konnte auf die Datenreduktionsprogramme XLIMA, XETS UND XFES zurückgreifen, die von Klaus Fuhrmann und Matthias Axer auf der Grundlage der Vorarbeiten von Thomas Gehren entwickelt worden sind, und die ich lediglich an die spezifischen Erfordernisse meiner Datenreduktion anpassen mußte. Klaus und Matthias verdanke ich zahlreiche Beobachtungen des O I 7773-Triplets.

Jan Bernkopfs Betätigungsfeld reicht vom sozioökonomischen Diskurs, über Betrachtungen akuter Probleme des wissenschaftlichen Mittelbaus unter den aktuellen forschungs- und finanzpolitischen Rahmenbedingungen bis weit in das Innere der Theorie vom Aufbau der Sterne. Die Zusammenarbeit mit Jan auf dem Gebiet der Atmosphärenphysik und Sternentwicklungsmodelle ist für mich von großem Nutzen gewesen. Vielleicht wäre ich heute noch nicht fertig, wenn Dominik Baumüller sein Projekt nicht so konsequent und zielstrebig zum Abschluß gebracht hätte. Dominik hat mich außerdem bei Beobachtungen auf dem Calar Alto unterstützt, war Diskussionspartner und Leidensgenosse, wenn eine NLTE-Rechnung nicht konvergieren wollte. Keith Butler verdanke ich eine adaptierbare Version von DETAIL und viel Unterstützung, u.a. bei der Beschaffung von Atomdaten. Sylvia Becker hat mir ein umfangreiches Startmodell des Sauerstoffatoms zur Verfügung gestellt. Ich konnte deshalb auf die aufwendige Zusammenstellung eines entsprechenden Datensatzes verzichten. Bei der Beurteilung der relativen Oszillatorenstärken verschiedener Ni I-Multipletts hat mir Sylvia geholfen. C.B. Farmer vom Jet Propulsion Laboratory/California danke ich für seinen schnellen persönlichen Einsatz bei der Überstellung einer lesbaren digitalen Version des IR Spektralatlanten der Sonne (ATMOS87). P. Magain danke ich für die postwendende Überstellung seiner CAT-Spektren von HD 140283 und HD 128279. A.J. Sauval danke ich für die ausführliche Antwort auf meine Fragen hinsichtlich der von Sauval *et al.* (1984) verwendeten Temperaturschichtung und der angenommenen Dämpfungsparameter. R.L. Kurucz danke ich für die umgehende Beantwortung einiger Fragen. Ohne die von R.L. Kurucz erstellten und an unsere Arbeitsgruppe übermittelten Opazitätsverteilungsfunktionen, Linienlisten und Sonnenspektren, wäre die vorliegende Arbeit nicht möglich gewesen. Eine elektronische Version des solaren Intensitätsspektrums LIEGE73 (Delbouille *et al.* 1973) sowie eine IDL-Routine zum Einlesen erhielt

ich von R. Sterner. G. Zhao bin ich für konstruktive Zusammenarbeit während seines Forschungsaufenthaltes an der Universitätssternwarte zu Dank verpflichtet. A. Wittmann danke ich für die Bereitstellung einer Linienliste, die aufgrund der enthaltenen Multiplettnummern sehr hilfreich war. Für sehr hilfreiche Diskussionen danke ich Daniel Thomas, Ralf Bender, Christian Theis, Gerhard Hensler und Klaus Simon.

Weiter danke ich Paco, Florian, Joschi, Manfred Kolb sowie den singenden Gitarristen Rolf und Stefan mit Rudi am Baß, gelegentlich mit Uwe an der Posaune, außerdem Joachim Puls (für konsequente Erkundigung nach dem Stand der Arbeit), Peter, Gudrun, Oleg, Alex Kutepov und Alex Fiedler, Ralf Palsa, Hauke, Dörte, Frank, Judith, Jan, Michael Pfeiffer und Michael Lembke, Tadziu, Roberto Mendez, Danny und Margie Lennon, Harald Lesch, Reinhold Häfner, Steven Voels, Marianne Siedschlag und ganz besonders Toni Mittermaier. Für die sorgfältige Durchsicht von Teilen des Manuskripts danke ich Andrea Mißbach, Jan Bernkopf, Norbert Christlieb, Judith Kilian, Michael Pfeiffer, Daniel Thomas und meinen Eltern. Verbliebene syntaktische Fehler sind allein von mir zu verantworten. Diejenigen, die an dieser Stelle eigentlich hätten genannt werden müssen bzw. die erwartet haben, namentlich erwähnt zu werden, bitte um Nachsicht. Ich denke an Euch. Ich möchte nicht versäumen, denen zu danken, die an der vorliegenden Arbeit Interesse haben.

Ich habe auf die von CDS (Strasbourg/Frankreich) bereitgestellte elektronische Datenbank (SIMBAD und HIPPARCOS) zugegriffen und von dem bibliographischen Dienst ADS (Harvard/USA) profitiert.

Beobachtungen wurden am Deutsch-Spanischen Astronomischen Zentrum auf dem Calar Alto/Spanien und an der Europäischen Südsternwarte in La Silla/Chile durchgeführt.

Die vorliegende Arbeit wurde drei Jahre lang von der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert (Aktenzeichen Ge 490/9-1, Ge 490/9-2 und 490/11-1).

Glossar

Die nachfolgenden Erläuterungen präzisieren einige der im Kontext der vorliegenden Arbeit verwendeten Begriffe. Begriffliche Unklarheiten, die auch in der Fachliteratur gelegentlich zu Mißverständnissen führen, werden besprochen. Verwendete Abkürzungen, Bezeichnungen von Photosphärenmodellen, Spektralatlanten und Computer-Programmen werden erläutert.

ATLAS9 18, 23	Bezeichnung des Modellatmosphärenprogramms von Kurucz (1992c,b) (siehe auch Castelli und Kurucz 1994; Castelli <i>et al.</i> 1997); ATLAS9 ist die Nachfolgeversion von Atlas6, das die ODFs von Kurucz (1979) verwendet und eine ähnliche Temperaturschichtung für die Sonne liefert wie das GRS88-Modell.
ATMOS87IR 1, 68, 69, 71	Solarer Intensitätsatlas ($\mu=0.96$), der während der Spacelab-3-Mission mit einem \triangleright FTS im Spektralbereich von 2.3... 16 μm aufgenommen wurde (Farmer und Norton 1989). Der Atlas hat bei 12 μm eine spektrale Auflösung von $R = 80000$, wobei $S/N \approx 2000$.
Auflösung 162	Spektrale Auflösung $R = \lambda/\Delta\lambda$ (<i>Resolution</i>), die bei einer spektroskopischen Beobachtung erzielt wird. Der Begriff der spektralen Auflösung R ist vom Begriff des Auflösungsvermögens eines Spektrographen <i>resolution power</i> zu unterscheiden. Das Auflösungsvermögen eines Spektrographen beziffert die mit dem Instrument <i>erreichbare</i> spektrale Auflösung. Praktisch läßt sich aufgrund verschiedener Faktoren (Streu-licht, nicht angepaßte Spaltbreite, nicht angepaßte Größe der Bildelemente) nur eine geringere spektrale Auflösung erzielen. Das spektrale Auflösungsvermögen eines Spektrographen ist verknüpft mit dem räumlichen Auflösungsvermögen eines abbildenden Systems, bei dem der Kontrast zweier eng benachbarter Bildimpulsverteilungen (\triangleright Instrumentenprofil) betrachtet wird. Unterschiedlich ist lediglich der Umstand, daß ein abbildendes System primär Kontraststrukturen aus der Objektebene in die Bildebene abbildet und dabei als Raumfrequenzfilter wirkt. Beim Spektrographen steht nicht die Abbildung einer Intensitätsverteilung aus der Spaltebene im Vordergrund, sondern die Abbildung einer aus der Sicht der Spektrographenkamera scheinbaren Objektverteilung. <i>Scheinbar</i> deshalb, weil die abzubildende räumliche Kontraststruktur erst durch die dispergierenden Elemente, welche sich im Parallelstrahl befinden, hervorgerufen wird. Das Auflösungsvermögen $1/\varphi_{\min}$ eines Abbildungssystems hängt bei gegebener Wellenlänge nur vom Aperturdurchmesser D ab:

$$1/\varphi_{\min} \cong D/\lambda \quad (6.1)$$

mit der minimalen Winkeldifferenz φ_{\min} zweier noch trennbarer Bildimpulsverteilungen (von der Hauptebene des Kameraobjektivs aus betrachtet). Der Aperturdurchmesser D des Spektrographen entspricht dem effektiven Durchmesser des kollimierten Strahls, also den Abmessungen der diesen Strahl begrenzenden optischen Komponenten (Kollimator, Gitter, Kameraobjektiv). Hinzu kommt das Auflösungsvermögen des Gitters Nm , das von der Gitterbreite, Strichdichte und Ordnungsnummer m abhängt. Das Gitterauflösungsvermögen ist jedoch fast immer größer als das aperturbegrenzte Auflösungsvermögen, weil m oft sehr groß gewählt wird. Deshalb ist meistens das aperturbegrenzte Auflösungsvermögen für das spektrale Auflösungsvermögen eines Gitterspektrographen maßgeblich: $R = \min(R_{\text{Apertur}}, R_{\text{Gitter}})$ Unter dem Auflösungsvermögen eines Spektrographen ist deshalb i.a. die aperturbegrenzte Auflösung zu verstehen.

Spaltbreite und Detektorelemente stellen keine prinzipielle Einschränkung für das Auflösungsvermögen eines Spektrographen dar. Die meist in $\text{\AA}/\text{mm}$ angegebene Dispersion in der Bildebene hängt bei gegebener Winkeldispersion lediglich von der Kamerabrennweite ab und kann grundsätzlich so angepaßt werden, daß die endliche Ausdehnung der Bildelemente keine Beschränkung der aperturbegrenzten Auflösung darstellt. Außerdem

läßt sich das Abbildungsverhältnis so einrichten, daß das Bild eines typischen Eintrittsspalt (ausschlaggebend dafür ist das typische *seeing*) stets auf zwei Auflösungselemente (Sampling-Theorem) des Detektors fällt.

Warum wird die maximal mögliche spektrale Auflösung oft nicht erreicht, obwohl jeder Spektrograph im Hinblick auf typische Beobachtungs- und Betriebsbedingungen konstruiert wird?

Weil sich die während der Phase der Konstruktion vorausgesetzten Bedingungen geändert haben: Der Eintrittsspalt muß ggf. aufgrund von ungünstigem *seeing* breiter gewählt werden und ist insofern nicht mehr angepaßt. Technische Neuerungen, wie der Ersatz der Photoplatte durch das CCD, können dazu führen, daß die spektrale Auflösung durch die Breite zweier Auflösungselemente (Pixel) begrenzt wird. Photoemulsionen haben i.a. kleinere mittlere Korndurchmesser, als die Pixel der heute verwendeten CCD's. Durch die diskrete Abtastung (*sampling*) des in die Bildebene transformierten Spektrums wird die Strukturinformation gemäß Samplingtheorem auf zwei Pixel begrenzt. Da es keinen Sinn macht, das Spaltbild auf eine Breite von weniger als zwei Pixel zu verkleinern, kann man im Falle nicht angepaßter Detektorelemente von spaltbegrenzter Auflösung sprechen. Ein weiterer Grund für die Degradation der spektralen Auflösung, ist im Streulicht und ggf. auch in Aberrationen der Spektrographenkamera zu sehen. Als Ursache für Streulicht sind Reflexionen an Grenzschichten, Staubteilchen und Kratzer auf den optischen Komponenten und Spaltbacken, oder Korrosionseffekte der Spiegeloberflächen zu nennen. Die spektrale Auflösung kann auch dadurch vermindert werden, daß der Spalt nicht parallel zu den Pixelreihen ausgerichtet ist.

Während die Spalt- oder Aperturbegrenzung hauptsächlich die Halbwertsbreite von Spektrallinien vergrößert, so beeinflussen Streulichteinflüsse insbesondere Linienkerne und -flügel.

Für die Spektralanalyse ist die spektrale Auflösung relevant und nicht das Auflösungsvermögen des Spektrographen. Eine experimentelle Bestimmung des instrumentellen Verbreiterungsprofils ist deshalb angezeigt. Zur Bestimmung der spektralen Auflösung eignen sich ungeblendete tellurische Absorptionslinien (Abb. 5.7 auf Seite 164) oder Th-Ar-Linien des Wellenlängenkalibrationsspektrums. Tellurische Absorptionslinien, die sich beispielsweise auf dem ansonsten schwach variierenden Spektrum eines schnell rotierenden B-Sterns oder eines weißen Zwergs befinden (vgl. Abb. 5.6) sollten besonders dann verwendet werden, wenn die spaltbegrenzte Auflösung auch vom Intensitätsprofil des *seeing*-Scheibchens, abhängt (\triangleright Instrumentenprofil). Aus der \triangleright FWHM dieser Linien ergibt sich nach dem Rayleighkriterium:

$$R = \lambda / \text{FWHM} \quad (6.2)$$

Der Vergleich eines gefalteten *synthetischen* Spektrums mit dem *beobachteten* Spektrum unter Annahme eines gaußförmigen Instrumentenprofils mit der Dopplergeschwindigkeitsdispersion $v_{\text{Instr}} = \Delta v_D$

$$\varphi(\Delta v) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta v_{\text{instr}}} \exp \left\{ - \left(\frac{\Delta v}{\Delta v_{\text{instr}}} \right)^2 \right\} \quad (6.3)$$

stellt eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung von R dar, sofern photosphärische Verbreiterungsmechanismen (Mikro-, Makroturbulenz, Rotation) und Streulichteinflüsse vernachlässigbar sind:

$$R = c / (2\sqrt{\ln 2} \Delta v_{\text{instr}}). \quad (6.4)$$

Dieses Verfahren wurde in der vorliegenden Arbeit häufig angewandt. Um zwischen der instrumentell begründeten (gaußförmig angenommenen) Verbreiterung und der Makroturbulenz an der Sternoberfläche auch begrifflich zu unterscheiden, werden in der vorliegenden Arbeit die Parameter Ξ_{mac} und v_{Instr} verwendet. Beide Verbreiterungsparameter sind, wie Δv_D , als halbe $\frac{1}{e}$ -Breite des Verbreiterungsprofils definiert. Praktisch können diese Parameter bestimmt werden, indem zunächst v_{Instr} z.B. anhand von tellurischen

Absorptionslinien festgelegt wird, um anschließend anhand geeigneter stellarer Linien den Makroturbulenzparameter Ξ_{mac} zu bestimmen.

Beitragsfunktion Die Beitragsfunktion $\mathcal{C}_\lambda(\tau_0)$ beschreibt, in welchem Umfang einzelne Schichten der Photosphäre zur *relativen* Linieneinsenkung bei einer Wellenlänge λ beitragen. Mit Hilfe der Beitragsfunktion kann der mittlere Entstehungsort

$$\langle \tau_0 \rangle_\lambda := \int \tau_0 \mathcal{C}_\lambda(\tau_0) d\tau_0 \quad (6.5)$$

der monochromatischen Linieneinsenkung definiert werden. Die mittlere Entstehungstiefe einer Linienäquivalentbreite W wird definiert als

$$\langle \tau_0 \rangle_W := \int_{\text{Linie}} d\lambda \langle \tau_0 \rangle_\lambda = \int_{\text{Linie}} d\lambda \int \tau_0 \mathcal{C}_\lambda(\tau_0) d\tau_0. \quad (6.6)$$

In dieser Arbeit verwenden wir die Intensitätsbeitragsfunktion in der Formulierung von Magain (1986):

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_R(\log \tau_0) &= \frac{\tau_0 \ln 10}{\mu} \frac{\kappa_l}{\kappa_0} \left(1 - \frac{S_{l,\lambda}}{I_c}\right) \exp\left\{-\frac{\tau_R}{\mu}\right\} \\ d\tau_R &= \frac{\kappa_R}{\kappa_0} \tau_0 \ln 10 d \log \tau_0 \\ \kappa_R &= \kappa_l + \kappa_c \frac{S_c}{I_c} \end{aligned} \quad (6.7)$$

κ_0 Opazität bei der Referenzwellenlänge (z.B. 5000Å)

$\kappa_l(\lambda)$ Linienopazität

κ_c kontinuierliche Opazität (gebunden-frei Prozesse)

$S_{l,\lambda}$ Linienquellfunktion

S_c Kontinuumsquellfunktion (ohne Linienabsorber)

$I_c(\lambda)$ Intensität des Kontinuums (ohne Linienabsorber)

Als Beitragsfunktion für den residualen Fluß wird eine von Achmad *et al.* (1991) vorgeschlagene Formel verwendet:

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_R(\log \tau_0) &= \tau_0 \ln 10 \frac{\kappa_l}{\kappa_0} S_l(\tau_t) E_2(\tau_t) \\ d\tau_t &= \frac{\kappa_l + \kappa_c}{\kappa_0} \tau_0 \ln 10 d \log \tau_0. \end{aligned} \quad (6.8)$$

CCD
147

Charge Coupled Device. Zweidimensionaler photonenintegrierender Halbleiterdetektor. CCD's werden wegen der hohen Quantenausbeute von 60% ... 80% im visuellen Spektralbereich und weitreichenden photometrischen Linearitätseigenschaften mittlerweile als Standarddetektor in der optischen Astrospektroskopie eingesetzt.

Jedes eintreffende Photon (oder hochenergetische Teilchen) löst mit einer energieabhängigen Wahrscheinlichkeit Elektronen aus, die für die Dauer der Belichtung in einem Potentialtopf (CCD-Bildelement, Pixel) gehalten werden. Die Ladungsmenge pro Pixel akkumuliert innerhalb einer Zeitspanne und wird anschließend mit einem sequentiellen, irreversiblen Ausleseverfahren ausgewertet. Das S/N (pro Pixel) wird durch die Anzahl ausgelöster Elektronen (Poissonstatistik) und durch charakteristische Merkmale der Ausleseelektronik und des Detektors bestimmt. Wichtige, die Beobachtung lichtschwacher Objekte limitierende Rauschquellen sind thermisches Rauschen (wird durch Kühlung reduziert) und Ausleserauschen, das durch die Analogverstärkung während dem Ausleseprozeß hervorgerufen wird. Wählt man eine geringere Taktfrequenz um die Pixelladungen

- auszulesen, so verringert sich das Ausleserauschen. Das Ausleserauschen läßt sich durch die Wahl eines kleineren Verstärkungsfaktors (ADU/e^-) vermindern, allerdings verringert sich damit auch die Sensibilität des CCD. Die von ESO entwickelte neue Generation von Ausleseverstärkern soll im langsamen Auslesemodus (100 kpixel/s) ein Rauschen von weniger als 2 Elektronen garantieren. Zur Zeit (1996) sind $1k \times 1k$ - und $2k \times 2k$ -Chips mit typischen Pixelbreiten von $15\mu\text{m}$ bis $30\mu\text{m}$ im Einsatz.
- CNO
4
cosmics
148
Abkürzung für die Elemente Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff.
- Singuläre Signalspitzen auf CCD-Aufnahmen, die von hochenergetischen Teilchen verursacht wurden. Die Bezeichnung *cosmic* erklärt die Ursache der erheblichen Ladungsdefekte, die in einem Pixel oder mehreren Pixeln auftreten können nur zum Teil, denn die energiereichen Partikel sind im wesentlichen irdischen Ursprungs: die durch den Zerfall von ^{40}K hervorgerufene, natürliche Radioaktivität dürfte dafür ebenso verantwortlich sein, wie der Zerfall von Radionukliden, die in den Konstruktionselementen des Spektrographen eingelagert sind. Die *cosmic*-Ereignisrate liegt in der Größenordnung von wenigen Ereignissen/ cm^2/min und ist für jedes CCD unterschiedlich. Das ESO CCD #32, das für die CASPEC Beobachtungen im Januar 1994 verwendet wurde, hat laut Bedienungsanleitung (Pasquini und Gillotte 1993) eine *cosmic*-Ereignisrate von $3.6/\text{cm}^2/\text{min}$.
- DETAIL
26
Programm von Giddings (1981) für kinetische Gleichgewichtsrechnungen (siehe auch Butler und Giddings 1985). Mit DETAIL werden Besetzungsdichten bzw. NLTE-Abweichungskoeffizienten nach dem Verfahren der vollständigen Linearisierung (Auer und Heasley 1976) berechnet.
- EAGLNT93
13, 18
Theoretische Temperaturschichtung für die solare Photosphäre, die bei Edvardsson *et al.* (1993a) angegeben wird. In unserer Arbeit wird die Originalschichtung von 40 Tiefenpunkten auf 80 Tiefenpunkte interpoliert. Gas- und Elektronendruckstruktur wird mit den solaren Standardelementhäufigkeiten explizit berechnet. Nähere Angaben über das gelegentlich auch als OSMARCS-Modell bezeichnete Photosphärenmodell findet man bei Plez *et al.* (1992). Zur konsistenten Berechnung der EAGLNT93-Temperaturstruktur wurde *line blanketing* sowohl mit ODFs ($\lambda > 5000\text{\AA}$) als auch mit der *opacity sampling*-Methode (für $\lambda < 5000\text{\AA}$) berücksichtigt. Charakteristisch für das solare EAGLNT93 Modell ist, daß das Modell der solaren GRS88-Temperaturschichtung in der inneren Photosphäre folgt, während es ab $\log \tau_0 < -1$ einen Übergang zum vergleichsweise höheren Temperaturverlauf von \triangleright HM74 vollzieht (s. Abb. 2.1 auf Seite 13). Nach Gustafsson (1998, priv. Mitteilung) ist die Temperaturstruktur von Edvardsson *et al.* (1993a) nicht über der korrekten τ_{5000} -Skala angegeben worden.
- EDMF
62
Elektronische Dipolmomentenfunktion $|\mathcal{D}_{vN'N''}|$ für Rotationsübergänge $|v, N''\rangle \rightarrow |v, N'\rangle$. Nach Auffassung von Sauval *et al.* (1984) und Sauval und Grevesse (1994) ist es möglich, verschiedene theoretische EDMFs zu diskriminieren, indem Trends in den Einzellinienhäufigkeiten von reinen Rotationsübergängen untersucht werden. Allerdings sind die über einen Bereich von 0.02 dex verlaufenen Trends (siehe Sauval *et al.* 1984) kleiner als die systematischen Unsicherheiten hinsichtlich Atmosphärenmodell, Elektronendruckstruktur, Stoßdämpfung etc. im Bereich der höheren Photosphäre.
- Effektivtemperatur
11, 194
 T_{eff} wird über die Stefan-Boltzmann-Beziehung
- $$\Phi = \sigma_{\text{B}} T_{\text{eff}}^4 = \int_0^{\infty} F_{\nu} d\nu \quad (6.9)$$
- definiert, wobei $\Phi = L/4\pi R^2$, mit $\sigma = 5.6705 \cdot 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$, R = Sternradius, L = Leuchtkraft (= abgestrahlte Leistung) des Sterns. T_{eff} hat nur für Planck-Strahler die Bedeutung einer thermodynamischen Temperatur. Sterne haben als offene Systeme keine Schwarzkörper-Eigenschaften, und die abstrahlende Photosphäre ist durch eine nach außen abfallenden Temperaturschichtung gekennzeichnet. T_{eff} ist primär eine Strahlungsgröße, die nur mittelbar als Temperatur der tieferen Schichten der Sternatmosphäre aufgefaßt werden kann.

Einzellinien- häufigkeit 35	Linien- bzw. indicatorspezifische Elementhäufigkeit, d.h. eine Elementhäufigkeit, die sich aus der Analyse eines einzelnen \triangleright Häufigkeitsindikators ergibt. Werden bei einer Feinanalyse aus verschiedenen Häufigkeitsindikatoren unterschiedliche Einzellinienhäufigkeiten bestimmt, so kann dies ein Indiz für inadäquate Modellannahmen sein. Häufig kann ein Trend der Einzellinienhäufigkeiten mit den Linienäquivalentbreiten durch geeignete Wahl des Mikroturbulenzparameters beseitigt werden. Eine unkritische Festlegung von ξ_{mic} kann allerdings theoretische Profilformen zur Folge, die mit beobachteten Linienprofilen nicht zu vereinbaren sind. Systematische Diskrepanzen zwischen Einzellinienhäufigkeiten können auch darauf hinweisen, daß die Linienentstehung mit dem zugrundegelegten LTE- oder NLTE-Modell nicht beschrieben werden kann.
Element- häufigkeit 36	Unter einer Elementhäufigkeit versteht man die Anzahl freier und gebundener Teilchen eines Elements bezogen auf die Anzahl der Teilchen einer Referenz an einem Ort (zu einem bestimmten Zeitpunkt): $N(\text{Element})/N(\text{Referenz})$. Nach dieser Definition sind die Elementhäufigkeiten eines stellaren Plasmas überall dort invariant gegenüber Änderungen der thermodynamischen Zustandsgrößen, wo keine nuklearen Reaktionen stattfinden. Es bietet sich an, das dominierende Element als Referenz zu wählen. Während meteoritische Elementhäufigkeiten auf die Si-Skala bezogen werden, verwendet man in der Stellarastrophysik Wasserstoff als Bezugsselement und definiert: <div style="text-align: right; margin-top: 10px;"> $\log \varepsilon = \log \frac{N(\text{Element})}{N(\text{H})} + 12. \quad (6.10)$ </div>
	Stellare Elementhäufigkeiten lassen sich anhand spektroskopischer Indikatoren ermitteln und beziehen sich genau genommen nur auf die chemische Zusammensetzung der Photosphäre. Die Elementhäufigkeitsverteilung bzw. chemische Zusammensetzung wird häufig als Sternparameter betrachtet – auch im Fall von Sternaufbaurechnungen.
FOCES 153	<i>Fibre Optics Cassegrain Echelle Spectrograph</i> (Pfeiffer <i>et al.</i> 1998). Der Spektrograph wird z.Zt am 2.2m-Teleskop auf dem Calar Alto in Spanien betrieben.
FTS 1	Fourier-Transformations-Spektrometer (Ridgway und Brault 1984). Mit Spektrometern diesen Typs wurden die solaren Fluß- bzw. Intensitätsspektren \triangleright KPNO82IR, \triangleright KPNO84 und \triangleright ATMOS87IR beobachtet.
FWHM 1	<i>Full Width Half Maximum</i> . Breite eines Linienprofils auf halbem Weg zwischen Profilverzerrung und Profilverzerrung. HWHM: Half Width Half Maximum
GRS88 13	Planparalleles, horizontal homogenes Photosphärenmodell für F- und G-Sterne, das unter der Nebenbedingung totaler Energieflußerhaltung berechnet wird (Gehren 1975a,b, 1977; Fuhrmann <i>et al.</i> 1993, 1997). Der konvektive Energietransport wird durch die <i>Mischungswegtheorie</i> (Böhm-Vitense 1958) beschrieben, wobei der Mischungswegparameter ($\alpha = \text{Mischungsweglänge/Druckskalenhöhe}$) gemäß Fuhrmann <i>et al.</i> (1993) auf $\alpha = 0.5$ gesetzt ist (vgl. Bernkopf (1998)). <i>line blanketing</i> wird durch die Opazitätsverteilungsfunktionen (ODF's) von Kurucz (1979) realisiert (Abb. 2.1 auf S. 13).
Häufigkeits- indikator 30	Einzellinie oder Liniengruppe, deren Einsenkungstiefe bzw. Äquivalentbreite von der Elementhäufigkeit abhängt. Dabei kann es sich sowohl um atomare Linien handeln, oder um Linien von Molekülen, die aus dem betreffenden Element gebildet werden. Häufigkeitsindikatoren für Sauerstoff sind z.B. das O I 7773-Triplett, [O I] 6300, OH A-X und OH X ² II. Es ist sinnvoll, Häufigkeitsindikatoren bei gleichen Linienentstehungsmechanismen zusammenzufassen.
HIPPARCOS 12, 188, 194	Die Abkürzung für <i>High Precision Parallax Collecting Satellite</i> bezeichnet das Satellitenexperiment zur Bestimmung von trigonometrischen Parallaxen mit einer Genauigkeit von bis zu 2 mas (Millibogensekunden). Der Satellit wurde am 8. August 1989 mit einer Ariane IV gestartet und hat bis zum 15. August 1993 Positionen und Eigenbewegungen von über 120000 Sternen gemessen (ESA Informationsseite: http://sci.esa.int/hipparcos). Der HIPPARCOS-Katalog (Perryman <i>et al.</i> 1997) befindet sich unter der WWW-Adresse

<http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/Cat?I/239> bzw. <http://astro.estec.esa.nl/Hipparcos/HIPcatalogueSearch.html> (mit Suchmaske).

HM74
13, 40

Halb-empirisches Modell der photosphärischen (solaren) Temperaturschichtung von Holweger und Müller (1974). Zur Verbesserung der numerischen Genauigkeit bei Integration der Strahlungstransportgleichung wird die von Holweger und Müller mit 29 Tiefenpunkten ($\log \tau_{5000}$) vorgegebene Schichtung auf 80 Tiefenpunkte interpoliert. Die hydrostatische Gleichung zur Berechnung von Gas- und Elektronendruckstruktur wird explizit gelöst. Dabei werden die Häufigkeiten $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Mg})=7.53$, $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Si})=7.50$ (Holweger 1979) und $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe})=7.51$ (Biémont *et al.* 1991b) verwendet. In der Literatur wird selten angegeben, ob mit dem *Holweger-Müller-Modell* lediglich die Temperaturschichtung, oder gleichzeitig auch die von Holweger und Müller (1974) angegebene Gas- und Elektronendruckschichtung gemeint ist. Holweger und Müller berechnen die Gas- und Elektronendruckschichtung u.a. mit $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Mg})=7.60$, $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Si})=7.65$ und $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe})=7.60$.

HSRA
40, 82

Solares Photosphärenmodell (Gingerich *et al.* 1971), das in den 70'ger Jahren häufig für solare Elementhäufigkeitsbestimmungen verwendet wurde.

Instrumenten-
profil
164, 168, 303

Linienprofile des beobachteten Sternspektrums sind aufgrund zahlreicher Mechanismen verbreitert. Die Mechanismen, die in der Sternphotosphäre wirken, sind von den für den Lichtweg und das Beobachtungsinstrument charakteristischen Verbreiterungsursachen zu unterscheiden. Dabei kann die Gesamtheit von Erdatmosphäre, Teleskop, Spektrograph und Detektor als ein Instrument aufgefaßt werden. Die Linienverbreiterung hat unterschiedliche Ursachen. Ob die Form eines Linienprofils auch durch die Art der Datenreduktion, z.B. Streulichtbehandlung, *binning* oder die Extraktionsbreite, beeinflußt wurde, ist im Einzelfall zu klären.

Die eindimensionale Instrumentenprofilfunktion $p(\lambda', \lambda)$, gelegentlich auch als Apparateprofil bezeichnet, beschreibt die "verschmierende" Wirkung aller außerhalb des Sterns Verbreiterungsursachen auf das *eindimensionale* intrinsische Sternspektrums $o(\lambda)$ (Objektspektrum). Die Instrumentenprofilbreite variiert i.a. mit der Wellenlänge λ , und das extrahierte Spektrum $s(\lambda)$ ergibt sich aus der Operation

$$s(\lambda) = \int d\lambda' p(\lambda', \lambda) o(\lambda) \quad (6.11)$$

ergibt. Zumindest für kleine Spektralbereiche ist die Translationseigenschaft $p(\lambda', \lambda) = p(\lambda' - \lambda)$ gewährleistet, und die Wirkung des optischen Übertragungssystems auf $o(\lambda)$ entspricht einer Faltung des Objektspektrums mit dem Instrumentenprofil p

$$s = p * o. \quad (6.12)$$

Die Form der eindimensionalen Instrumentenprofilfunktion hängt natürlich von der Charakteristik der zweidimensionalen PSF (Point Spread Function, Bildimpulsverteilungsfunktion) in Dispersionsrichtung ab, vorausgesetzt, die PSF ändert sich nicht wesentlich senkrecht dazu (gilt z.B. nicht bei *seeing*-begrenzter Auflösung). Unter der PSF $\varphi(\lambda, x', x, y', y)$ ist das Bild eines monochromatischen (!) Lichtpunkts am Eingang des optischen Übertragungssystems (Rand der Erdatmosphäre) zu verstehen. Ein stellares Objekt kann bei den astronomischen Abständen als Punktlichtquelle betrachtet werden. Man erhielte die PSF des Beobachtungsinstruments (einschließlich Erdatmosphäre), wenn ein Stern durch ein extrem schmalbandiges Farbfilter beobachtet würde. Die Intensitätsverteilung in der Bildebene $b(x, y)$ (siehe Abb. 5.1 auf S. 148) entspricht der Überlagerung der mit dem Objektspektrum gewichteten PSF

$$b(x, y) = \int d\lambda \iint dx' dy' o(\lambda) \delta(x', y') \varphi(\lambda, x, y, x', y') = \int d\lambda o(\lambda) \varphi(\lambda, x, y) \quad , \quad (6.13)$$

wobei x' und y' Koordinaten der entfernten Gegenstandsebene, x und y Koordinaten der Bildebene (CCD) sind. Nach informationstheoretischer Betrachtungsweise verhält

sich das Beobachtungsinstrument wie ein Raumfrequenz- und Phasenfilter, dessen Eigenschaften durch die Modulationsübertragungsfunktion beschrieben werden (vgl. Röhler 1967, S. 25ff). Die PSF des gesamten Übertragungssystems setzt sich zusammen aus den PSF der einzelnen Komponenten. So kann man unter der PSF von Erdatmosphäre und Teleskop (bei optimaler Fokussierung des Teleskops) das *seeing*-Scheibchen verstehen, weil die Beugung an der Teleskopapertur von deutlich untergeordneter Bedeutung ist. (Der Erdatmosphäre eine PSF zuzuordnen und darunter das *seeing*-Scheibchen zu verstehen, ist nur bei Langzeitbelichtungen mit $\Delta t_{\text{exp}} \gg \Delta t_{\text{speckle}}$ gerechtfertigt.) Die PSF eines Spektrographen (hier ohne Erdatmosphäre und Teleskop betrachtet) entspricht günstigstenfalls (optimale Kamera-Fokussierung, Streulichtunterdrückung, *oversampling* und optimale Eingangsspaltbreite vorausgesetzt) dem durch die Apertur hervorgerufenen Beugungsscheibchen. Praktisch erreichbare spektroskopische Auflösungen werden jedoch häufig durch den Eingangsspalt begrenzt, weil das stellare *seeing*-Scheibchen ungünstig groß ist und der Spalt zur Vermeidung von Lichtverlusten weiter geöffnet werden muß, als beim Design des Spektrographen vorgesehen war.

Die PSF bzw. das Instrumentenprofil kann insbesondere dann kompliziert sein, wenn nennenswerte Streulichtbeiträge zu berücksichtigen sind (z.B. beim CASPEC). Der Streulichtanteil kann im Zuge der Datenreduktion nur partiell beseitigt werden, und zwar in Querdispersionsrichtung unter Berücksichtigung der Streulichteinträge in den Zwischenordnungen. In ausreichender Näherung läßt sich das Instrumentenprofil häufig durch eine Normalverteilung (Gauß-Profil) mit der halben $\frac{1}{e}$ -Breite v_{Instr} beschreiben (\triangleright Auflösung).

- KPNO72
1, 37 Kurzbezeichnung des *vorläufigen photoelektrischen Atlas* (Brault und Testerman 1972) von Sonnenmitte ($\mu=1$) und Sonnenrand ($\mu=0.2$).
- KPNO82IR
1, 68, 69, 71 Kurzbezeichnung von drei bei $\mu=1$, $\mu=0.5$ und $\mu=0.2$ beobachteten solaren Intensitätsspektren (siehe Brault und Noyes 1983). Die Infrarotspektren wurden 1982 mit dem \triangleright FTS am McMath Teleskop des Kitt Peak National Observatory im Spektralbereich $\lambda\lambda = 7 \dots 23 \mu\text{m}$ aufgenommen. Die spektrale Auflösung beträgt $R \approx 160000$ bei $S/N \gtrsim 1000$.
- KPNO84
1, 33, 37 Solarer Flußatlas, herausgegeben vom Kitt Peak National Observatory (Kurucz *et al.* 1984). Er dient als Referenzspektrum für die differentielle Analyse stellarer Elementhäufigkeiten. Die spektrale Auflösung dieses Atlas' liegt zwischen $R = 300000 \dots 500000$ bei $S/N \approx 3000$.
- LIEGE73
1, 37, 40 Abkürzung für den *Liège Intensitätsatlas* der Sonnenmitte ($\mu=1$) von Delbouille *et al.* (1973).
- LINEFORM
21, 75 Program zur Berechnung von synthetischen Spektren bei Vorgabe einer Atmosphäre (oder eines Atmosphärogitters), einer Linienliste und ggf. einer Tabelle mit NLTE-Abweichungskoeffizienten b_i . Das Programm macht Anleihen aus Vorlagen bzw. Programmen von Baschek *et al.* (1966), \triangleright MAFAGS, Steffen *et al.* (1981) und \triangleright ATLAS9. Elementhäufigkeiten werden durch Skalierung vorberechneter Partialdrücke variiert. LINEFORM erzeugt absolute bzw. normierte Intensitäts- oder Flußspektren. Mit LINEFORM können \triangleright Beitragsfunktionen und mittlere Entstehungstiefen (für Äquivalentbreiten) berechnet werden.
- Linienparameter
77, 80, 242 Linienparameter sind die für ein Fluß- oder Intensitätslinienprofil charakteristische Größen λ_0 , $\log gf$, $\log C_4$ und $\log C_6$. *Astrophysikalische* Linienparameter werden vor der *differentiellen* Häufigkeitsanalyse an das solare Flußspektrum angepaßt. Die *astrophysikalischen* Linienparameter $\log gf$ und $\log C_6$ hängen u.a. von dem (solaren) Photosphärenmodell ab. Bei hochaufgelösten Spektren ($R > 200000$) muß λ_0 üblicherweise schon wegen Gravitationsrotverschiebung und Granulationseffekten angepaßt werden. Für die Synthese von UV-Spektren greifen wir auf atomare und molekulare Daten von Kurucz und Peytremann (1975), Kurucz (1992b) und anderen Veröffentlichungen zurück. Viele der Linienpositionen, insbesondere die von Kurucz (1988) *ab initio* berechneten Übergänge (*predicted lines*) weichen von beobachteten Linienpositionen ab und müssen vor dem Vergleich von theoretischem und beobachtetem Spektrum verschoben werden.

- MACKKL86
13, 14 Halb-empirisches Modell der photosphärischen Temperaturschichtung von Maltby *et al.* (1986) mit chromosphärischen Übergangsbereich (Temperaturanstieg). Um die numerische Genauigkeit bei der Integration der Strahlungstransportgleichung wird die Originalschichtung von 47 Tiefenpunkten auf 80 Tiefenpunkte interpoliert. Die Gas- und Elektronendruckstruktur wird u.a. mit den Elektronendonatorhäufigkeiten $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Mg})=7.53$, $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Si})=7.50$ (Holweger 1979) und $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe})=7.51$ (Biémont *et al.* 1991b) auf der Basis der vorgegebenen Temperaturschichtung berechnet.
- MAFAGS
15, 17, 18 Programm von Gehren (1977) zur Berechnung der \triangleright GRS88-Photosphären (Gehren 1975a,b; Reile 1987; Fuhrmann *et al.* 1993, 1997).
- Metalle
1 Oberbegriff für alle Elemente außer H und He. Hinsichtlich ihres Atomgewichts wird eine grobe Einteilung in leichte (Li, Be, B, C, N, O, F, Ne) und schwere Metalle (höhere Ordnungszahlen) vorgenommen.
- Metallizität,
Metallhäufigkeit
11, 269 Stellarer Parameter zur Bewertung der Häufigkeit von Metallen, die die Atmosphärenstruktur und somit die zu beobachtende spektrale Energieverteilung deutlich beeinflussen. Bei der Angabe der Metallizität sind i.a. pekulare chemische Kompositionen mit Über- oder Unterhäufigkeiten einzelner Elemente wie Si, Mg, Na und Ca zu berücksichtigen. Die Metallizität ist für Sternatmosphären aus zwei Gründen bedeutsam:
1) Die schwereren Metalle liefern aufgrund ihres niedrigeren Ionisationspotentials Elektronen in nennenswertem Umfang. Die Häufigkeit der Elektronendonatoren Si, Mg, Fe beeinflusst die Elektronendichte n_e , folglich auch $n(\text{H}^-)$ (H^- ist der wichtigste kontinuierliche Absorber in kühlen Photosphären) Rückwirkend wird auch die Ionisationsstruktur im oberen und mittleren Bereich der Photosphäre beeinflusst.
2) Die schweren Metalle der Eisengruppe tragen maßgeblich zur Linienopazität bei (vor allem Fe I- und ultraviolette Fe II-Linien). Die Häufigkeit dieser linienreichen Metalle wirkt sich auf die Temperaturstruktur aus (*line blanketing*). Im T_{eff} -Bereich von 5000 ... 7000K und bei Schwerebeschleunigungen von $\log g = 3 \dots 5$ sind – abgesehen von Wasserstoff – Mg, Si und Fe die wichtigsten Elektronenlieferanten, während die Metalle der Eisengruppe von Ca – Ni wesentlich zum *line blanketing* beitragen.
Zahlreiche Untersuchungen weisen darauf hin, daß die Häufigkeitsverhältnisse der genannten Metalle ungefähr solar sind, wenn man von dem α -Exzeß in metallarmen Sternen von $[\alpha/\text{Fe}] \approx 0.4$ dex absieht (α -Elemente sind z.B. Mg und Si). Diese Metallhäufigkeiten skalieren also mit der Eisenhäufigkeit. Deshalb wird die Metallizität als Ausdruck für die Häufigkeit der für die Atmosphärenstruktur wesentlichen Metalle, mit der Fe-Häufigkeit $[\text{Fe}/\text{H}]$ identifiziert.
- NLTE-Effekt
40, 137, 193,
207 Wir bezeichnen $W_{\text{NLTE}}/W_{\text{LTE}}$ bzw. $\varepsilon_{\text{NLTE}}/\varepsilon_{\text{LTE}}$, d.h. das Verhältnis zwischen der *absoluten* NLTE-Einzellinienhäufigkeit zur *absoluten* LTE-Einzellinienhäufigkeit als NLTE-Effekt (vgl. Eriksson und Toft 1979). Die Differenz von *absoluter* LTE-Häufigkeit und *absoluter* NLTE-Häufigkeit wird auch als NLTE-Korrektur bezeichnet: $\Delta \log \varepsilon = \log \varepsilon_{\text{NLTE}(\text{O})} - \log \varepsilon_{\text{LTE}(\text{O})}$. Die NLTE-Effekte vom O I 7773-Triplett variieren nur wenig mit der zugrundegelegten Temperaturstruktur zu einer bestimmten Effektivtemperatur. Tab. F.3 auf S. 334 entnimmt man, daß die *Differenzen* der (logarithmischen) Einzellinienhäufigkeiten zwischen \triangleright GRS88 und \triangleright HM74 ähnlich sind. Die \triangleright modellspezifischen *absoluten* Einzellinienhäufigkeiten variieren allerdings insbesondere am Rand (siehe auch Abb. 4.4 auf S. 139).
Der NLTE-Effekt ist also zunächst eine *theoretische* Größe, die nur dadurch praktische Relevanz erhält, daß die Parameter des zugrundeliegenden NLTE-Modells durch Vergleich mit beobachtbaren Signaturen in Einklang gebracht werden. Anhand dieser Signaturen (z.B. Mitte-Rand-Variation der O I 7773- und O I 8446-Triplets) kann der NLTE-Effekt festgelegt werden, wenn vorausgesetzt werden kann, daß andere physikalische Erklärungen für die Mitte-Rand-Variation ausscheiden.
NLTE-Effekte sind nicht *beobachtbar*. Wenn beispielsweise von einer solaren Spektrallinie ein Mitte-Rand-Verhalten beobachtet wird, das unter der Annahme von LTE nicht verstanden werden kann, kann zunächst allenfalls von einem Hinweis auf einen NLTE-Effekt gesprochen werden. Der NLTE-Effekt eines stellaren O I 7773-Triplets stimmt

i.a. nicht mit dem *differentiellen* NLTE-Effekt überein, der im Rahmen einer konsequent durchgeführten *differentiellen* Häufigkeitsanalyse zu berücksichtigen ist. Der *differentielle* NLTE-Effekt entspricht dem Verhältnis zwischen der *differentiellen* LTE-Einzellinienhäufigkeit und der *differentiellen* NLTE-Einzellinienhäufigkeit. Bei einer konsequenten *differentiellen* Häufigkeitsanalyse wird nämlich der vom jeweiligen \triangleright NLTE-Modell abhängige NLTE-Effekt des solaren O I 7773-Tripletts berücksichtigt. Beim *differentiellen* NLTE-Effekt bezieht sich der NLTE-Effekt im Sternspektrum auf den NLTE-Effekt in der Sonne.

NLTE-Modell
125

zur Berechnung von Besetzungsdichten, Strahlungs- und Stoßraten für Niveaus bzw. Übergänge von i.a. mehreren Ionen, die sich im kinetischen Gleichgewicht zu anderen Teilchen eines Plasmas befinden. Ein NLTE-Modell besteht aus einem Atommodell und einem Satz physikalischer Formeln, welche die radiativen Wechselwirkungen zwischen Atommodell und Strahlungsfeld sowie inelastische Stoßprozesse mit Plasmapartikeln (Elektronen, Neutralteilchen, Ladungstransferreaktionen) beschreiben. Zur physikalischen Beschreibung eines NLTE-Modells gehören unter anderem Anzahl und Verteilung von Frequenzpunkten, *line blocking* durch kontinuierliche und diskrete Hintergrundopazitäten, Formeln zur Berechnung von Strahlungs- und Stoßraten, sowie Skalierungsparameter zur Kalibration von unsicheren oder unbekanntem Stoßquerschnitten. Zwei NLTE-Modelle unterscheiden sich unter anderem dann, wenn Skalierungsparameter für die Wasserstoffstoßquerschnitte S_{H} oder die Anzahl berücksichtigter Niveaus jeweils verschieden sind. Es ist nicht sinnvoll, die jeweils verwendete Atmosphärenstruktur ebenfalls in das Konzept des NLTE-Modells einzubetten. Stattdessen ist es sinnvoll und im Kontext der vorliegenden Arbeit auch erforderlich NLTE-Modelle bzw. die Ergebnisse von NLTE-Rechnungen (NLTE-Effekte) unabhängig von einem bestimmten Atmosphärenmodell zu betrachten. Erstens hängen die NLTE-Effekte bei gleichen Stellarparametern und gleicher chemischer Zusammensetzung nur wenig von dem zugrundeliegenden Atmosphärenmodell ab (vgl. \triangleright HM74 mit \triangleright GRS88 in Tab. F.3 auf S. 334). Zweitens werden auf diese Weise Häufigkeitseffekte, die auf falschen Stellarparametern oder einer nicht repräsentativen physikalischen Beschreibung der Sternatmosphäre beruhen, von \triangleright NLTE-Effekten unterschieden.

Ein *Atommodell* wird definiert durch die Angabe der Niveaus (mit Designationen), Multiplizitäten und Energieeigenwerten, radiativen Übergängen mit Übergangswahrscheinlichkeiten und Photoionisationsquerschnitten, sowie Wechselwirkungsquerschnitten für stoßinduzierte Übergänge.

parallaktischer Winkel
148, 174

Richtung der großen Hauptachse der *seeing*-Ellipse (bei differentieller Refraktion) in Bezug auf die Nord-Richtung. Der parallaktische Winkel η errechnet sich aus der geographische Breite ϑ , der Deklination δ und dem Stundenwinkel h (siehe Filippenko 1982)

$$\sin \eta = \frac{\sin h \cos \vartheta}{\sqrt{1 - (\sin \vartheta \sin \delta + \cos \vartheta \cos \delta \cos h)^2}}. \quad (6.14)$$

Um Lichtverluste bei differentieller Refraktion zu vermeiden, muß der Spektrographenspalt mit dem sich ändernden parallaktischen Winkel rotieren. Der parallaktische Winkel variiert am stärksten im Kulminationspunkt.

S/N
148

Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Von linienreichen Kühlsternspektren kann das S/N nicht ohne weiteres aus der *Spitze-Spitze* Schwankungsbreite abgelesen werden, nämlich dann nicht, wenn die Abtastfrequenz nicht mindestens zwei Pixel pro Auflösungselement, dem Wellenlängenintervall $\Delta \lambda = \lambda / R$, entspricht (Samplingtheorem).

11

Schwerebeschleunigung
194

Die Schwerebeschleunigung an der Oberfläche ($\tau_0 \approx 1$) eines Sterns wird definiert durch

$$\log g = \log g_{\odot} + \log \frac{M}{M_{\odot}} - 2 \log \frac{R}{R_{\odot}}, \quad (6.15)$$

mit der Schwerebeschleunigung auf der Sonnenoberfläche $g_{\odot} = 2.736 \cdot 10^4 \text{ cm s}^{-2}$ oder $\log g_{\odot} = 4.437$, und dem solaren Radius $R_{\odot} = 6.960 \cdot 10^{10} \text{ cm}$.

Stellarparameter 12, 30 Die Stellarparameter \triangleright Effektivtemperatur T_{eff} , \triangleright Schwerebeschleunigung $\log g$, \triangleright Metallizität $[M/H]$ und Mikroturbulenz ξ_{mic} sind für unentwickelte F- und G-Sterne charakteristische Größen. Die Bestimmung von Stellarparametern geht der spektroskopischen Analyse von chemischen Zusammensetzungen voraus. $[M/H]$ wird i.a. aus dem Metallizitätsindikator Eisen ermittelt, weil Fe I-Linien am häufigsten in F- und G-Sternspektren vorkommen. Allerdings kann es für metallarme Sterne erforderlich sein, pekulare Häufigkeiten wichtiger Elektronenlieferanten, wie z.B. Mg und Si, simultan zu bestimmen, weil der Elektronendruck und folglich die gebunden-frei-Opazität von H^{-} (über der Wasserstoffionisationszone) beeinflusst werden.

ξ_{mic} ist physikalisch schwer zu präzisieren. ξ_{mic} ergibt sich im Rahmen von LTE- oder NLTE-Analysen aus der Forderung, daß die Einzellinienhäufigkeiten für ein Ion (z.B. Fe I) für jede Linienäquivalentbreite konsistente Werte ergeben müssen (Holweger *et al.* 1978). Ob die anhand von Fe I-Absorptionslinien bestimmte Mikroturbulenz für andere Ionen ebenfalls verwendet werden kann, ist nicht zweifelsfrei geklärt. Vorsicht ist geboten, zumal wir zeigen können, daß die ermittelte Mikroturbulenz auch von der zugrundegelegten Temperaturstruktur abhängt (s. Abschnitt 3.7 auf S. 122) und keine ausschließlich intrinsische Größe von Sternphotosphären ist.

tellurisch 153, 160 *Die Erde betreffend.* Tellurische Linien sind Absorptions- und Emissionslinien, die in der Erdatmosphäre entstehen.

Tellurische Ozonbanden zwischen $\lambda\lambda$ 3100 ... 3400 Å müssen beispielsweise bei der Aufbereitung erdgestützter UV-Beobachtungen ebenso berücksichtigt werden, wie tellurische O₂- und H₂O-Banden im Spektralbereich um die [O I] 6300,6363-Linien. Spektroskopische Aufnahmen schnell rotierender B-Sterne, deren photosphärische Spektren wegen der hohen Eigenrotation keine kleinskaligen Strukturen aufweisen, dienen zur Separation tellurischer Absorptionslinien, vorausgesetzt, die spektrale Auflösung ist ausreichend. Wegen der Helligkeit unserer beobachteten Objekte spielen tellurische Emissionslinien (sogenannte *nightsky*-Linien), zu denen auch die verbotenen [O I]-Linien und das O I 7773-Triplett gehören, keine Rolle.

Unterbesetzung 133 Ein Zustand ist unterbesetzt, wenn die *tatsächliche* Besetzungsdichte kleiner ist als die Besetzungsdichte, die unter Annahme von LTE (Saha-Boltzmann-Formalismus) berechnet wird, d.h. $b_i = n_i/n_i^* < 1$. Entsprechend ist ein Zustand mit $b_i > 1$ *überbesetzt*.

Unterhäufigkeit 157 Häufigkeiten, die *unter* oder *über* einem Standardwert liegen, werden als Unter- bzw. Überhäufigkeit bezeichnet. Bei der spektroskopischen Analyse stellarer Elementhäufigkeiten bezeichnet der Begriff *Unterhäufigkeit* eine auf die entsprechende solare Elementhäufigkeit bezogene geringere Häufigkeit eines Elements in der stellaren Photosphäre. Entsprechend bezeichnet der Begriff *Metallunterhäufigkeit* (oder Metallarmut) ein im Vergleich zur solaren Photosphäre geringeres Vorkommen schwerer Elemente. Drei Umstände führen häufig zu Mißverständnissen und sollten hervorgehoben werden:

1.) Während die Bezeichnung *Unterhäufigkeit von Eisen* in einer stellaren Photosphäre gemäß der gegebenen Definition evident ist, weil der Metallizitätsindikator Fe auf die bei kühlen Sternen nahezu unveränderte Wasserstoffhäufigkeit bezogen wird, so wird auch dann von einer Überhäufigkeit von Sauerstoff gesprochen, wenn $[O/Fe] > 0$ gemeint ist, d.h. wenn der Vergleich auf das solare O/Fe-Verhältnis und nicht auf O/H bezogen wird. $\varepsilon_*(O)$ mag zwar, auf Wasserstoff skaliert, unterhäufig sein (d.h. $[O/H] < 0$), auf die Häufigkeit von Eisen $\varepsilon_*(Fe)$ bezogen, ist der stellare Sauerstoff jedoch häufiger, als in der Sonne. Es ist deshalb immer erforderlich, die solare Bezugsgröße anzugeben. In der vorliegenden Arbeit werden die auf das GRS88-Modell bezogenen solaren (O/Fe)-Verhältnisse in Tab. 6.6 auf S. 273. Man beachte, daß $[O/Fe]$ nicht nur von $\varepsilon_{\odot}(O)$, sondern ebenfalls von $\varepsilon_{\odot}(Fe)$ abhängt, d.h. die stellaren O/Fe Verhältnisse hängen auch von der vorausgesetzten solaren Eisenhäufigkeit ab.

2.) Am Beispiel der solaren Sauerstoffhäufigkeit wird deutlich, daß von einer Unter- bzw.

Überhäufigkeit erst dann gesprochen werden kann, wenn es sich um Elementhäufigkeiten handelt, die jenseits kaum umstrittener Ober- bzw. Untergrenzen der solarer Referenzhäufigkeiten liegen. Abweichend von Anders und Grevesse (1989) bzw. Lambert (1978) kann bezüglich der solaren Sauerstoffhäufigkeit von einer Überhäufigkeit bereits oberhalb eines Wertes von $\log \varepsilon(\text{O}) \approx 8.85$ dex bzw. von einer Unterhäufigkeit unterhalb von $\log \varepsilon(\text{O}) \approx 8.75$ dex gesprochen werden. Ähnlich, vielleicht sogar verworrener, stellt sich die Situation für Eisen dar: die Bandbreite meteoritischer und photosphärischer Eisenhäufigkeiten, die mit den „besten“ Verfahren („beste“ Oszillatorenstärken, „beste“ Modellphotosphären) ermittelt worden sind, reicht heute noch von $\varepsilon(\text{Fe}) \approx 7.48 \dots 7.67$ dex (Blackwell *et al.* 1995a; Holweger *et al.* 1995; Blackwell *et al.* 1995b), auch wenn einige Autoren (Biémont *et al.* 1991b) bereits das *letzte Wort* zu dem Thema geäußert haben wollen. 3.) Unter dem Stichwort *Metallhäufigkeit* diskutieren wir, daß die Elementhäufigkeit (auch Unter- oder Überhäufigkeit) von \triangleright Metallen in der Physik der kühlen Sternatmosphären unter dem Gesichtspunkt der für den Strahlungstransport maßgeblichen Prozesse (z.B. Metalle als Elektronendonatoren oder Ursache für Linienopazitäten) betrachtet werden kann, oder man betrachtet alle Elemente jenseits von Helium als Metalle. Letzteres hätte die Konsequenz, daß als Hauptbetrag die für den Strahlungstransport unmaßgeblichen CNO-Elemente bilanziert werden.

Wachstumskurve
34

Funktionale Beziehung $W(gf\varepsilon)$ zwischen Linienäquivalentbreite und Elementhäufigkeit (vgl. Unsöld 1968, S. 412). Mit der Wachstumskurve kann das spezifische Antwortverhalten einer Linie auf Häufigkeitsänderungen beurteilt werden. Sie unterteilt sich in drei für die Linienentstehung charakteristische Bereiche:

- 1) Auf dem *Linearteil* verhalten sich Linieneinsenkung und Äquivalentbreite proportional zur Häufigkeit ε . Ungesättigte Linien reagieren schwach auf Änderungen der Mikroturbulenz- und Dämpfungsparameter ($\log C_6$).
- 2) Im flachen *Sättigungsbereich* bzw. *Dopplerbereich* befindliche Linien reagieren empfindlich auf Änderungen der Mikroturbulenz, und geringfügig auf Änderungen der Dämpfungsparameter. Der Linienkern hat das Intensitätsminimum (Absorptionslinie) erreicht und die Äquivalentbreite variiert nur schwach mit der Absorberhäufigkeit ε . Bei tiefenabhängiger Mikroturbulenz kann die Zentraleinsenkung geringfügig von $\xi_{\text{mic}}(\tau)$ abhängen. Eine Linie auf dem Sättigungsteil verändert vornehmlich die Linienbreite. Es bilden sich aber keine nennenswerten Dämpfungsflügel aus.
- 3) Der *Dämpfungsteil* der Wachstumskurve läßt sich durch einen, im Vergleich zum Sättigungsbereich steileren Gradienten $dW/d\varepsilon$ charakterisieren, wobei sich bei unveränderter Zentraleinsenkung, breite Dämpfungsflügel ausbilden. Dämpfungsflügel und Äquivalentbreite einer Linie auf dem Dämpfungsteil reagieren empfindlich auf Änderungen des C_6 -Werts: die Äquivalentbreite verhält sich proportional zu $\sqrt{\gamma_6 \varepsilon}$ und wegen $\gamma_6 \propto C_6^{2/5}$ (Gl. B.11) proportional zu $\sqrt[5]{C_6}$.

Literaturverzeichnis

- Abia, C. und Rebolo, R. 1989, *Astrophys. J.*, **347**, 186
- Abramowitz, M. und Stegun, I. 1970, *Handbook of Mathematical Functions* Dover Publications, Inc, New York, 9. Aufl.
- Achmad, L., de Jager, C., und Nieuwenhuijzen, H. 1991, *Astron. Astrophys.*, **250**, 445
- Allen, C. 1973, *Astrophysical Quantities* Athlone Press, London, 3. Aufl.
- Altrock, R. 1968, *Solar Phys.*, **5**, 260
- Altrock, R. 1969, *Solar Phys.*, **7**, 3
- Anders, E. und Grevesse, N. 1989, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **53**, 197
- Arvesen, J., Griffin, R., und Pearson, B. 1969, *Appl. Opt.*, **8**, 2215
- Auer, L. und Heasley, J. 1976, *Astrophys. J.*, **205**, 165
- Axer, M. 1993, *Massen, Entfernungen und Entwicklungszustände massearmer Halo-Feldsterne* Dissertation, Universität München
- Axer, M., Fuhrmann, K., und Gehren, T. 1994, *Astron. Astrophys.*, **291**, 895
- Axer, M., Fuhrmann, K., und Gehren, T. 1995, *Astron. Astrophys.*, **300**, 751
- Baade, D. und Crane, P. 1990, *Messenger*, **61**, 49
- Balachandran, S. und Bell, R. 1998, *Nature*, **392**, 791
- Balachandran, S. und Carney, B. 1996a, *ASP conf. series*, **99**, 188
- Balachandran, S. und Carney, B. 1996b, *Astron. J.*, **111**, 946
- Baluja, K. und Zeppen, C. 1988, *J. Phys. B.*, **21**, 1455
- Barbuy, B. 1988, *Astron. Astrophys.*, **191**, 121
- Barbuy, B. und Erdelyi-Mendes, M. 1989, *Astron. Astrophys.*, **214**, 239
- Bard, A. und Kock, M. 1994, *Astron. Astrophys.*, **282**, 1014
- Bard, A., Kock, A., und Kock, M. 1991, *Astron. Astrophys.*, **248**, 315
- Baschek, B., Holweger, H., und Traving, G. 1966, *Abhandlungen aus der Hamburger Sternwarte*, **8**, 26 ff.
- Baschek, B., Scholz, M., und Sedlmayr, E. 1977, *Astron. Astrophys.*, **55**, 375
- Baumüller, D. 1996, *Galaktische Nukleosynthese von leichten neutronenreichen Elementen* Dissertation, Universität München
- Baumüller, D. und Gehren, T. 1997, *Astron. Astrophys.*, **325**, 1088
- Bauschlicher, C. J., Langhoff, S., und Taylor, P. 1988, *Astrophys. J.*, **332**, 531
- Beers, T. und Sommer-Larsen, J. 1995, *Astrophys. J. Suppl.*, **95**, 175
- Bell, K. 1980, *J. Phys. B*, **13**, 1859
- Bell, K., Berrington, K., und Croskery, J. 1982, *J. Phys. B*, **15**, 977
- Bell, R., Paltoglou, G., und Tripicco, M. 1994, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **268**, 771
- Bennett, R. 1970, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **147**, 35
- Bernath, P., Brazier, C., Olsen, T., Hailey, R., Fernando, W., Woods, C., und Hardwick, J. 1991, *J. Molec. Spectrosc.*, **147**, 16
- Bernkopf, J. 1998, *Astron. Astrophys.*, **332**, 135
- Bessell, M. und Norris, J. 1982, *Astrophys. J.*, **263**, L29
- Bessell, M. und Norris, J. 1987, *J. Astrophys. Astr.*, **8**, 99
- Bessell, M., Sutherland, R., und Ruan, K. 1991, *Astrophys. J. Lett.*, **383**, L71
- Beveridge, C. und Sneden, C. 1994, *Astron. J.*, **108**, 285
- Biémont, E., Hibbert, A., Godefroid, M., Vaeck, N., und Fawcett, B. 1991a, *Astrophys. J.*, **375**, 818
- Biémont, E., Baudoux, M., Kurucz, R., Ansbacher, W., und Pinnington, E. 1991b, *Astron. Astrophys.*, **249**, 539
- Biémont, E., Hibbert, A., Godefroid, M., und Vaeck, N. 1993, *Astrophys. J.*, **412**, 431
- Blackwell, D., Booth, A., und Petford, A. 1984, *Astron. Astrophys.*, **132**, 236
- Blackwell, D., Lynas-Gray, A., und Smith, G. 1995a, *Astron. Astrophys.*, **296**, 217
- Blackwell, D., Smith, G., und Lynas-Gray, A. 1995b, *Astron. Astrophys.*, **303**, 575
- Blatherwick, R., Murcray, F., Murcray, F., Goldman, A., und Murcray, D. 1982, *Appl. Opt.*, **21**, 2658
- Boesgaard, A. und King, J. 1993, *Astron. J.*, **106**, 2309
- Boggess, A. 1959, *Astrophys. J.*, **129**, 432
- Böhm-Vitense, E. 1958, *Z. Astrophys.*, **46**, 108
- Boller und Chivens 1984, *User Manual: Coudé Spectrograph (2.2m Telescope)* Heidelberg
- Bonneau, D., Blazit, A., und Foy, R. L. 1980, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **42**, 185

- Bonnell, J. und Bell, R. 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **264**, 319
- Bowen, I. 1948, *Rev. Mod. Phys.*, **20**, 109
- Brault, J. und Noyes, R. 1983, *Astrophys. J.*, **269**, L61
- Brault, J. und Testerman, L. 1972, *Preliminary Kitt Peak photoelectric atlas* Kitt Peak National Obs., Tucson, Arizona
- Brault, J. und White, O. 1971, *Astron. Astrophys.*, **13**, 169
- Brazier, C., Ram, R., und Bernath, P. 1986, *J. Molec. Spectrosc.*, **120**, 381
- Breckinridge, J., Pierce, A., und Clifford, P. 1975, *Thorium comparison spectrum*
- Broadfoot, A. 1972, *Astrophys. J.*, **173**, 681
- Brzozowski, J., Bunker, P., und Erman, P. 1976, *Astrophys. J.*, **207**, 414
- Brzozowski, J., Erman, P., und Lyyra, M. 1978, *Physica Scripta*, **17**, 507
- Burkert, A., Truran, J., und Hensler, G. 1992, *Astrophys. J.*, **391**, 651
- Butler, K. und Giddings, J. 1985, *Non-LTE line formation: DETAIL and SURFACE*
- Butler, K. und Zeippen, C. 1990, *Astron. Astrophys.*, **234**, 569
- Butler, K. und Zeippen, C. 1991, *J. Physique IV, Colloq.*, **C1**, 141
- Canuto, V. und Mazzitelli, I. 1992, *Astrophys. J.*, **389**, 724
- Carlsson, M. und Judge, P. 1993, *Astrophys. J.*, **402**, 344
- Carney, B. 1983, *Astron. J.*, **88**, 610
- Carney, B. und Latham, D. 1987, *Astron. J.*, **93**, 116
- Carney, B., Latham, D., und Laird, J. 1988, *Astron. J.*, **96**, 560
- Castelli, F. und Kurucz, R. 1994, *Astron. Astrophys.*, **281**, 817
- Castelli, F., Gratton, R., und Kurucz, R. 1997, *Astron. Astrophys.*, **318**, 841
- Cavallo, R., Pilachowski, C., und Rebolo, R. 1997, *Pub. Astron. Soc. Pac.*, **109**, 226
- Cayrel, R. 1988, In *The impact of very high S/N spectroscopy on stellar physics*, hrsg. G. C. de Strobel und M. Spite, IAU Symp., 132, S. 345, Dortrecht Kluwer
- Chmielewski, Y. und Müller, E. 1975, *Astron. Astrophys.*, **42**, 37
- Clegg, R., Lambert, D., und Tomkin, J. 1981, *Astrophys. J.*, **250**, 262
- Copeland, R., Jeffries, J., und Crosley, D. 1987, *Chem. Phys. Letters*, **138**, 425
- Coxon, J. 1980, *Can. J. Phys.*, **58**, 933
- David, K.-H. und Elste, G. 1962, *Z. Astrophys.*, **54**, 12
- Davis, S. und Phillips, J. 1963, *The Red System ($A^2\Pi-X^2\Sigma$) of the CN Molecule* University of California Press, Berkley
- Delbouille, L., Neven, L., und Roland, G. 1973, *Photometric atlas of the solar spectrum from λ 3000 to λ 10000 Å* Institut d'Astrophysique, Liège
- Delbouille, L., Roland, G., Brault, J., und Testerman, L. 1981, *Photoelectric atlas of the solar spectrum from 1850 to 10000cm^{-1}* , *Preliminary data* Kitt Peak National Obs., Tucson, Arizona
- D'Odorico, S., Ghigo, M., und Ponz, D. 1987, *An Atlas of the Thorium–Argon Spectrum for the ESO Echelle Spectrograph in the $\lambda\lambda$ 3400 – 9000Å Region* ESO/Garching
- Doyle, R. 1968, *Astrophys. J.*, **153**, 987
- Dragon, J. und Mutschlecner, J. 1980, *Astrophys. J.*, **239**, 1045
- Dravins, D. 1982, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **20**, 61
- Dravins, D. 1987, *Astron. Astrophys.*, **172**, 211
- Drawin, H. 1968, *Z. Phys.*, **211**, 404
- Drawin, H. 1969, *Z. Phys.*, **225**, 483
- Dwivedi, P., Branch, D., und Huffaker, J. 1978, *Astrophys. J. Suppl.*, **36**, 573
- Edlén, B. 1953, *J. Opt. Soc. Am.*, **62**, 958
- Edlén, B. 1983, *Physica Scripta*, **28**, 51
- Edvardsson, B., Andersen, J., Gustafsson, B., Lambert, D., Nissen, P. E., und Tomkin, J. 1993a, *Astron. Astrophys.*, **275**, 101
- Edvardsson, B., Andersen, J., Gustafsson, B., Lambert, D., Nissen, P. E., und Tomkin, J. 1993b, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **102**, 603
- Eggen, O., Lynden-Bell, D., und Sandage, A. 1962, *Astron. Astrophys.*, **136**, 748
- Eriksson, K. und Toft, S. 1979, *Astron. Astrophys.*, **71**, 178
- Evans, D., Menzies, A., und Stoy, R. 1957, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **117**, 534
- Farmer, C. und Norton, R. 1989, *A high-resolution Atlas of the Infrared Spectrum of the Sun* NASA
- Felenbok, P. 1963, *Ann. Astrophys.*, **5**, 393

- Feltzing, S. und Gustafsson, B. 1998, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **129**, 237
- Filippenko, A. 1982, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **94**, 715
- Freeman, K. 1996, *ASP conf. series*, **92**, 3
- Froese Fischer, C. und Saha, H. 1983, *Phys. Rev. A*, **28**, 3196
- Fuhrmann, K. 1993, *Temperatur und Elementhäufigkeiten von F- und G- Sternen* Dissertation, Universität München
- Fuhrmann, K. 1998a, *Astron. Astrophys.*, **338**, 161
- Fuhrmann, K. 1998b, *Astron. Astrophys.*, **330**, 626
- Fuhrmann, K., Axer, M., und Gehren, T. 1993, *Astron. Astrophys.*, **271**, 451
- Fuhrmann, K., Axer, M., und Gehren, T. 1994, *Astron. Astrophys.*, **285**, 585
- Fuhrmann, K., Axer, M., und Gehren, T. 1995, *Astron. Astrophys.*, **301**, 492
- Fuhrmann, K., Pfeiffer, M., Frank, C., Reetz, J., und Gehren, T. 1997, *Astron. Astrophys.*, **323**, 909
- García López, R., Rebolo, R., Herrero, A., und Beckman, J. 1993, *Astrophys. J.*, **412**, 173
- García López, R., Severino, G., und Gomez, M. 1995, *Astron. Astrophys.*, **297**, 787
- Gasanalizade, A. 1965, *Commun. Shemakha Astrophys. Obs.*, **4 - Solar Physics**, 3
- Gehren, T. 1975a, *LTE-Sternatmosphärenmodelle Teil I: Tabellen zur kontinuierlichen Absorption* Sternwarte Kiel
- Gehren, T. 1975b, *LTE-Sternatmosphärenmodelle Teil II: Strahlungsgleichgewichtsmodelle für kontinuierliche Absorption und Streuung nach dem FEAUTRIER-Verfahren* Sternwarte Kiel
- Gehren, T. 1977, *Astron. Astrophys.*, **59**, 303
- Gehren, T. und Ponz, D. 1986, *Astron. Astrophys.*, **168**, 386
- Gehren, T., Reile, C., und Steenbock, W. 1991, Spectroscopic tests of late-type model atmospheres of dwarf stars In *NATO ASI Conference on Stellar Atmospheres: Beyond Classical Models*, hrsg. L. Crivellari, I. Hubeny, und D. Hummer, S. 387, Dordrecht Kluwer
- German, K. 1974, *J. chem. Phys.*, **62**, 2584
- Giddings, J. 1981, Dissertation, Universität London
- Gilmore, G., Wyse, R., und Kuijken, K. 1989, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **27**, 555
- Gilmore, G., Edvardsson, B., und Nissen, P. E. 1991, *Astrophys. J.*, **378**, 17
- Gingerich, O., Noyes, R., Kalkofen, W., und Cuny, Y. 1971, *Solar Phys.*, **18**, 347
- Goldman, A. und Gillis, J. 1981, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **25**, 111
- Goldman, A., Murcray, F., Gillis, J., und Murcray, D. 1981, *Astrophys. J.*, **248**, L133
- Goldman, A., Murcray, D., Lambert, D., und Dominy, J. 1983, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **203**, 767
- Gratton, R. 1986, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, **57**, 679
- Gratton, R. und Ortolani, S. 1986, *Astron. Astrophys.*, **169**, 201
- Gratton, R. und Sneden, C. 1987, *Astron. Astrophys.*, **178**, 179
- Gratton, R. G., Carretta, E., Matteucci, F., und Sneden, C. 1996, *ASP Conf. Series*, **92**, 307
- Gray, D. 1977, *Astrophys. J.*, **218**, 530
- Gray, D. 1978, *Solar Phys.*, **59**, 193
- Gray, D. 1988, *Lectures on Spectral-Line Analysis: F, G, and K Stars* The Publisher, Ontario, Canada, 1. Aufl.
- Grevesse, N. und Noels, A. 1993, Cosmic abundances of the elements In *Origin and Evolution of the Elements*, hrsg. N. Prantzos, E. Vangioni-Flam, und M. Cassé, S. 15 Cambridge University Press
- Grevesse, N. und Sauval, A. 1973, *Astron. Astrophys.*, **27**, 29
- Grevesse, N. und Sauval, A. 1992, *Rev. Mexicana Astrof.*, **23**, 71
- Grevesse, N., Sauval, A., und van Dishoeck, E. 1984, *Astron. Astrophys.*, **141**, 10
- Grevesse, N., Lambert, D., Sauval, A., van Dishoeck, E., Farmer, C., und Norton, R. 1990, *Astron. Astrophys.*, **232**, 225
- Grevesse, N., Sauval, A., und Blomme, R. 1994, *IAU Symp.: Infrared Solar Physics*, S. 539
- Grevesse, N., Noels, A., und Sauval, A. 1996, *ASP conf. series*, **99**, 117
- Gustafsson, B. und Jørgensen, U. 1994, *Astron. Astrophys. Rev.*, **6**, 19
- Gustafsson, B., Bell, R., Eriksson, K., und Nordlund, A. 1975, *Astron. Astrophys.*, **42**, 407
- Haisch, B., Linsky, J., Weinstein, A., und Shine, A. 1977, *Astrophys. J.*, **214**, 785
- Hartkopf, W., McAlister, H., Mason, B., und Barry, D. 1994, *Astron. J.*, **108**, 2299
- Hartkopf, W., Mason, B., McAlister, H., Turner, N., Barry, D., Franz, O., und Prieto, C. 1996, *Astron. J.*, **111**, 936
- Henry, R. 1970, *Astrophys. J.*, **161**, 1153

- Herzberg, G. 1950, *Molecular Spectra and Molecular Structure I. Spectra of Diatomic Molecules* van Nostrand Company, Inc., New York, 2. Aufl.
- Herzberg, G. 1966, *Molecular Spectra and Molecular Structure III.* van Nostrand Company, Inc., New York, 1. Aufl.
- Hibert, A., Biémont, E., Godefroid, M., und Vaeck, N. 1991, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **24**, 3943
- Hinkle, K. und Lambert, D. 1975, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **170**, 447
- Hinze, J., Lie, G., und Liu, B. 1975, *Astrophys. J.*, **196**, 621
- Holweger, H. 1967, *Z. Astrophys.*, **65**, 365
- Holweger, H. 1970, *Astron. Astrophys.*, **4**, 11
- Holweger, H. 1979, *Les Elements et leurs Isotopes dans l'Univers*, S. 117
- Holweger, H. 1996, *Physica Scripta*, **T65**, 151
- Holweger, H. und Müller, E. 1974, *Solar Physics*, **39**, 19
- Holweger, H., Gehlsen, M., und Ruland, F. 1978, *Astron. Astrophys.*, **70**, 537
- Holweger, H., Heise, C., und Kock, M. 1990, *Astron. Astrophys.*, **232**, 510
- Holweger, H., Bard, A., Kock, A., und Kock, M. 1991, *Astron. Astrophys.*, **249**, 545
- Holweger, H., Kock, M., und Bard, A. 1995, *Astron. Astrophys.*, **296**, 233
- Horne, K. 1986, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **98**, 609
- Houtgast, J. 1970, *Solar Physics*, **15**, 273
- Howard, R. 1984, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, 131
- Huber, K. und Herzberg, G. 1979, *Molecular Spectra and Molecular Structure IV. Constants of Diatomic Molecules* van Nostrand Company, Inc., New York, 1. Aufl.
- Hummelbrum, F. 1993, *Plasmadiagnostik an einem mikrowellenangeregten Prozeßplasma zur Erzeugung amorpher C:H-Schichten* Köster, Berlin
- Hunger, K. 1960, *Z. Astrophys.*, **65**, 129
- Ibata, R., Gilmore, G., und Irwin, M. 1994, *Nature*, **370**, 194
- Israelian, G., García López, R., und Rebolo, R. 1998, *Astrophys. J.*, **507**, 805
- Itikawa, Y. und Ichimura, A. 1990, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **19**, 637
- Jessberger, E., Christoforidis, A., und Kissel, J. 1988, *Nature*, **332**, 691
- John, T. 1988, *Astron. Astrophys.*, **193**, 189
- Jones, J., Wyse, R., und Gilmore, G. 1995, *Pub. Astron. Soc. Pac.*, **107**, 632
- Karzas, W. und Latter, R. 1961, *Astrophys. J. Suppl.*, **6**, 19
- Keenan, P. und Hynek, J. 1950, *Astrophys. J.*, **111**, 1
- Kernahan, J. und Pang, P.-L. 1975, *Can. J. Phys.*, **53**, 455
- Kerr, F. und Lynden-Bell, D. 1986, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **221**, 1023
- King, J. 1993, *Astron. J.*, **106**, 1206
- King, J. und Boesgaard, A. 1995, *Astron. J.*, **109**, 383
- Kippenhahn, R. und Weigert, A. 1991, *Stellar Structure and Evolution* A & A Library Springer, Heidelberg
- Kiselman, D. 1991, *Astron. Astrophys.*, **245**, L9
- Kiselman, D. 1993, *Astron. Astrophys.*, **275**, 269
- Kiselman, D. und Nordlund, Å. 1995, *Astron. Astrophys.*, **302**, 578
- Kjærgaard, P., Gustafsson, B., Walker, G., und Hultqvist, L. 1982, *Astron. Astrophys.*, **115**, 145
- Kostik, R., Shchukina, N., und Rutten, R. 1996, *Astron. Astrophys.*, **305**, 325
- Krupp, B. 1974, *Astrophys. J.*, **189**, 389
- Kurucz, R. 1970, *Special Report No. 309* SAO
- Kurucz, R. 1979, *Astrophys. J. Suppl.*, **40**, 1
- Kurucz, R. 1988, *Semiempirical calculation of gf values for the iron group* IAU General Assembly, Baltimore
- Kurucz, R. 1992a, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **23**, 181
- Kurucz, R. 1992b, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **23**, 45
- Kurucz, R. 1992c, *Rev. Mexicana Astrof.*, **23**, 187
- Kurucz, R. und Peytremann, E. 1975, *A table of semiempirical f values* SAO Special Report No. 362
- Kurucz, R. und van Dishoeck, E. 1987, *Astrophys. J.*, **322**, 992
- Kurucz, R., Furenlid, I., Brault, J., und Testerman, L. 1984, *Solar Flux Atlas from 296 to 1300 nm* Kitt Peak National Obs., Tucson, Arizona
- Laher, R. und Gilmore, F. 1990, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **19**, 277
- Lambert, D. 1968, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **138**, 143

- Lambert, D. 1978, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **182**, 249
- Lambert, D. 1993, *Physica Scripta*, **T47**, 186
- Lambert, D. und Ries, L. 1977, *Astrophys. J.*, **217**, 508
- Lambert, D., Sneden, C., und Ries, L. 1974, *Astrophys. J.*, **188**, 97
- Langhoff, S., van Dishoeck, E., Wetmore, R., und Dalgarno, A. 1982, *J. Chem. Phys.*, **77**, 1379
- Larson, R. 1975, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **173**, 621
- Larsson, M., Siegbahn, P. E., und Ågren, H. 1983, *Astrophys. J.*, **272**, 369
- Magain, P. 1984, *Astron. Astrophys.*, **132**, 208
- Magain, P. 1986, *Astron. Astrophys.*, **163**, 135
- Magain, P. 1989, *Astron. Astrophys.*, **209**, 211
- Majewski, S. 1993, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **31**, 575
- Majewski, S., Munn, J., und Hawley, S. 1994, *Astrophys. J. Lett.*, **427**, L37
- Majewski, S., Phelps, R., und Rich, R. 1997, *ASP conf. series*, **112**, 1
- Maltby, P., Avrett, E., Carlsson, M., Kjeldseth-Moe, O., Kurucz, R., und Loeser, R. 1986, *Astrophys. J.*, **306**, 284
- Matteucci, F. und Francois, P. 1989, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **239**, 885
- Matteucci, F. und Francois, P. 1992, *Astron. Astrophys.*, **262**, L1
- Matteucci, F. und Greggio, L. 1986, *Astron. Astrophys.*, **154**, 279
- McAlister, H., Hartkopf, W., Hutter, D., und Franz, O. 1987, *Astron. J.*, **93**, 183
- McCarthy, D. J., Freeman, J., McLeod, B., Lloyd-Hart, M., Colucci, D., Wizinowich, P., Clampin, M., Golimowski, D., und Durrance, S. 1993, *Astron. J.*, **105**, 652
- Meyer, D. und Jura, M. und Cardelli, J. 1998, *Astron. J.*, **493**, 222
- Meyer, J. 1985, *Astrophys. J. Suppl.*, **57**, 173
- Meyer, J. 1993, Element fractionation at work in the solar atmosphere In *Origin and Evolution of the Elements*, hrsg. N. Prantzos, E. Vangioni-Flam, und M. Cassé, S. 26 Cambridge University Press
- Mihalas, D. 1978, *Stellar Atmospheres* Freeman and Company, San Francisco, 2. Aufl.
- Molaro, P., Bonifacio, P., Castelli, F., und Pasquini, L. 1997, *Astron. Astrophys.*, **319**, 593
- Moore, C. 1959, *A Multiplet Table Of Astrophysical Interest* National Bureau of Standards, Washington
- Moore, C. und Broida, H. 1959a, *J.Res.NBS-A. Physics and chemistry*, **63A**, 19
- Moore, C. und Broida, H. 1959b, *J.Res.NBS-A. Physics and chemistry*, **63A**, 279
- Moore, C., Minnaert, M., und Houtgast, J. 1966, *The Solar Spectrum 2935Å to 8770Å*
/ National Bureau of Standards, Washington
- Mowlavi, N., Meynet, G., Maeder, A., Schaerer, D., und Charbonnel, C. 1998, *Astron. Astrophys.*, **335**, 573
- Müller, E., Baschek, B., und Holweger, H. 1968, *Solar Phys.*, **3**, 125
- Neckel, H. und Labs, D. 1984, *Sol. Phys.*, **90**, 205
- Nelson, D., Schiffman, A., und Nesbitt, D. 1989, *J. Chem. Phys.*, **90**, 5455
- Nissen, P. E. und Edvardsson, B. 1992, *Astron. Astrophys.*, **261**, 255
- Nissen, P. E. und Schuster, W. 1997, *Astron. Astrophys.*, **326**, 751
- Nissen, P. E., Edvardsson, B., und Gustafsson, B. 1985, The effect of enhanced cno on globular cluster ages
S. 131
- Nissen, P. E., Gustafsson, B., Edvardsson, B., und Gilmore, G. 1994, *Astron. Astrophys.*, **285**, 440
- Nissen, P. E., Høg, E., und Schuster, W. 1997, *ESP SP*, **402**, 225
- Nomoto, K., Iwamoto, K., Nakasato, N., Thielemann, F.-K., Brachwitz, F., Tsujimoto, T., Kubo, Y., und Kishimoto, N. 1997a, *Nuclear Physics A*, **621**, 467
- Nomoto, K., Hashimoto, M., Tsujimoto, T., Thielemann, F.-K., Kishimoto, N., Kubo, Y., und Nakasato, N. 1997b, *Nuclear Physics A*, **616**, 79
- Osterbrock, D. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* Oxford University Press, New York
- Palmer, B. und Engleman, R. 1983, *Atlas of the Thorium Spectrum* Los Alamos, New Mexico
- Pascual, E. 1983, *User Manual: Coude Spectrograph (2.2m Telescope)* Calar Alto/ Almeria
- Pasquini, L. 1993, *CASPEC: Update to the Operating Manual* ESO/Garching
- Pasquini, L. und Gillotte, A. 1993, *Messenger*, **71**, 54
- Pauls, U. und Grevesse, N. 1990, *Astron. Astrophys.*, **231**, 536
- Pearse, R. und Gaydon, A. 1976, *The Identification Of Molecular Spectra* Wiley & Sons, New York, 4. Aufl.
- Perryman, M., Lindegren, L., Kovalevsky, J., Høg, E., Bastian, U., Bernacca, P., Creze, M., Donati, F.,

- Grenon, M., Grewing, M., van Leeuwen, F., van der Marel, H., Mignard, F., Murray, C., Le Poole, R., Schrijver, H., Turon, C., Arenou, F., Froeschle, M., und Petersen, C. 1997, *Astron. Astrophys.*, **323**, L49
- Pfeiffer, M., Franck, C., Baumüller, D., Fuhrmann, K., und Gehren, T. 1998, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **130**, 381
- Pierce, K. 1954, *Astrophys. J.*, **120**, 221
- Pierce, K. und Slaughter, C. 1977, *Sol. Phys.*, **51**, 25
- Pierce, K., Slaughter, C., und Weinberger, D. 1977, *Sol. Phys.*, **52**, 179
- Plez, B., Brett, J., und Nordlund, A. 1992, *Astron. Astrophys.*, **256**, 551
- Pradhan, A. und Gallagher, J. 1992, *At.Data Nuc.Data Tabl.*, **52**, 227
- Prasad, C. und Bernath, P. 1992, *J. Molec. Spectrosc.*, **156**, 327
- Przybylski, A. und Kennedy, P. 1965, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **129**, 63
- Puls, J., Springmann, U., und Owocki, S. P. 1998, Metallicity dependence of stellar outflows and their variability In *Cyclical Variability in Stellar Winds*, hrsg. L. Kaper und A. W. Fullerton, ESO, Proceedings, S. 389, Berlin Springer
- Reetz, J. 1991, *Vergleich synthetischer und beobachteter Spektren photosphärischer Absorptionslinien kühler Sterne am Beispiel der Sonne* Diplomarbeit, Universität München
- Reile, C. 1987, *Systematische Untersuchungen des Energietransports in kühlen Sternatmosphären am Beispiel der Sonne* Diplomarbeit, Universität München, Universitäts-Sternwarte
- Ridgway, S. und Brault, J. 1984, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, 291
- Röhler, R. 1967, *Informationstheorie in der Optik* Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft mbH, Stuttgart
- Ryan, S. und Norris, J. 1991a, *Astron. J.*, **102**, 303
- Ryan, S. und Norris, J. 1991b, *Astron. J.*, **101**, 1835
- Samland, M., Hensler, G., und Theis, C. 1997, *Astrophys. J.*, **476**, 544
- Sandage, A. und Fouts, G. 1987, *Astron. J.*, **93**, 74
- Sauval, A. und Grevesse, N. 1994, *IAU Symp.: Infrared Solar Physics*, S. 549
- Sauval, A. und Tatum, J. 1984, *Astrophys. J. Suppl.*, **56**, 193
- Sauval, A., Grevesse, N., Brault, J., Stokes, G., und Zander, R. 1984, *Astrophys. J.*, **282**, 330
- Schadee, A. 1964, *B.A.N.*, **17**, 311
- Searle, L. und Zinn, R. 1978, *Astrophys. J.*, **225**, 357
- Seaton, M. 1962a, In *The Theory of Excitation and Ionisation by Electron Impact*, hrsg. D. Bates, Atomic and Molecular Processes, S. 374
- Seaton, M. 1962b, *Proc. Phys. Soc.*, **79**, 1105
- Seaton, M. 1983, *Rep. Prog. Phys.*, **40**, 167
- Seaton, M., Zeppen, C., Tully, J., Pradhan, A., Mendoza, C., Hibbert, A., und Berrington, K. 1992, *Rev. Mexicana Astrof.*, **23**, 19
- Sedlmayr, E. 1974, *Astron. Astrophys.*, **31**, 23
- Silk, J. 1985, *Astrophys. J.*, **297**, 9
- Simmons, G. und Blackwell, D. 1982, *Astron. Astrophys.*, **112**, 209
- Smith, M., Testerman, L., und Evans, J. 1976, *Astrophys. J.*, **207**, 308
- Snedden, C. und Lambert, D. 1982, *Astrophys. J.*, **259**, 381
- Snedden, C., Lambert, D., und Whitaker, R. 1979, *Astrophys. J.*, **234**, 964
- Snedden, C., Kraft, R., Prosser, C., und Langer, G. 1991, *Astron. J.*, **102**, 2001
- Snedden, C., Kraft, R. P., Shetrone, M. D. Smith, G. H., Langer, G., und Prosser, C. 1997, *Astron. J.*, **114**, 1964
- Spiesman, W. und Wallerstein, G. 1991, *Astron. J.*, **102**, 1790
- Spite, M. und Spite, F. 1991, *Astron. Astrophys.*, **252**, 689
- Steenbock, W. 1985, *Cool stars with excesses of heavy elements.*, S. 231
- Steenbock, W. und Holweger, H. 1984, *Astron. Astrophys.*, **130**, 319
- Steffen, M. 1985, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **59**, 403
- Steffen, M., Steenbock, W. H., und Lembke, M. 1981, *Program LINLITE.FOR (LINFOR)* Sternwarte Kiel
- Stevens, W., Das, G., Wahl, A., Krauss, M., und Neumann, D. 1974, *J. chem. Phys.*, **61**, 3686
- Stilley, J. und Callaway, J. 1979, *Astron. Astrophys.*, **160**, 245
- Stumpff, P. 1980, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **41**, 1
- Stürenburg, S. und Holweger, H. 1990, *Astron. Astrophys.*, **237**, 125
- Sugar, J. und Corliss, C. 1985, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **14**, 581
- Sweigart, A. und Mengel, J. 1979, *Astrophys. J.*, **229**, 624

- Takeda, Y. 1992, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **44**, 309
- Takeda, Y. 1994, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **46**, 53
- Takeda, Y. 1995, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **47**, 463
- Takeda, Y., Kawanamoto, S., und Sadakane, K. 1998, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **50**, 97
- Tatum, J. 1966, *Publications Of The Dominion Astrophysical Observatory*, **13**, 1
- Thielemann, F.-K., Nomoto, K., und Hashimoto, M. 1993, *Origin and Evolution of the Elements*, S. 297
- Thielemann, F.-K., Nomoto, K., und Hashimoto, M. 1996, *Astrophys. J.*, **460**, 408
- Thomas, D., Greggio, L., und Bender, R. 1998, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **296**, 119
- Thorburn, J. und Hobbs, L. 1996, *Astron. J.*, **111**, 383
- Timmes, F., Wosley, S., und Weaver, T. 1995, *Astrophys. J. Suppl.*, **98**, 617
- Tomkin, J., Lambert, D., und Balachandran, S. 1984, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **96**, 796
- Tomkin, J., Lemke, M., Lambert, D., und Sneden, C. 1992, *Astron. J.*, **104**, 1568
- Traving, G., Baschek, B., und Holweger, H. 1966, *Abhandlungen aus der Hamburger Sternwarte*, **8**, 1 ff.
- Trimble, V. 1975, *Reviews of Modern Physics*, **47**, 877
- Tsuji, T. 1973, *Astron. Astrophys.*, **23**, 411
- Unsöld, A. 1968, *Physik der Sternatmosphären* Springer, Heidelberg, 2. Aufl.
- Van Regemorter, H. 1962, *Astrophys. J.*, **136**, 906
- VandenBerg, D. 1985, In *Production And Distribution of C,N,O Elements*, hrsg. I. J. Danziger, F. Matteucci, und K. Kjær, ESO, Proceedings, S. 73, Gar
- VandenBerg, D. und Bell, R. 1985, *Astrophys. J. Suppl.*, **58**, 561
- Van't Veer-Menneret, C., Mégessier, und C. 1996, *Astron. Astrophys.*, **309**, 879
- Vernazza, J., Avrett, E., und Loeser, R. 1976, *Astrophys. J. Suppl*, **30**, 1
- Werner, H., Rosmus, P., und Reinsch, E. 1983, *J. Chem. Phys.*, **79**, 905
- Wheeler, J., Sneden, C., und Truran, J. 1989, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **27**, 279
- Whiting, E. und Nicholls, R. 1974, *Astrophys. J. Suppl.*, **27**, 1
- Wicenec, A. 1991, *Reviews in Modern Astronomy*, **4**, 188
- Wiese, W., Smith, M., und Miles, B. 1966, - *NBS Monograph NSRDS-NBS*, **4**
- Wiese, W., Fuhr, J., und Deters, T. 1996, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **7**, 335
- Wittmann, A. 1990, *Kompilation atomarer Linienübergänge und Oszillatorenstärken* Universitäts-Sternwarte Göttingen, priv. Mitteilung
- Wosley, S. und Weaver, T. 1995, *Astrophys. J. Suppl.*, **101**, 181
- Wyse, R. und Gilmore, G. 1988, *Astron. J.*, **95**, 1404
- Wyse, R. und Gilmore, G. 1995, *Astron. J.*, **110**, 2771
- Yoshino, K., Freeman, D., und Parkinson, W. 1988, *Planet. Space Sci.*, **36**, 395
- Zhao, G., Butler, K., und Gehren, T. 1998, *Astron. Astrophys.*, **333**, 219

Abbildungsverzeichnis

1.1	Sauerstoffüberhäufigkeiten ([O/Fe]) aus der Literatur	5
2.1	Verschiedene Temperaturschichtungen	13
2.2	Mitte-Rand-Variation solarer Intensitätsverteilungen	19
2.3	Partialdruckschichtungen zu HD 140283	28
2.4	Partialdruckschichtungen zu HD 128278	29
3.1	[O I] 6300 (mit und ohne Ni I-Blend) im LIEGE73-Atlas	47
3.2	[O I] 6300 (mit und ohne Ni I-Blend) im KPNO72-Atlas	49
3.3	Theoretische und adjustierte Ni I- gf -Werte	51
3.4	[O I] 6363 (ohne CN-Blend) in den Intensitätsspektren	52
3.5	[O I] 6363 (mit CN-Blend) in solaren Spektren	54
3.6	CN (0,0) Fits an solaren Flußatlas	58
3.7	CN (10,5) Fits an solaren Atlanten	60
3.8	Infrarote OH-Linien aus dem Intensitätsspektrum KPNO82IR	64
3.9	Reanalyse von $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m})$ nach Goldman <i>et al.</i> 1983 und Sauval <i>et al.</i> 1984	65
3.10	$\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m})$ bei verschiedenen Modellatmosphären	67
3.11	$\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 12 \mu\text{m})$ (OH X ² Π ($v''=0$)) mit HM74 und MACKKL86	70
3.12	Reanalyse: $\log \varepsilon_{\odot}(\text{OH } 3 \mu\text{m})$ nach Grevesse <i>et al.</i> 1984	75
3.13	Gemessene und berechnete absolute Intensitätsverteilung im UV	79
3.14	OH A-X und CH C-X an KPNO84 angepaßt	81
3.15	Linienstatistik im Bereich $\lambda\lambda$ 3060 ... 3500 Å	84
3.16	$\Delta \log gf$ für Eisengruppenlinien im UV	88
3.17	Theoretische UV-Spektren im Vergleich zu KPNO72 ($\mu=1$)	90
3.18	Vergleich theoretischer und adjustierter $\log gf$ -Werte von OH A-X (0,0)- und (1,1)- Banden	92
3.19	Solare Sauerstoffhäufigkeit aus OH A-X-Banden	96
3.20	Beobachtetes O I 7773-Triplett mit NLTE-Profilen	101
3.21	Beobachtetes O I 8446-Triplett mit NLTE-Profilen	102
3.22	Mitte-Rand-Variation von $\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ (LTE und NLTE)	105
3.23	Mittlere Entstehungstiefen von O I-Linien	107

3.24	Mitte-Rand-Variation von $\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ in Abhängigkeit von $\log C_6$	109
4.1	O-Atommodell mit $n_{max} = 6$	129
4.2	Photoionisationsquerschnitte (<i>Opacity Project</i>)	132
4.3	S_{λ}/B_{λ} in O I 7773-Linienzentren der Sonne	136
4.4	NLTE-Korrekturen für O I 7773-Triplett, O I 8446 und O I 6158 in der Sonne	139
4.5	Solare NLTE-Häufigkeiten für O I 7773-Triplett, O I 8446 und O I 6158	142
5.1	Zweidimensionales UV-Spektrum (CASPEC) von HD 140283	148
5.2	Beobachtete O I 7773-Spektren	156
5.3	Beobachtete O I 7773-Spektren (FOCES)	157
5.4	Procyon ([O I] 6300): CES- im Vergleich mit Coudé-Spektrum	161
5.5	[O I] 6300: Spektren von Procyon und schnell rotierenden B-Sternen	162
5.6	Vergleichsspektren mit tellurischen Absorptionslinien nahe [O I] 6300	163
5.7	FWHM und Einsenkung tellurischer Linien bei [O I] 6300	164
5.8	[O I] 6300: Mondspektrum	165
5.9	[O I] 6300: Mondspektrum und theoretisches Spektrum	166
5.10	[O I] 6300: HD 6582 und B-Sternvergleichsspektrum	168
5.11	[O I] 6300: HD 22879	169
5.12	[O I] 6300: HD 207978 und B-Sternvergleichsspektrum	170
5.13	[O I] 6300: HD 224930	171
5.14	O ₃ -Absorptionsbanden im nahen UV	176
5.15	CASPEC Querdispersionsprofile im UV	178
5.16	CASPEC Ordnungen und Zwischenordnungen (HD 140283)	179
5.17	CASPEC: UV-Himmelsstreulicht verglichen mit KPNO84-Atlas (mit Gauß-Profil gefaltet)	182
5.18	CASPEC: UV-Himmelsstreulicht verglichen mit KPNO84-Atlas (mit Voigt-Profil gefaltet)	183
5.19	CASPEC: extrahierte Ordnungen (HD 74000)	185
5.20	CASPEC: extrahierte Ordnungen (HD 140283)	187
5.21	Extrahierte CASPEC-Ordnungen von HD 22879 und HD 45282	188
6.1	[O/Fe] ₇₇₇₃ über [Fe/H]	205
6.2	Stellare O I 7773-Triplett-Einzellinienhäufigkeiten (LTE und NLTE)	208
6.3	[O/Fe] ₇₇₇₃ (LTE, NLTE) bei Variation von ξ_{mic}	211

6.4	Beobachtete und synthetische O I 7773-Triplettprofile	214
6.5	$\Delta \log \varepsilon / \Delta \log W$ verschiedener O I 7773-Triplets	218
6.6	Procyon: S_λ / B_λ in O I 7773-Liniencentren	220
6.7	HD 19445 und HD 205582: S_λ / B_λ in O I 7773-Liniencentren	221
6.8	$[O/Fe]_{7773}$ und $[O/H]_{7773}$ verglichen mit Literaturwerten	227
6.9	$[O/H]_{7773}$ im Vergleich zu $[O/H]_{6300}$	234
6.10	Theoretische und beobachtete UV-Spektren von Procyon	241
6.11	Theoretische und beobachtete UV-Spektren von HD 140283	243
6.12	Solares Flußspektrum (KPNO84) mit theoretischen UV-Spektren	245
6.13	Theoretische und beobachtete UV-Spektren von HD 74000	246
6.14	Theoretische und beobachtete UV-Spektren von HD 45282	248
6.15	OH A-X-Einzellinienhäufigkeiten von acht Sternen	251
6.16	$[O/H]_{OH}$ im Vergleich zu $[O/H]_{7773}$	255
6.17	$T_{\text{eff}}\text{-log } g\text{-Relationen}$, wobei $\varepsilon(OH)=\varepsilon(OI7773)$	256
6.18	OH A-X-Einzellinienhäufigkeiten von HD 140283 und HD 74000	261
6.19	Ausschnitt des UV-Spektrums von HD 140283 im Vergleich mit dem Sonnenspektrum	264
6.20	$[O/Fe]$ über $[Fe/H]$ (korrigierte Schwerebeschleunigungen)	276
6.21	$[O/Fe]$ über $[Fe/H]$	277
7.1	Galaktische Pekuliargeschwindigkeiten über $[O/H]$	280
7.2	Galaktische Pekuliargeschwindigkeiten über $[Fe/H]$	282
7.3	Galaktische Pekuliargeschwindigkeiten über $[Fe/O]$	284
7.4	Kinematische und chemische Entwicklung	286
7.5	Position der Sterne in galaktischen Koordinaten	288
7.6	Galaktische Geschwindigkeiten (Bottlinger- und Toomre-Diagramm)	290
7.7	$[O/Fe]$ in Halo und dünner Scheibe	292
7.8	Theoretische SN II-Beiträge von Woosley und Weaver (1995) und Nomoto <i>et al.</i> (1997b)	294
7.9	Galaktische Geschwindigkeiten, $[Mg/O]$ und $[Fe/O]$ über der $[O/H]$	295
A.1	Partialdruckänderung unter Variation von $\log g$	302
A.2	Partialdruckänderung unter Variation von $[Fe/H]$	303
A.3	Hundsche Kopplungsfälle (a) und (b).	305

D.1	Theoretische und beobachtete UV-Spektren von HD 102200 (Stellarparameter von Axer <i>et al.</i> 1995)	321
D.3	Theoretische und beobachtete UV-Spektren von CD –33 3337 (Stellarparameter von Nissen <i>et al.</i> 1997)	322
D.6	Theoretische und beobachtete UV-Spektren von HD 106516 (Stellarparameter von Fuhrmann 1998, priv. Mitteilung)	323
D.8	Theoretische und beobachtete UV-Spektren von HD 22879 (Stellarparameter von Fuhrmann 1998)	324
D.2	Theoretische und beobachtete UV-Spektren von CD –33 3337 (Stellarparameter von Axer <i>et al.</i> 1995)	325
D.4	Theoretische und beobachtete UV-Spektren von HD 122196 (Stellarparameter von Axer <i>et al.</i> 1995)	326
D.5	Theoretische und beobachtete UV-Spektren von HD106516 (Stellarparameter von Axer <i>et al.</i> 1995)	327
D.7	Theoretische und beobachtete UV-Spektren von HD 31128 (Stellarparameter von Axer <i>et al.</i> 1995)	328
D.9	Theoretische und beobachtete UV-Spektren von HD 128279 (Stellarparameter von Axer <i>et al.</i> 1995)	329
E.1	Ni I–Linienverschiebungen	331

Tabellenverzeichnis

2.1	Solare Elementhäufigkeiten	16
3.1	Atomare Sauerstoffindikatoren in der Sonne	37
3.2	Diatomare Sauerstoffindikatoren (OH) in der Sonne	38
3.3	$\log \varepsilon_{\odot}([O I] 6300)$ und $\log \varepsilon_{\odot}([O I] 6363)$ aus verschiedenen solaren Atlanten	46
3.4	CN-Molekülkonstanten	56
3.5	Einzellinienhäufigkeiten aus OH X ² Π ($v''=0$)	72
3.6	$\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ aus verschiedenen solaren Atlanten	110
3.7	Photosphärische Eisenhäufigkeit und Mikroturbulenz	124
5.1	UV-, [O I] 6300- und O I 7773- Beobachtungen	146
5.2	[O I] 6300,6363 Beobachtungen	160
5.3	UV Beobachtungen	175
5.4	Radialgeschwindigkeiten	191
6.1	Stellare O I 7773-Triplett-Äquivalentbreiten	203
6.2	Stellare O I 7773-Triplett-Äquivalentbreiten (FOCES-Spektren)	204
6.3	$[O/Fe]_{OH}$ und $[O/Fe]_{7773}$	258
6.4	Vergleich mit Einzellinienhäufigkeiten von Nissen <i>et al.</i> (1994)	265
6.5	Empfindlichkeit einzelner Sauerstoffindikatoren	272
6.6	[O/Fe] in metallarmen F- und G- Sternen (Stellarparameter von Axer <i>et al.</i> (1994))	273
6.7	[O/Fe] in F- und G- Sternen (Stellarparameter von Fuhrmann (1998a))	274
7.1	Mittlere Häufigkeiten und Geschwindigkeiten in Halo, dicker und dünner Scheibe	297
A.1	Dissoziationskonstanten der diatomaren Moleküle	300
C.1	[O/H] aus verschiedenen Indikatoren und Vergleich mit Literaturwerten	315
E.1	Theoretische und adjustierte Ni I- f -Werte	332
F.1	$\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ aus Äquivalentbreiten von Altrock (1968)	333
F.2	$\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ aus Äquivalentbreiten von Müller <i>et al.</i> (1968)	333

F.3	$\log \varepsilon_{\odot}(7773)$ aus Äquivalentbreiten von Altrock (1968)	334
-----	---	-----

Sachverzeichnis

A	
AAT	<i>siehe</i> Anglo-Australisches Teleskop
ADU-Faktor	150
Äquivalentbreite	159, 172, 213, 337
akkretierte Zwerggalaxie	289
α -Element	5
alte Scheibe	289
Anfangsmassenverteilung	4, 279
Anglo-Australisches Teleskop	260, 262
astrophysikalische Linienparameter	30, 93
astrophysikalische Oszillatorenstärke	31, 80
Atmosphärenmodell	<i>siehe</i> Photosphärenmodell
Atommodell	129, 131, 349
Auflösung	
— <i>seeing</i> -begrenzt	167, 184
— spektrale	145, 164, 341
A_{ul}	
— Umrechnung in f_{lu}	46
Ausleserauschen	150
Autoionisationslinie	308
B	
B-Stern	
— als <i>flatfield</i>	184, 187, 260
— schnell rotierend	184
Balmerlinien	17, 18
Beitragsfunktion	75, 107, 108, 136, 343
Beobachtungen	
— O-Indikatoren	146
Besetzungsdichte	25, 128
<i>bias</i>	149
<i>binning</i>	150
Born-Oppenheimer-Näherung	305
Brechungsindex	48
C	
C_6 -Wert	<i>siehe</i> van der Waals-Konstante
CASPEC	<i>siehe</i> Spektrograph
CD -33 3337	198, 322, 325
CH A-X	244
CH C-X	87
Chromosphäre	11
CN (10,5) Q ₂ (26)	55
CNO	344
$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktionsrate	293
<i>cosmics</i>	344
D	
<i>dark</i>	149
Datenreduktion	145, 307
Decker	147, 149, 180
Dissoziationsenergie	
— von CN	57
Dissoziationskonstante	301
Doppelsterne	238
— BD +26 2606	239
— HD 211998	239
— HD 224930	239
— HD 6582	239
— HD 99393	239
Doppler-Profil	311
E	
EDMF	<i>siehe</i> elektronische Dipolmomentenfunktion
Effektivtemperatur	11
Einzellinienhäufigkeit	345
Eisenhäufigkeit	<i>siehe</i> Metallizität
Elektronenstoßprozesse	133
elektronische Dipolmomentenfunktion	63
Elementhäufigkeit	345
— interstellare	
O	7
— meteoritische	36
CNO	38
— photosphärische	36
— solare	16
C	57
Fe	15, 125
Mg	15
N	57
Sauerstoff	7, 37
Si	15
Exponential-Integral	
— Quadraturgewichte für $E_2(x)$	24
Extinktion	150, 165
Extraktion	152, 155
— optimal	152
F	
f -Wert	<i>siehe</i> Oszillatorenstärke
fehlende UV-Opazität	<i>siehe</i> <i>missing opacity</i>
FIP-Effekt	39
<i>flatfield</i>	149
FOCES	345
FOCES-Spektrum	157, 190
Franck-Condon-Faktoren	
— von CN	59, 306
— von OH A-X	89, 94, 95
Franck-Condon-Prinzip	305
G	
γ_4	310
γ_6	310
γ_{rad}	89, 308
Gauß-Profil	153, 311, 342, 347
Gauß-Quadratur	24
gebunden-freie Prozesse	17
Geschwindigkeitsdispersion	2
Granulation	50, 53, 331
Gravitationsrotverschiebung	50, 331, 347
Grottrian-Diagramm	129

- H**
- Häufigkeitsindikatoren
— Sauerstoff 39, 146
Häufigkeitstrend 210, 217, 235, 337
— Vorteil 220
HD 102200 257, 321
HD 103095 302
HD 106516 256, 327
HD 122196 257, 326
HD 128279 29, 255, 329
HD 140283 28, 187, 207, 243, 261, 269, 280
HD 203608 235
HD 20619 275
HD 207978 168
HD 20807 238
HD 219617 262
HD 224930 169, 237
HD 22879 168, 235, 257, 324
HD 31128 198, 257, 277, 280, 328
HD 45282 199, 248, 254
HD 51929 238
HD 6582 168, 236
HD 74000 207, 246, 261, 280
Himmelshintergrund 151
Hintergrundopazität 134
HIPPARCOS 12, 345
HIPPARCOS-Parallaxe 198
Hönl-London-Faktor 56, 87, 305
Hundsche Kopplungsfälle 56, 305
Hyperfeinstrukturaufspaltung 26, 47, 167
- I**
- IMF 4
Inkonsistenz 30
Instrumentenprofil 307, 341, 346
— v_{Instr} 153, 342, 347
— Bestimmung 153
Intensität 24
Interferenzen (*fringes*) 149, 155
intermediäre Kopplung 56, 305
intrinsische Streuung 207
IPCS 260
Isotopieverschiebung 26
- J**
- junge Scheibe 289
- K**
- konvektives Überschießen 15
Konzentrationsdiffusion 4
Korona 11, 39
- L**
- Ladungsaustauschreaktion 133
 Λ -Operation 23
laserinduzierte Fluoreszenz 123
line blanketing 16
line blocking 16, 134
Linearisierung 130
line formation *siehe* Spektrumsynthese
Linienliste 86
Linienopazität 25
- Linienparameter 309
— astrophysikalisch 30, 33
Linienquellfunktion 26, 140
Linienstatistik 84
Local Standard of Rest 285
 $\log g$ *siehe* Schwerebeschleunigung
Lorentz-Funktion 308
LSR 285
LTE 21
LTE-Häufigkeitstrend 107, 108, 141, 210, 217
— Vorteil 220
Luftmasse 163
- M**
- Makroturbulenz 82
— solar 312
Massenverlust 291
Massenverlustrate 4
Metalle 348
Metallizität 198, 350
— [Fe/H] 198
— [Mg/H] 199
Metallunterhäufigkeit *siehe* Unterhäufigkeit
Mikroturbulenz 200, 312, 350
— $\xi_{\text{mic}, \odot}$ 125
Mikroturbulenzdefekt 223
Mischungsweglänge l_p 17
missing opacity 78, 240, 252, 266, 268
Mitte-Rand-Variation 19, 313
Modellannahmen *siehe* Photosphärenmodell
Modellatom *siehe* Atommodell
modellimmanent 30
Modellinsuffizienz 30
Molekülbildung 27, 29, 130
moving groups 289
 μ Cas *siehe* HD 6582
- N**
- Neutralteilchenstöße 112, 134, 210
Ni I (246) 48
NLTE-Effekt 137, 217, 348
NLTE-Häufigkeitstrend 212
NLTE-Korrektur *siehe* NLTE-Effekt
NLTE-Modell 130, 349
— Vollständigkeit 137
NLTE-Standardmodell 143
Nukleosynthese 122
- O**
- ODF *siehe* Opazitätsverteilungsfunktion
OH A-X 89
[O I] 6300,6363
— $\log gf$ 45
O I 7773
— $\log gf$ 104
[O/H]
— Fehlerabschätzung 207
Opacity Project 104, 131
opacity sampling 20, 135
Opazität

— kontinuierliche	17, 134
Opazitätsverteilungsfunktion	17, 134
Oszillatorenstärke	25, 46
Ozon	176

P

parallaktischer Winkel	150, 177, 349
Partialdruckstruktur	21
— Skalierung	27
15 Peg	<i>siehe</i> HD 207978
85 Peg	<i>siehe</i> HD 224930
Pekuliargeschwindigkeit	285
Photoionisationsquerschnitt	131
Photosphäre	11
— mittlere	15
— obere	15, 73, 106
Photosphärenmodell	14
— ATLAS6	17
— ATLAS9	15, 18, 341
— MAFAGS	<i>siehe</i> GRS88
— OSMARCS	<i>siehe</i> EAGLNT93
— EAGLNT93	20, 344
— GRS88	15, 17, 345
— HM74	14, 346
— HSRA	346
— MACKKL86	14, 348
Pixel-Pixel-Variation	184
Prädissoziation	89, 305
Procyon	241, 244
Programm	
— ATLAS9	15, 18
— DETAIL	26, 344
— LINEFORM	21, 347
— MAFAGS	17, 21, 348
Proto-Galaxie	1
PSF	346

Q

Quellfunktion	22
— LTE	23
— NLTE	140
— wahre	22
Querdispersionsprofil	150, 178

R

R	<i>siehe</i> Auflösung
Radial-Tangential-Profil	313
Radialgeschwindigkeit	158, 285
Rotations-Schwingungs-Wechselwirkung	58
Rotationsbande	63
Rotationsgeschwindigkeit	291
Rotationsprofil	313

S

S/N	150
Saha-Formel	21
Sauerstoffexzeß	6
Scandium	237
Schwerebeschleunigung	349
S_e	134, 140, 336
SFR	4
S_H	134, 140, 209, 336

SN Ia	4, 293
SN II	3, 281, 289, 293
Sonne	6
Sonnenspektrum	347
Sonnenwind	39
spektrale Auflösung	<i>siehe</i> Auflösung
Spektrograph	
— 2.2m Coudé	147, 155
— CASPEC	174
UV	148
UV-Durchsatz	174
— CES	147, 155
— Echelle	147
— Langspalt	147
— UCLES	263
Spektrumsynthese	11, 21
Standardmodell	<i>siehe</i> NLTE-Standardmodell
stellare Parameter	<i>siehe</i> Stellarparameter
Stellarparameter	12, 350
Sternalter	281
Sternatmosphäre	11
Sternaufbau	11, 17, 281
Sternentstehungsrate	4
Sternentwicklung	<i>siehe</i> Sternaufbau
Sternmasse	198
Sternwind	291
Stoßratenkoeffizient	133
Strahlungsratenkoeffizient	130
Strahlungstransport	22
Streulicht	151, 153, 177, 213
— globales	180
— Linienverbreiterung durch	181
— lokales	180
Supernova	4

T

T_{eff}	<i>siehe</i> Effektivtemperatur
Teilergebnis	
— Beobachtung	
[O I] 6300	172
— NLTE-Rechnung	143
— [O/Fe] ₆₃₀₀	238
— [O/Fe] ₇₇₇₃	230
Häufigkeitstrends	225
— OH A-X	
<i>f</i> -Werte	95
solare Häufigkeit	99
— [O/Fe] _{OH}	270
— OH X ² Π ($v''=0$)	73
— OH X ² Π ($v''=0$) (Lit.)	69
— OH X ² Π ($\Delta v = 1$)	77
— [O I] 6300	53
— [O I] 6363	59
— O I 7773	111
<i>f</i> -Werte	104
Lit.	115
— Radialgeschwindigkeiten	190
— $\log \varepsilon_{\odot}(\text{Fe})$ und $\xi_{\text{mic},\odot}$	125
— UV-Beobachtung	
Streulicht	184
— UV-Linienliste	91

Temperaturschichtung	
— solar	13
Temperaturskala	228
Termstruktur	<i>siehe</i> Atommodell
theoretische Photosphäre	14
<i>turn off</i> -Stern	281

U

UCLES	<i>siehe</i> Spektrograph
Überbesetzung	<i>siehe</i> Unterbesetzung
Überhäufigkeit	<i>siehe</i> Unterhäufigkeit
Unsöldformel	310
Unterbesetzung	350
Unterhäufigkeit	159, 350

V

van der Waals-Konstante	309
Verbreiterungsmechanismus	307
— Instrumentenverbreiterung	346
— intrinsisch	307
— Makroturbulenz	313
— Mikroturbulenz	313
— quadr. Starkeffekt	309
— Rotationsverbreiterung	313
— thermisch	311
— van der Waals	310
Voigt-Profil	26, 154, 311
$v \sin i$	314

W

Wasserstoffstöße	<i>siehe</i> Neutralteilchenstöße
Wellenlängenkalibration	149, 152

Z

Zwischenordnung	179
-----------------	-----

Lebenslauf

Name Johannes Krischna Reetz
Geburtsdatum 22. Juli 1962
Geburtsort Hannover
Eltern Maren Reetz (geb. Hotzan) und Christian Reetz
Staatsangehörigkeit deutsch

Schulbildung, Zivildienst, Studium

8/68 – 7/72 Grundschule in Hannover und in Norden/Ostfriesland
8/72 – 5/82 Ulrichsgymnasium Norden
12.05.82 Abitur
10/82 – 9/83 Physikstudium an der Fakultät für Physik der Georg-August-Universität Göttingen
10/83 – 1/85 Zivildienst in der Universitätsklinik Göttingen
3/85 – 7/87 Fortsetzung des Physikstudiums in Göttingen
12.02.87 Diplomvorprüfung in Physik
11/87 – 9/91 Physikstudium an der Ludwig-Maximilians-Universität München
7/90 – 6/91 Diplomarbeit an der Universitätssternwarte der LMU: *Vergleich synthetischer und beobachteter Spektren photosphärischer Absorptionslinien kühler Sterne*
24.9.91 Diplomprüfung in Physik (Theoretische Physik, Experimentalphysik, angewandte Optik, Astronomie)
seit 4/92 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Astronomie und Astrophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München

Praktika, Werkstudententätigkeit, berufliche Tätigkeiten

4/84 – 1/85 Mitarbeit in der Arbeitsgruppe Physik der nuklearmedizinischen Abteilung der Universitätsklinik Göttingen (Entwicklung von Software zur Auswertung von szintigraphischen Bildsequenzen für die kardiologische Diagnostik)
8/87 – 9/87 Werkstudent im Zentrum für Forschung und Entwicklung der SIEMENS AG in Erlangen (Spektroskopische Untersuchung von N_2^+ in Ätzplasmen mit dem Verfahren der laserinduzierten Fluoreszenz)
3/88 – 4/88 Werkstudent bei der SIEMENS AG in Erlangen
9/88 – 10/88 Fortgeschrittenen-Praktikum bei CERN
3/89 – 4/89 Werkstudent bei der SIEMENS AG in München Perlach (Entwicklung von Datenbankanwendungen für die Halbleiterfertigung)
8/89 – 9/89 Werkstudent bei der SIEMENS AG in München Perlach
10/90 – 7/91 Werkstudent bei der SIEMENS AG in München Perlach
91 – 92 zeitweise freiberufliche Tätigkeit als Softwareentwickler
11/95 – 2/97 Betreuung von Physikpraktika für Mediziner an der LMU München