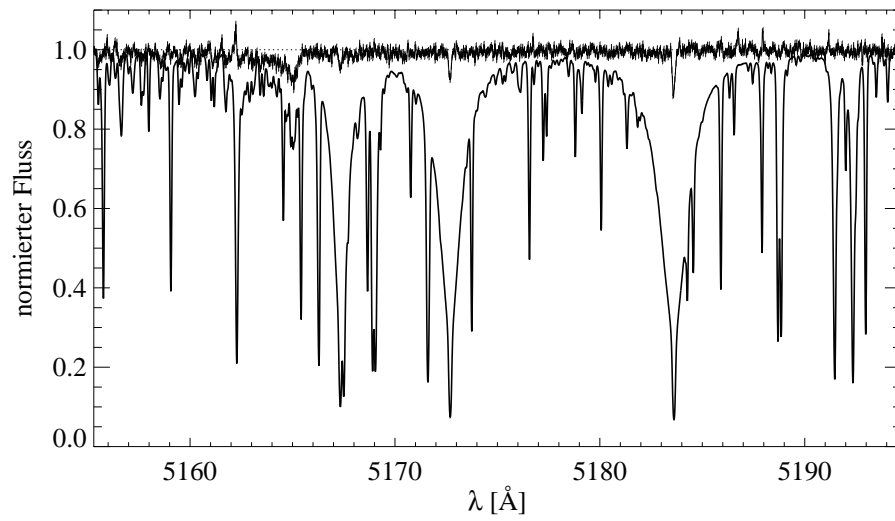


SCHWEREBESCHLEUNIGUNGEN KÜHLER STERNE



Andreas Johannes Korn

Die Vorderseite zeigt die Mg I b-Linien in der Sonne und in HE 0107-5240, dem metallärmsten bekannten Stern (Christlieb *et al.* 2002). Die Magnesiumhäufigkeit in diesem Halostern ist fünf Größenordnungen unter der solaren.

SCHWEREBESCHLEUNIGUNGEN
KÜHLER STERNE

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

vorgelegt von
Andreas Johannes Korn
aus Gießen

München, den 10. Mai 2002

1. Gutachter: Prof. Dr. T. Gehren
2. Gutachter: Prof. Dr. H. Lesch

Tag der mündlichen Prüfung: 10. Juli 2002

ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine verfeinerte Theorie zur Linienentstehung von neutralem und einfach ionisiertem Eisen in den Atmosphären kühler Sterne entwickelt. Sie trägt Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (sog. non-LTE-Effekten) Rechnung und dient der spektroskopischen Bestimmung von stellaren Schwerebeschleunigungen „ g “ über die Bedingung des Ionisationsgleichgewichts. Der Einfluss verschiedener Modellannahmen (atomare Datensätze samt Photoionisationsquerschnitten und Übergangswahrscheinlichkeiten; Effizienz von Neutralteilchenstößen etc.) wird mittels Profilanalysen von Eisenlinien im optischen Sonnenspektrum detailliert untersucht. Dabei zeigt sich, dass der wesentliche freie Parameter des Modells – die Anregung und Ionisation bestimmende Stärke der Wasserstoffstöße S_H – aufgrund großer Streuung in den Übergangswahrscheinlichkeiten aus Labormessungen mithilfe der Sonne kaum eingeschränkt werden kann. Je nach Wahl dieser Größe liegen die gemittelten non-LTE-Effekte in neutralem Eisen zwischen 0.01 dex und 0.10 dex im Logarithmus der Eisenhäufigkeit; einfach ionisiertes Eisen folgt hingegen dem LTE.

Zur Eichung von S_H werden Standardsterne der Sonnenumgebung herangezogen, deren Schwerebeschleunigungen auf einer gegebenen Temperaturskala aus astrometrischen Messungen (HIPPARCOS-Satellitenmission) gewonnen werden können. Während sich für den metallreichen Standardstern Procyon ohne Temperaturkorrektur kein Ionisationsgleichgewicht in Eisen einstellt, ergeben die metallarmen Sterne in verschiedenen Entwicklungsstadien konsistente Ergebnisse, wenn Balmerprofiltemperaturen mit $S_H = 3$ kombiniert werden. Abweichungen vom LTE übersteigen bei keinem der Eichobjekte 0.1 dex in $\log g$; der korrekten Wahl der van-der-Waals-Dämpfung kommt hier eine größere Bedeutung zu als dem non-LTE. In der Literatur diskutierte Diskrepanzen zu einer weiteren spektroskopischen Schwerebeschleunigungsskala können gänzlich beseitigt werden.

Eine modifizierte Theorie zur Entstehung von Balmerlinien, die die gewählte Temperaturskala prinzipiell in Frage stellt, wird mit dem Ergebnis beleuchtet, dass sie keine konsistenten Ergebnisse erwarten lässt: Weder die Temperatur der Sonne noch die beobachteten Balmerlinienprofile metallarmer Sterne werden reproduziert.

Erste Anwendungen umfassen die Ableitung der Sternparameter des metallärmsten bekannten Sterns (Metallgehalt geringer als 1/100 000stel der Sonne) und eines sog. r -Prozess-Riesen, beide kürzlich in Himmelsdurchmusterungen identifiziert. Die hier gefundenen non-LTE-Effekte (bis zu 0.3 dex in $\log g$) zeigen die Wichtigkeit der durchgeführten Rechnungen für Eisen, insbesondere für kosmochemische Untersuchungen des Halos mittels Riesensternen.

ABSTRACT

A refined theory of line formation for neutral and singly-ionized iron in the atmospheres of cool stars is presented. It accounts for departures from local thermodynamic equilibrium – so-called non-LTE effects – and serves the derivation of spectroscopic stellar gravities “ g ” via the ionization equilibrium constraint. The respective influence of various model assumptions (atomic data sets including photo-ionization cross-sections and transition probabilities; the efficiency of collisions with neutral particles and so forth) is investigated by means of extensive profile analyses of iron lines in the optical spectrum of the Sun. Due to the large scatter among laboratory transition probabilities the main free parameter of the model – the strength of collisions with neutral hydrogen S_H which govern excitation and ionization – cannot be determined by inspecting the Sun alone. Depending on the choice of S_H non-LTE effects in neutral iron range from 0.01 dex to 0.10 dex in the logarithmic abundance, while singly-ionized iron follows LTE.

To calibrate S_H a set of local standard stars is employed whose surface gravities can be inferred from astrometry (the HIPPARCOS satellite mission) on a given temperature scale.

With the exception of the metal-rich standard star Procyon for which a mild temperature correction is needed to fulfil the ionization balance, excellent consistency is obtained for the metal-poor calibration stars in various evolutionary stages if the Balmer profile temperatures are combined with an S_H of 3. Departures from LTE are moderate and amount to 0.1 dex in $\log g$ at most. The correct choice of the van-der-Waals damping constants is generally more important for these stars than non-LTE. The long-standing discrepancy with respect to an independent spectroscopic gravity scale discussed in the literature can be fully resolved.

Recent modifications to the formation theory of Balmer lines are implemented, but do not yield consistent results: the temperature of the Sun is not recovered, the observed Balmer line profiles of metal-poor stars are not reproduced.

The devised model is applied to two extreme objects, the most metal-poor star known (100 000 times less metals than the Sun) and a so-called r -process star, both recently identified in wide-angle sky survey. Here non-LTE effects are much more pronounced (0.3 dex in $\log g$). This result emphasizes the importance of considering departures from LTE for iron, especially when it comes to studying giant stars in the Galactic halo.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
1.1	Kühle Sterne als Datenträger	10
1.2	Galaktische Kosmochemie: Aktueller Stand	16
1.2.1	EAGLNT	16
1.2.2	F98/2000	16
1.2.3	EAGLNT <i>vs.</i> F98/2000	17
1.3	Bestehende Probleme	19
1.3.1	Anwendbarkeit der Methoden auf den Halo	19
1.3.2	Mg Ib <i>vs.</i> Eisen-Ionisationsgleichgewicht	19
1.4	Aufgabenstellung	22
2	Beobachtungen mit FOCES	23
2.1	Grundlegendes Design	23
2.2	Faserrauschen	23
2.3	Rektifizierung	24
2.4	Beobachtung der Eichsterne	26
2.5	Weitere Beobachtungen	26
3	Grundlagen	29
3.1	Modellatmosphären	29
3.2	Balmerlinientemperaturen	34
3.2.1	Ali & Griem + Vidal, Cooper & Smith	34
3.2.2	Die Bedeutung der Konvektion	35
3.2.3	Stehlé + Barklem, Piskunov & O'Mara	37
4	Eisen im non-LTE	47
4.1	Alternativen: Ca I/II	47
4.2	Eisen I/II	48
4.2.1	Niveauenergien und Übergangswahrscheinlichkeiten	50
4.2.2	C ₆ -Werte	50
4.2.3	Photoionisationsquerschnitte	54
4.2.4	Hintergrundopazitäten	56
4.2.5	Stöße	57
4.3	Eisen in der Sonne	62
4.3.1	Thermalisierung der oberen Terme	63
4.3.2	Die solare Eisenhäufigkeit	67
4.4	Ergebnisse anderer Gruppen	86
4.5	Zusammenfassung	89

5	Eichung der Wasserstoffstöße	91
5.1	Procyon	91
5.2	HD 103095	93
5.3	HD 19445	96
5.4	HD 140283	97
5.5	HD 84937	99
5.6	Das Eichensembel	100
5.6.1	Die metallarmen Eichsterne	100
5.6.2	Der Vorhund Procyon	101
5.6.3	Das Eichensembel als Ganzes	105
5.7	Vergleich mit der Literatur	107
5.8	Bestehende Probleme	112
5.9	Zusammenfassung der Ergebnisse	113
6	Erste Anwendungen	115
6.1	Wie man metallarme Sterne findet	115
6.2	CS 29497-004	117
6.2.1	Effektivtemperatur	119
6.2.2	Schwerebeschleunigung und Elementhäufigkeiten	122
6.2.3	Chemische Entwicklung anhand von [Eu/Ba]	122
6.2.4	Bedeutung der non-LTE-Rechnungen für Eisen	123
6.3	HE 0107-5240	125
6.3.1	Effektivtemperatur	127
6.3.2	Schwerebeschleunigung und Elementhäufigkeiten	127
6.3.3	HE 0107-5240, ein Kohlenstoffstern	131
6.3.4	G 77-61	132
6.3.5	HE 0107-5240, ein normaler Stern?	132
6.3.6	HE 0107-5240 und kein Ende	133
6.4	Ausblick	134
	Glossar	135
A	Profilanpassung für solare FeI-Linien	143
B	Profilanpassung für solare FeII-Linien	161
C	Profilanpassung für FeI-Linien in HD 84937	169
D	Profilanpassung für FeII-Linien in HD 84937	179
E	Gemessene FeI-Äquivalentbreiten in den Eichsternen	183
F	Gemessene FeII-Äquivalentbreiten in den Eichsternen	187
G	Sternparameterbestimmung	189
	Literaturverzeichnis	205

Für heute lass uns nur von sternendingen reden!

Stefan George (1868–1933)

1. Einleitung

Der Versuch, die uns umgebende Welt zu ordnen und zu verstehen, stellt eine fundamentale Triebfeder menschlicher Existenz dar. Eine der weitreichendsten Fragen, die in diesem Zusammenhang gestellt werden kann, ist zweifelsohne die nach den Anfängen, z. B. nach dem Beginn des (irdischen) Lebens. Die Astrophysik geht hier noch einen Schritt weiter und beschäftigt sich im Rahmen der Kosmologie mit den Anfängen *allen* Daseins.

Das 20. Jahrhundert brachte ein erstes quantitatives Verständnis sowohl der Entstehung des Kosmos als auch der sich anschließenden Entwicklung, die vornehmlich aus zwei Komponenten besteht: Zum einen die dynamische Entwicklung als direkte Folge des Urknalls (die Expansion des Weltalls), zum anderen die „chemische“, für die im Rahmen der primordialen Nukleosynthese mit der Entstehung von Wasserstoff, Helium und Teilen des heute noch beobachtbaren Lithiums der Grundstein gelegt wurde. Die dynamische Entwicklung nimmt dabei über die kosmische Strukturbildung (Galaxienentstehung) direkten Einfluss auf die chemische.

Die *Kosmochemie* ist die Disziplin innerhalb der Astrophysik, die versucht, ein verfeinertes Verständnis dieser Entwicklung zu erlangen, indem sie astrophysikalische Quellen (Sterne, das interstellare Medium, Galaxien) auf ihre Zusammensetzung hin untersucht. Will man präzise Aussagen über die Verteilung *einzelner* Elemente (im Gegensatz zur größeren Gesamtmetallizität $\triangleright [m/H]$) treffen, so muss man zu den Mitteln der hochauflösenden Spektroskopie greifen. In Verbindung mit dynamischen Größen (Raumgeschwindigkeiten, Rotverschiebungen) und, so vorhanden, Altersabschätzungen lässt sich so prinzipiell die Entwicklung des Kosmos detailliert kartographieren und im Vergleich mit chemischen Entwicklungsmodellen besser verstehen.

Bis in die zweite Hälfte des 20. Jahrhunderts waren Untersuchungen dieser Art weitgehend auf Objekte unserer eigenen Milchstraße beschränkt, da Photonen extragalaktischer Quellen nicht in ausreichender Zahl zur Verfügung standen, um hohe Auflösung bei gleichzeitig gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis (*signal-to-noise ratio*, kurz S/N) zu erlauben. Dies änderte sich in den 1960er Jahren sowohl durch die Inbetriebnahme größerer Teleskope als auch durch die Erschließung bisher unzugänglicher Wellenlängenbereiche, z. B. durch die Radioastronomie. Mittels der ersten optischen Teleskope der 10-Meter-Klasse (Keck I auf dem Mauna Kea/Hawai'i) konnten in den 1990er Jahren schließlich erstmals die visuell leuchtkräftigsten Sterne (A-Überriesen mit absoluten Helligkeiten von bis zu $\triangleright M_V \simeq -10$) jenseits der zu unserem Milchstraßensystem gehörigen \triangleright Magellanschen Wolken detailliert spektroskopiert werden¹.

¹ Dieses Forschungsgebiet nennt sich nach R.-P. Kudritzki, dem ehemaligen Direktor der Universitäts-Sternwarte München, *extragalactic stellar astronomy*.

Es mag erstaunen, dass trotz dieser rasanten Entwicklung mit Richtung auf extragalaktische Studien unser Wissens über die chemische Entwicklung des Kosmos immer noch durch die Analyse von Objekten unserer eigenen Milchstraße dominiert ist. Unsere Galaxis ist sozusagen ‚der Stein von Rosetta‘, den wir entziffern müssen, um ein tiefergehendes Verständnis der Kosmochemie zu erlangen.

Während man im extragalaktischen Bereich noch lange Zeit auf die leuchtkräftigsten Objekte beschränkt sein wird, steht *innerhalb* unserer Milchstraße die gesamte Bandbreite an stellaren Objekten zur Verfügung. Hier sind es intrinsisch leuchtschwache, sonnenähnliche Sterne, die – kosmochemisch gesprochen – das größte Potential haben, Objekte also, die man bis zur noch ausstehenden Inbetriebnahme der ELTs (*extremely large telescopes*, Teleskope mit Spiegeldurchmessern von 20 Metern und mehr) nicht einmal in den Magellanschen Wolken hochauflösend spektroskopieren kann. Die Hauptgründe dafür, dass sog. *kühle Sterne* für kosmochemische Untersuchungen prädestiniert sind, sollen im folgenden dargelegt werden.

1.1 Kühle Sterne als Datenträger

Langlebigkeit

Mit Hauptreihenendaltern, die an eine \triangleright Hubblezeit heranreichen oder diese sogar übersteigen, sind Sterne vom \triangleright Spektraltyp G und später ideale Objekte, um den gesamten kosmischen Entwicklungszeitrahmen vom protogalaktischen Kollaps bis zum heutigen Tag *populationsübergreifend* und *homogen* zu untersuchen. Wie theoretische Sternentwicklungsrechnungen zeigen (z. B. VandenBerg *et al.* 2000), durchlaufen metallarme Sterne einer gegebenen Masse das Hauptreihenstadium zwar bei höheren Leuchtkräften und damit wesentlich schneller als ihre metallreichen Gegenstücke, kreuzen aber dafür den Entwicklungsweg der Sonne und lassen sich somit \triangleright differentiell zur Sonne analysieren (siehe hierzu Kap. 5). Als Beispiel sei ein Stern mit 0.7 Sonnenmassen (M_{\odot}) und einem um einen Faktor 200 verringerten Metallgehalt ($[m/H] = -2.3$) angeführt (vgl. Abbildung 1.1): Ein solcher Stern erreicht erst nach 19 Milliarden Jahren (*Giga years*, Gyr) und bei einer \triangleright Effektivtemperatur T_{eff} nahe 6400 K den \triangleright Turnoff, das Stadium also, ab dem sich die Entwicklung aufgrund des zum Abschluss gekommenen zentralen Wasserstoffbrennens maßgeblich ändert. In der Tat werden Sterne mit solchen Parametern heutzutage beobachtet und sind z.T. Gegenstand dieser Arbeit (z. B. HD 84937).

Es werden seit geraumer Zeit sogar noch weitaus metallärmere Sterne beobachtet, bis hinab zu \triangleright $[Fe/H] \sim -5$ (Christlieb *et al.* 2002). Kosmologisch betrachtet entsprechen diese Metallizitäten Rotverschiebungen, die jenseits $z \sim 4$ liegen (vgl. Pettini 1999). Diese Sterne sind also die lokalen Gegenstücke zum hochrotverschobenen Universum. Zurecht spricht man daher von „Kosmologie mittels Sternen“.

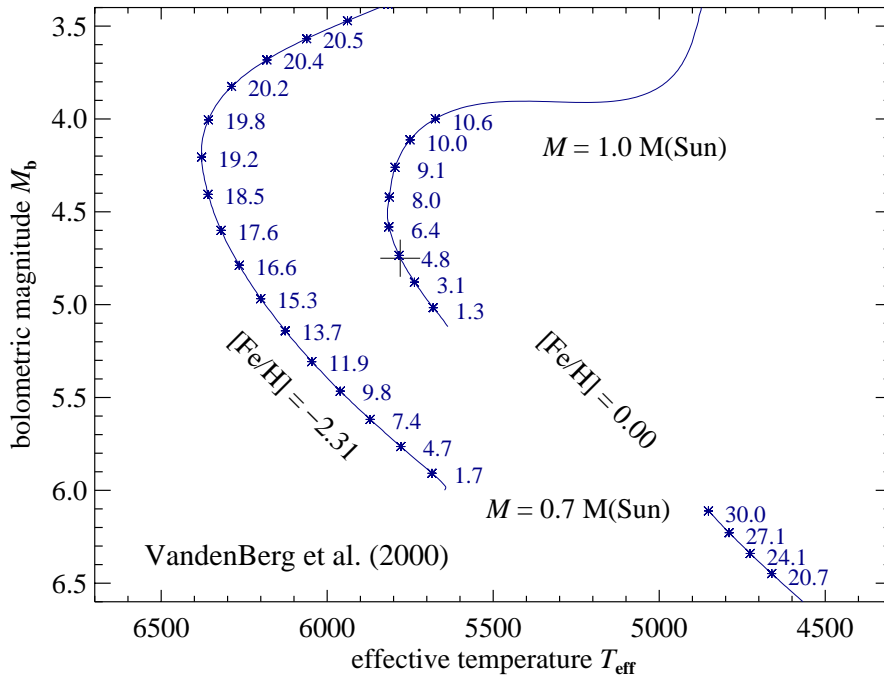


Abbildung 1.1: Sternentwicklungswege nach VandenBerg *et al.* (2000) für zwei Massen (0.7 & $1.0 M_{\odot}$) und Metallizitäten ($[Fe/H] = -2.31$, $\triangleright Y = 0.235$ & $[Fe/H] = 0.0$, $Y = 0.272$, $\triangleright [\alpha/Fe] = 0.0$ in beiden Fällen). Das jeweilige Alter ist an jeder 20. Stützstelle angegeben, die Position der Sonne ($T_{\text{eff}} = 5777 \text{ K}$, $M_{\text{bol}} = 4.75$) ist mit einem Kreuz markiert.

Unsere Sonne als Standardstern

Von mindestens ebenso großer Bedeutung wie die Langlebigkeit ist die Tatsache, dass unser Zentralgestirn selbst ein Stern vom Spektraltyp G ist², den wir unvergleichlich genau untersuchen können. Zum einen sorgt das dafür, dass wenig entwickelte G-Sterne zweifellos die am besten verstandenen kosmischen Objekte sind. Zum anderen lässt sich mithilfe der unabhängig bestimmbar Zusammensetzung des präsolaren Nebels, wie sie die kohligen Chondriten vom Typ C1 konserviert haben, die zum Einsatz kommende Physik der Sternatmosphären (samt Atomphysik) eichen. Der so erhaltene Elementdatensatz wird als Standardhäufigkeitsverteilung (*standard solar distribution*, SSD; vgl. Abbildung 1.2) bezeichnet und dient als *Referenzpunkt aller Häufigkeitsanalysen*. Desweiteren stellt unser Sonnensystem das einzige kosmische Gefüge dar, dessen Alter uns fundamental zugänglich ist: Es kann mittels radioaktiver Elemente (^{87}Rb und ^{87}Sr , wiederum in Meteoriten mittels Massenspektroskopie gemessen) zu (4.55 ± 0.01) Gyr festgelegt werden. Somit ist die Sonne der einzige Angelpunkt von Sternentwicklungsrechnungen, die die Position der Sonne im \triangleright Hertzsprung-Russell-Diagramm nach verstrichenen 4.55 Gyr reproduzieren müssen.

² Für die Erkenntnis, dass unsere Sonne ein Stern ist, wurde Giordano Bruno ($\star 1548$) im Jahre 1600 im Namen der Inquisition auf dem Scheiterhaufen verbrannt.

Es sei bereits an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass hydrodynamische Rechnungen (Asplund 2000a) den seit geraumer Zeit festzustellenden, allgemeinen Trend zu *kleineren* photosphärischen Häufigkeiten noch verstärken. Dies betrifft zum einen Elemente, die aufgrund ihrer geringen Kondensationstemperatur oder großen Volatilität in den Meteoriten nicht vollständig repräsentiert sind (insbesondere CNO), ihre Häufigkeit muss photosphärisch bestimmt werden. Zum anderen müssten *alle* meteoritisch bestimmten Teilchenanzahlen um 0.05 dex nach unten korrigiert werden, wenn die photosphärische Siliziumhäufigkeit, die als Ankerpunkt zwischen den beiden Quellen dient, tatsächlich um diesen Betrag zu korrigieren ist, wie Asplund (2000) aus 3D-Rechnungen schließt. Allerdings gibt es hier noch einige Vorbehalte: Die erwähnten Rechnungen basieren auf der Annahme von \triangleright lokalem thermodynamischen Gleichgewicht (*local thermodynamic equilibrium*, LTE), und selbst wenn LTE in diesem Fall eine gute Approximation darstellt, kann eine verringerte photosphärische Siliziumhäufigkeit auch das Ergebnis von Diffusionsabreicherung sein. Hinzu kommt, dass Steffen (2000) aus 2D-Rechnungen sogar *positive* Granulationskorrekturen für Silizium ableitet, was nur zeigt, dass hier ein letztes Wort noch nicht gesprochen ist. Insbesondere die Berücksichtigung von Opazitäten mittels 4 (!) Frequenzpunkten in den derzeitigen hydrodynamischen Rechnungen (Nordlund 1982) lässt noch einige Wünsche offen.

Als eklatantes Beispiel für photosphärische Häufigkeiten „als Funktion der Zeit“ sei Sauerstoff gegeben: Seine Häufigkeit hat sich im Verlauf von nur elf Jahren von $\triangleright \log \varepsilon(\text{O}) = 8.93 \pm 0.035$ (Anders & Grevesse 1989) auf 8.69 ± 0.05 (Allende Prieto *et al.* 2001), also um über 40 % (7 Standardabweichungen) verringert! Der letztgenannte Wert basiert ausschließlich auf dem optisch verbotenen Übergang bei 6300 Å und wird daher kontrovers diskutiert. Holweger (2001) bestätigt die niedrige Häufigkeit: Mittels non-LTE-Rechnungen und 2D-Granulationskorrekturen erhält er aus acht Sauerstofflinien $\log \varepsilon(\text{O}) = 8.736 \pm 0.078$.

Elemente von H bis U

Im Gegensatz zu den optischen Spektren heißer Sterne sind Kühlsternspektren übersät mit Linien quasi aller Elemente des Periodensystems. Damit ist auch in diesem Punkt eine wesentliche Grundvoraussetzung für umfangreiche kosmochemische Untersuchungen erfüllt. So kann anhand einzelner Elemente der Verlauf der galaktischen Anreicherung mit Metallen mit dem Ergebnis untersucht werden, dass es weit mehr als einen Mechanismus gibt, der synthetisiertes Material an das interstellare Medium (ISM) zurückgibt (Astration): Ein erstes grobes Bild liefert die Unterteilung in \triangleright SN I (Hauptquelle für Eisen) und \triangleright SN II (Hauptquelle der $\triangleright \alpha$ -Elemente), wie sie bereits in Tinsley (1979) beschrieben ist. Die Zeitskalen, auf denen diese beiden Prozesse im Sinne der Astration wirksam werden, sind die Entwicklungszeitskalen der Objekte selbst: Massereiche Sterne explodieren nach wenigen Millionen Jahren als SN II, während sich die Vorläufersysteme für SN I einige hundert Millionen Jahre entwickeln.

Diese Unterteilung erklärt bereits das qualitativ unterschiedliche Verhalten der galaktischen Populationen im [Fe/H]–[Mg/Fe]-Raum und schränkt die Entsteh-

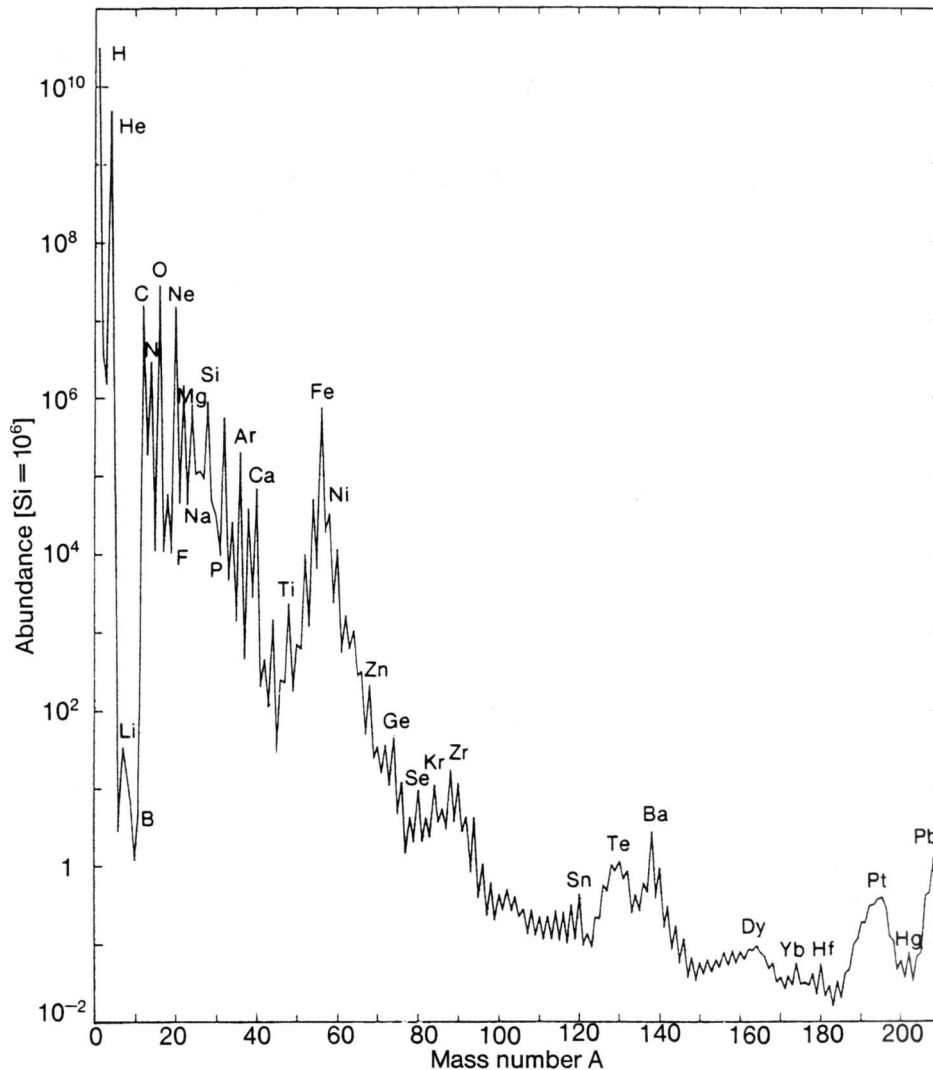


Abbildung 1.2: Ziel der Kosmochemie ist es, die Elementhäufigkeiten (hier die SSD) zu kartographieren und im Rahmen von physikalischen Modellen zu beschreiben. Man hat mittlerweile ein recht quantitatives Verständnis der abgebildeten Häufigkeitsverteilung erlangt. So ergeben sich die Doppelhöcker jenseits der Eisengruppe aus den Beiträgen des sog. *r*- und *s*-Prozesses (vgl. Kapitel 6.2). (Abbildung aus Karttunen 1994)

ungsdauer des \triangleright Halos und der \triangleright Dicken Scheibe ein (vgl. Abbildung 1.3). Es sei angemerkt, dass bereits Burbidge *et al.* (1957) ein qualitatives Bild von der Entstehung der Elemente entworfen haben. Lediglich für die Synthese der leichten Elemente Lithium, Beryllium und Bor hatten sie keine Erklärung. Heute weiß man, dass 10% des Lithiums kosmologischen Ursprungs sind. Außerdem kann dieses Element in thermischen Pulsen auf dem asymptotischen Riesenast (*asymptotic giant branch*, AGB) und in Novae produziert werden. Beryllium und Bor hingegen entstehen, wenn hochenergetische kosmische Strahlung mit Energien im Bereich einiger MeV auf Kohlenstoff- und Sauerstoffatome des ISM stoßen, ein Prozess, der als Spallation bezeichnet wird (Reeves *et al.* 1970).

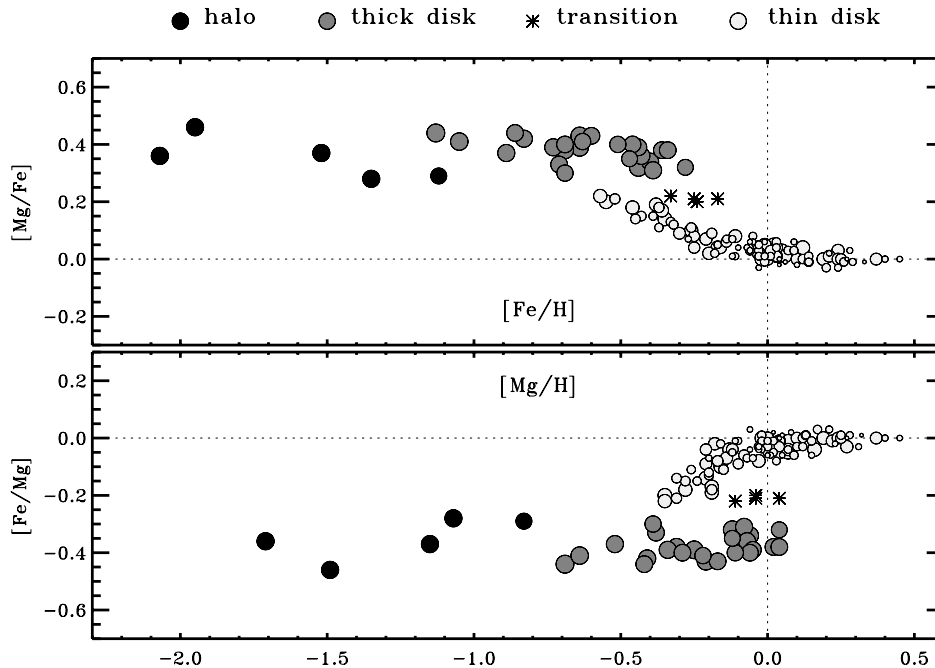


Abbildung 1.3: 200 F- und G-Sternen der Sonnenumgebung (aus Bernkopf *et al.* 2001). Die Dünne Scheibe setzt sich recht scharf von der Dicken ab und zeigt bei gegebener Metallizität eine sehr geringe Streuung.

Das einzige wesentliche Element, das unterhalb des Spektraltyps A0 unbeobachtbar bleibt, ist Helium. Die exakte Kenntnis des Heliummassenbruchteils Y ist für die Spektralanalyse nicht notwendig, allerdings reagiert die Morphologie der stellaren Entwicklungswege über das mittlere molekulare Gewicht μ stark auf einen verändertes Y . Demzufolge können sowohl Massen- als auch Altersbestimmungen systematischen Fehlern unterworfen sein. Die kosmische Häufigkeit von Helium wird durch Messungen in metallarmen H II-Regionen und die primordiale Nukleosynthese von unten, durch die Sonne (Helioseismologie) und junge massereiche Sterne von oben auf einen Bereich $0.23 < Y < 0.28$ eingeschränkt.

Die Präsenz vieler Metall- und Moleküllinien hat selbstverständlich auch ihre Kehrseite: Die hohe Liniendichte stellt gewisse Ansprüche an die Vollständigkeit der Linienlisten, die bei der Spektrumssynthese zum Einsatz kommen. Darüberhinaus ist es zum Teil (im blauen Spektralbereich metallreicher Sterne, im UV bei fast allen Metallizitäten) gar nicht möglich, das lokale Kontinuum zu bestimmen, was sich sehr negativ auf die Fehlergrenzen der Parameterbestimmung auswirkt. Metallarme Sterne bilden hier eine Ausnahme: Unterhalb von $[m/H] \sim -2$ hat die Liniendichte derart abgenommen, dass man Schwierigkeiten bekommt, aus den noch vorhandenen optischen Linien die plasmaspezifischen Größen (Temperatur, Dichte usw.) abzuleiten, die für jede Häufigkeitsanalyse grundlegend sind. In dieser Hinsicht stellen metallarme Sterne des Halos seit vielen Jahren eine nicht gemeisterte wissenschaftliche Herausforderung dar!

Die austauschfreie Atmosphäre

Die oben angeführten Punkte würden dem Kosmochemiker wenig nutzen, wenn sich die Elementhäufigkeiten, wie sie in Sternatmosphären zugänglich sind, mit der Zeit maßgeblich änderten, sei es durch An- oder Abreicherung. Da Hauptreihensterne ihre Energie aus der Fusion von Wasserstoff zu Helium über den pp- bzw. CNO-Zyklus im Sterninneren beziehen, ist *a priori* nicht klar, dass die atmosphärischen Häufigkeiten der involvierten Elemente nicht ebenfalls Veränderungen unterliegen. In der Tat verdichten sich die Hinweise darauf, dass im Bereich heißer Sterne (Spektraltypen O & B) Mischung mit prozessiertem Material aus dem Sterninneren bereits auf der Hauptreihe möglich ist (*rotational mixing*: s. z. B. Heger & Langer (2000) und Meynet & Maeder (2000) für die theoretische Seite, Schönberner *et al.* (1988) und Fliegner *et al.* (1996) für die Beobachtung).

Aber auch im Bereich kühler Sterne mehren sich Indizien für Anreicherung mit Kernmaterial bzw. Abreicherung durch Diffusion (*gravitational settling*) in frühen Entwicklungsstadien. So wurden kürzlich in den nächsten Kugelsternhaufen Antikorrelationen zwischen Sauerstoff und Natrium bzw. Magnesium und Aluminium gefunden (Gratton *et al.* 2001). Es bleibt vorerst unklar, ob es sich hier um einen intrinsischen (Einzelsterne betreffenden) Effekt handelt oder ob die gefundenen Antikorrelationen als Konsequenz der Haufenzugehörigkeit (unterschiedliche Anfangshäufigkeiten durch lokale SN II-Beiträge, Wechselwirkungen zwischen Sternen) zu verstehen sind.

Generell wird Diffusion immer dann bedeutsam, wenn ein Stern Milliarden von Jahren Zeit hat, sich zu entwickeln. Für metallarme Sterne werden Entwicklungsrechnungen zufolge Abreicherungen der Metalle bis zu einem Faktor zwei vorhergesagt (Salaris *et al.* 2000), was systematisch hohe Altersbestimmungen dieser Objekte (z. B. durch Schuster & Nissen 1989) zum Teil erklären könnte³. Durch den im Rahmen der oben erwähnten Beobachtungen durchgeführten Vergleich zwischen Turnoffsternen und solchen am unteren Riesenast einer Kugelsternhaufenpopulation kann die Diffusion von der experimentellen Seite aus potentiell eingeschränkt werden: Da sich keine Unterschiede in den Eisenhäufigkeiten der Turnoff- und Unterriesensterne feststellen lassen, obwohl letztere bereits den sog. *first dredge-up* vollzogen haben, scheint Diffusion nicht so effektiv zu sein wie von theoretischer Seite aus vorhergesagt. Gratton *et al.* (2001) mutmaßen über einen Effekt, der die Diffusion möglicherweise unterdrückt respektive kompensiert⁴.

³ Je nach Lage der Stern auf vertikalen (Turnoff, Riesenast) bzw. horizontalen (Unterriesenast) Bereichen des Entwicklungsweges kommt der Effektivtemperatur- bzw. Schwerebeschleunigungsskala eine zumeist größere Bedeutung zu als der Metallizitätsskala. Hier lohnt ein genauer Blick auf die verwendeten Methoden und deren Gültigkeit im Vergleich mit etablierten Standards (vgl. Kap. 5.7)

⁴ Auch diese Studie steht und fällt mit der Richtigkeit der zur Anwendung gebrachten Temperatur- und Schwerebeschleunigungsskala (vgl. hierzu Kapitel 5.7).

1.2 Galaktische Kosmochemie: Aktueller Stand

Wie erfolgreich die Kosmochemie ihre Methoden zur Anwendung bringt, möge der Blick auf zwei bedeutende Studien auf diesem Gebiet – Edvardsson *et al.* 1993 („EAGLNT“) und Fuhrmann 1998, 2000 („F98/2000“) – aus dem zurückliegenden Jahrzehnt verdeutlichen.

1.2.1 EAGLNT

Diese Studie wurde zu einer Zeit durchgeführt, als die optische Überdeckung der zur Verfügung stehenden Coudé-Spektrographen zwischen 50 und 150 Å⁵ betrug. Um die Belichtungszeiten auf ein erträgliches Maß zu beschränken, wurde deshalb ein Mischansatz gewählt, der photometrische Sternparameter mittels Schmalbandphotometrie (Strömgren-System) mit spektroskopisch abgeleiteten Häufigkeiten von 13 Elementen verband. Es wurden also nicht komplette optische Spektren aufgenommen, sondern nur die spektralen Fenster, die für die Häufigkeitsanalyse vonnöten waren.

Die 189 analysierten Sterne stammen allesamt aus der galaktischen Scheibe, aus heutiger Sicht also aus den *beiden* Scheibenpopulationen: der Dünnen Scheibe mit einer Skalenhöhe $h \simeq 300$ pc und der Dicken Scheibe mit $h \simeq 1300$ pc (Gilmore & Reid 1983).

1.2.2 F98/2000

Wesentliche Neuerungen ergaben sich Mitte der 1990er Jahre: Zum einen wurde der HIPPARCOS-Katalog (*High Precision Parallax Collecting Satellite*, ESA 1997) veröffentlicht, der die Entfernungen zu einigen 10 000 Sternen mit hoher Präzision angibt, zum anderen ging FOCES (*fibre-optics cassegrain échelle spectrograph*) ans Netz, ein Échelle-spektrograph, der komplette optische Überdeckung (4000 Å – 8000 Å) mit nur einer Belichtung ermöglicht. Mittels HIPPARCOS konnten bestehende Methoden überprüft und verbessert werden, FOCES ermöglichte es nun, rein spektroskopisch zu arbeiten.⁶

In vielerlei Hinsicht ist die Arbeit von Fuhrmann der spektroskopische Nachfolger von EAGLNT, derzeit allerdings auf die Elemente Eisen und Magnesium beschränkt. Verbesserungen wurden in allen Aspekten der Analyse umgesetzt:

- Die Beobachtungen werden allesamt mit FOCES im hochauflösenden Modus ($R = \lambda/\Delta\lambda = 60\,000$) bei hohem S/N aufgenommen. Aufgrund von nahezu verschwindenden Blazerresiduen (s. Kap. 2.3) ist FOCES das ideale Instrument für die Auswertung starker Linien, auf denen die Analyse maßgeblich fußt.
- Die Analyse wird mittels astrophysikalischer *gf*-Werte strikt differentiell zur Sonne durchgeführt.

⁵ 1 Å [Ångström] = 10^{-10} m = 0.1 nm

⁶ Es sei erwähnt, dass zeitgleich mit EAGLNT an einer 116 Sterne umfassenden, *rein spektroskopischen* Analyse an der USM gearbeitet wurde (Dissertationen Axer und Fuhrmann), deren Methoden sich aber im Licht der HIPPARCOS-Mission als systematisch fehlerbehaftet herausstellten (s. Abschnitt 1.3.2) .

- Es werden immer zwei unabhängige Analysen an unterschiedlichen Spektren durchgeführt. Die abzuleitenden Sternparameter und Elementhäufigkeiten ergeben sich als mit dem S/N gewichtete Mittelwerte.
- Eine gute Übereinstimmung ($\pm 10\%$) der spektroskopischen Entfernung mit derjenigen, die HIPPARCOS astrometrisch angibt, wird als notwendige Bedingung in die Analyse einbezogen. Dabei wird die spektroskopische Parallaxe mittels

$$\log \pi_{\text{spec}} = 0.5 ([g] - [M]) - 2 [T_{\text{eff}}] - 0.2 (V + BC + A_V + 0.25) \quad (1.1)$$

($[X] := \log (X/X_{\odot})$, M : Sternmasse (aus Entwicklungswegen), V : visuelle Helligkeit, BC: bolometrische Korrektur, A_V : visuelle Extinktion) berechnet.

Die sich ergebende Übereinstimmung der spektroskopischen Entfernungsskala mit der astrometrischen von HIPPARCOS ist letztlich weit besser als 10% (und damit die Einbeziehung als notwendige Bedingung eine Art “ 2σ clipping”):

$$\Delta_{\text{HIP}} = 100 (d_{\text{spec}} - d_{\text{HIP}}) / d_{\text{HIP}} = (2.1 \pm 4.8) \% (1\sigma) \quad (\text{F2000}) \quad (1.2)$$

Statistisch betrachtet ist das spektroskopische Ergebnis mit dem astrometrischen also in voller Übereinstimmung.

Skeptiker neigen wegen dieser hervorragenden Übereinstimmung zu der Vermutung, dass die HIPPARCOS-Parallaxe nicht als unabhängiger Maßstab zur Überprüfung der spektroskopischen Ergebnisse in die Analyse einfließt, sondern eine spektroskopische Bedingung zur Ableitung der \triangleright Schwerebeschleunigung *ersetzt*. Dieser Vorwurf ist völlig gegenstandslos und zeigt allenfalls, dass es anderen Wissenschaftlern nicht gelingt, mit ihren Methoden ähnlich gute Ergebnisse über einen so großen Parameterbereich ($5000 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 6600 \text{ K}$, $3.0 < \log g < 4.7$) zu erzielen wie Fuhrmann. Wissenschaftlich betrachtet bedeutet die Konkordanz mit HIPPARCOS indes, dass die gewählte Kombination der spektroskopischen Methoden (Balmerlinienprofile als Effektivtemperaturindikator, druckverbreiterte Mg Ib-Linien für $\log g$) zu sehr soliden Ergebnissen führt, an denen sich zukünftige Analysen (samt der vorliegenden) messen lassen müssen. Die Arbeit von Fuhrmann ist noch nicht abgeschlossen, aber aus der Schnittmenge mit EAGLNT lassen sich bereits sehr interessante Rückschlüsse auf die Güte der Methoden und Gültigkeit der Aussagen ziehen.

1.2.3 EAGLNT vs. F98/2000

Abbildung 1.4 zeigt den Stern-für-Stern-Vergleich von nahezu 50 lokalen Scheibensternen aus den beiden Analysen. Es ist wichtig festzuhalten, dass die Populationszugehörigkeit (aus Chemie, Kinematik und Isochronenalter bestimmt) von der Arbeit Fuhrmanns auf die EAGLNTs übertragen wurde, da Anfang der 1990er Jahre die Existenz einer Dicken Scheibe noch spekulativ war und sich auch im Rahmen der Arbeit von EAGLNT nicht herauskristallisierte.

Augenfällig ist die stark reduzierte Streuung in der Analyse durch Fuhrmann,

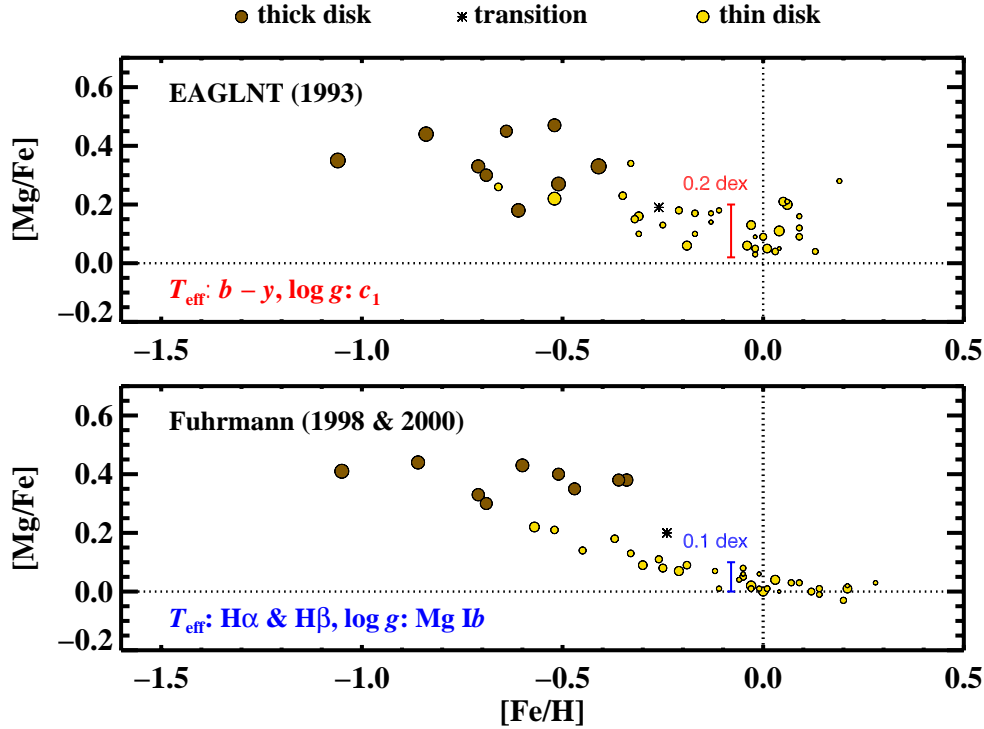


Abbildung 1.4: Ein Stern-für-Stern-Vergleich der Objekte, die sowohl in EAGLNT als auch in F98/2000 analysiert wurden. Die Größe der verwendeten Symbole ist proportional zum jeweils abgeleiteten Alter.

die ihre Ursache in der Qualität der Spektren (S/N, aber auch Rektifizierbarkeit) und der Art der Analyse (\triangleright Profilvergleich statt \triangleright Äquivalentbreite, zwei spektroskopische Metallizitätsindikatoren statt einem Strömfilter) hat. Der Unterschied zwischen der α -reichen Dicke-Scheiben-Population und der Dünnen Scheibe, die im Mittel sowohl in Magnesium als auch in Eisen auf wenige Hundertstel die Häufigkeiten der Sonne widerspiegelt, tritt bei Fuhrmann wesentlich deutlicher hervor. Die Sonne ist demnach nicht metallreich, wie man im Vergleich mit lokalen B-Sternen denken könnte (vgl. Gummersbach *et al.* 1998), sondern ein ganz gewöhnlicher Stern ihrer Umgebung. Damit ist einer Theorie, derzufolge die Sonne aus Bereichen geringerer galaktozentrischer Distanz und höherer Metallizität zu ihrer aktuellen Umlaufbahn migriert sein soll (Wielen *et al.* 1996), die wesentliche Motivation abhanden gekommen.

Als wichtigstes Resultat der Arbeit von Fuhrmann ist der Umstand zu werten, dass sich durch *Kombination aller Separationskriterien* (Chemie, Kinematik, Altersbestimmung) eine *Trennbarkeit* zwischen Dicker und Dünner Scheibe *auf Einzelsternbasis* ergibt. Dies ermöglicht bei vollständigen Ensembles erstmals die jeweiligen Massenanteile abzuschätzen, die – heute teilweise unsichtbar in Form von ausgekühlten Sternleichen – beide Scheibenpopulationen in sich tragen: Überraschenderweise ergibt sich, dass die Dicke Scheibe vermutlich so massereich ist wie die Dünne (Fuhrmann 2000)!

Eine Separation von Dicker Scheibe und Halo scheint nicht so einfach: Die Dicke Scheibe erweist sich wie der Halo als sehr alte Population (Bernkopf *et al.* 2001),

die sowohl chemisch als auch kinematisch Überlappung mit dem Halo zeigt. Wenn sich die Existenz der sog. MWTD (*metal-weak thick disk*) bestätigen sollte (Morrison *et al.* 1990), so könnte man erst unterhalb von $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.5$ davon ausgehen, dass man es tatsächlich mit Halo-Objekten zu tun habe. Im Überlappungsbereich zeigen neutronenreiche Elemente wie Natrium und Aluminium je nach Populationszugehörigkeit vielleicht unterschiedliche Verhaltensweisen. Dieser kurze Vergleich verdeutlicht, dass man gar nicht genug Anstrengungen unternehmen kann, seine Methoden (samt Beobachtungen) zu verbessern und an etablierten Standards zu eichen, um sowohl zufällige als auch systematische Effekte auf ein Minimum zu beschränken. Die nähere Zukunft wird dank der Fortschritte in der Instrumentierung (Multi-Objekt-Spektrographen) eine wesentlich größere Anzahl von Sternanalysen ermöglichen. Sobald man mit statistisch signifikanten Ensembles arbeitet, kann man der zufälligen Fehler durch geeignete Mittelwertbildung Herr werden. Die systematischen Fehler müssen methodisch adressiert werden, und ein wesentlicher Schritt dazu stellt u.a. die Berücksichtigung von nicht-thermischen Effekten (\triangleright non-LTE-Effekten) dar.

1.3 Bestehende Probleme

Bei allen Erfolgen der Analysen von Fuhrmann gibt es auch einige offene Fragen und Probleme, die hier diskutiert werden sollen.

1.3.1 Anwendbarkeit der Methoden auf den Halo

Während sich die Balmerlinien als kaum metallizitätsabhängig erweisen, verringern sich die Linienstärken der Metalle mit abnehmendem Metallgehalt maßgeblich: Tabelle D.1 im Anhang zeigt, dass in HD 84937 bei $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -2.2$ die stärkste optische Linie von einfach-ionisiertem Eisen lediglich eine Stärke von $80 \text{ m}\text{\AA}$ aufweist. Bei Magnesium, das bei Fuhrmann als $\log g$ -Indikator dient, sieht es aufgrund der $\triangleright \alpha$ -Element-Überhäufigkeit etwas besser aus, aber die Dämpfungsflügel der Mg Ib-Linien sind nur noch marginal ausgebildet (s. Abbildung 1.5). Demnach ist auch die $\log g$ -Empfindlichkeit dieser Linien nur noch schwach, die Unsicherheit in der $\log g$ -Bestimmung entsprechend hoch. Für die Hauptreihe samt Turnoff bildet HD 84937 die Untergrenze der Anwendbarkeit dieser Methode. Der metallarme Halo (und damit Altersbestimmungen der metallärmsten Sterne samt Kugelsternhaufen, die primordiale Häufigkeit von Lithium, eventuell Beryllium und Bor, etc.) bleibt ihr also verschlossen. Spektroskopische Alternativen gibt es zwar, sie scheinen aber weitaus schlechtere Ergebnisse zu liefern, wie der folgende Abschnitt verdeutlicht.

1.3.2 Mg Ib vs. Eisen-Ionisationsgleichgewicht

Eine weitere spektroskopische Standardmethode stellen Ionisationsgleichgewichte dar. Anstatt schwache und starke Linien einer Ionisationsstufe bei gegebener Temperatur in Einklang zu bringen, bestimmt man bei gegebenem T_{eff} die Häufigkeit aus der einen, das $\log g$ aus der anderen (siehe Kapitel 3.1). Die Anwendung des Eisen-Ionisationsgleichgewichts findet sich in der Literatur zuhauf

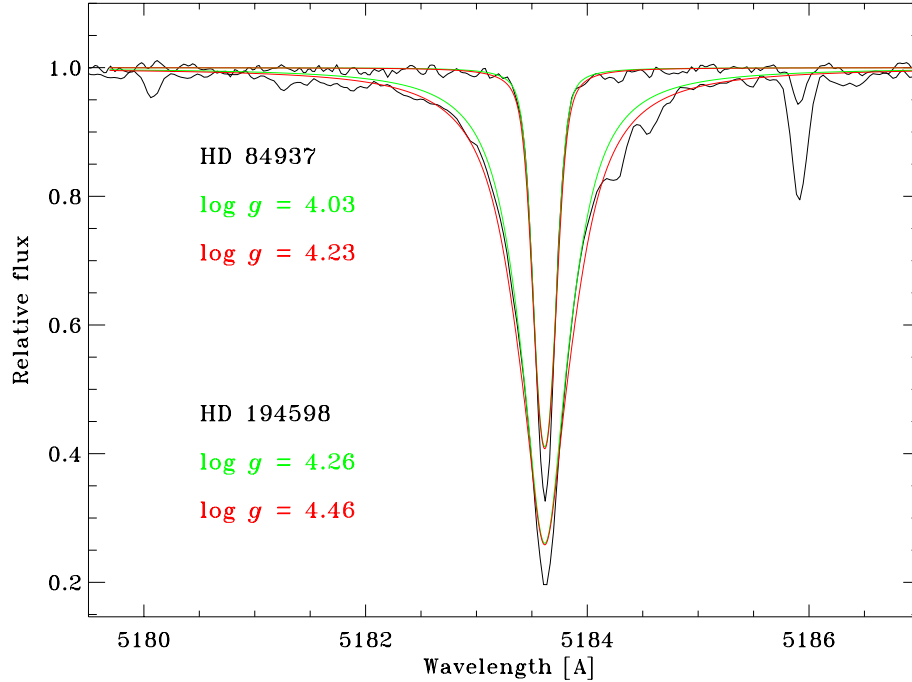


Abbildung 1.5: Mg Ib-Linien zweier Halosterne zur Verdeutlichung der unterschiedlichen $\log g$ -Empfindlichkeit als Funktion von $[m/H]$. Für eine gegebene Temperatur und mit einer Magnesiumhäufigkeit aus schwachen Linien lässt sich aus druckverbreiterten Linien die Schwerebeschleunigung ableiten. Während bei HD 194598 ($T_{\text{eff}} = 6058 \text{ K}$, $\log g = 4.27$, $[\text{Fe II}/\text{H}] = -1.12$, F98) eine Genauigkeit von $\Delta \log g \sim 0.1 \text{ dex}$ erreichbar ist, übersteigt die Unsicherheit bei HD 84937 ($T_{\text{eff}} = 6353 \text{ K}$, $\log g = 4.03$, $[\text{Fe II}/\text{H}] = -2.07$, F2000) 0.2 dex . Das $\log g$ noch metallärmerer Sterne lässt sich somit nicht mehr in dem Maße einschränken, wie es eine Feinanalyse verlangt.

(Thévenin & Idiart 1999, Gratton *et al.* 1999, Fulbright 2000), auch Fuhrmann benutzt es für die kühleren Sterne seines Ensembles mit Erfolg. Bei Objekten mit Effektivtemperaturen größer als die der Sonne findet er allerdings systematisch *kleinere* Schwerebeschleunigungen als die aus Mg Ib-Linien bestimmten, die ja mit HIPPARCOS bis auf wenige Prozent konsistent sind (vgl. Abb. 1.6). Mit anderen Worten werden für diese Sterne mittels Eisen-Ionisationsgleichgewicht Entwicklungsstadien vorhergesagt, die sie noch gar nicht erreicht haben. Zu ähnlichen Ergebnissen kam schon Edvardsson (1988).

Hierbei handelt es sich mitnichten um einen kleinen Effekt. Als Faustformel merke man sich:

$\pm 0.1 \text{ dex}$ in $\log g$ entsprechen $\mp 10\%$ in der spektroskopischen Entfernung.

Demzufolge bedeuten 0.5 dex in $\log g$ *50% Diskrepanz* zwischen der spektroskopischen Entfernung und der von HIPPARCOS!

Positiv formuliert decken sich die Mg Ib-Schwerebeschleunigungen (in Verbindung mit Effektivtemperaturen aus Balmerlinienprofilen) bis auf $(0.02 \pm 0.05) \text{ dex}$ mit HIPPARCOS.

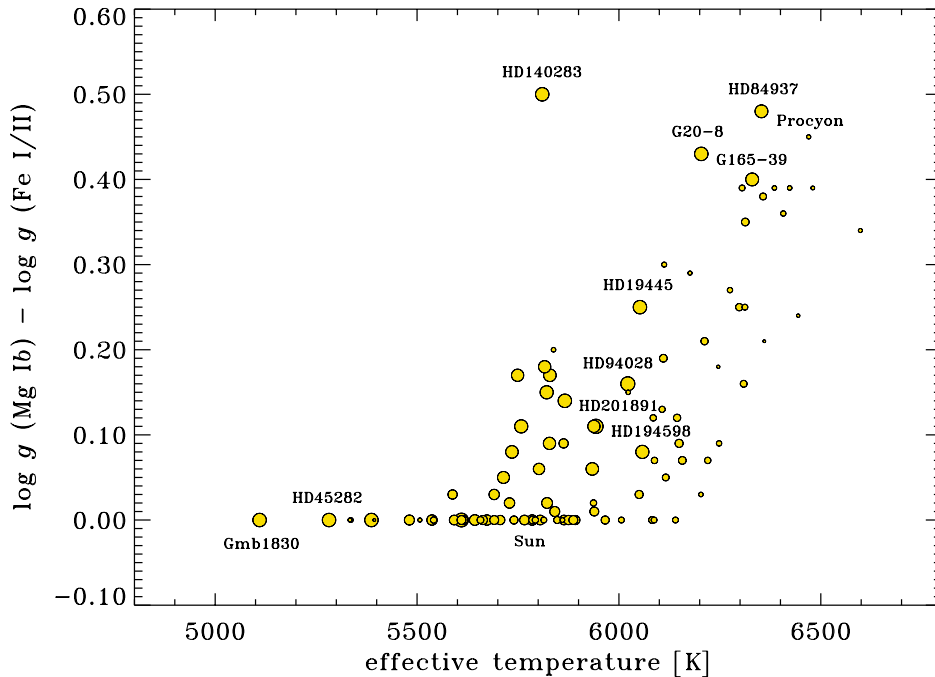


Abbildung 1.6: Die Differenz spektroskopischer Schwerebeschleunigungen aus Mg Ib und dem Eisen-Ionisationsgleichgewicht als Funktion der Effektivtemperatur. Einige prominente Sterne sind markiert, darunter die sechs Eichsterne dieser Arbeit (Die Sonne, Procyon, HD 103095, HD 19445, HD 140283 und HD 84937). Deutlich zu erkennen ist ein Trend zu signifikanten Abweichungen oberhalb von 5700 K, der positiv mit T_{eff} korreliert. Die größten Abweichungen bei einer gegebenen Temperatur zeigen dabei metallarme Sterne: In HD 140283 und HD 84937 liegen die Diskrepanzen bei 0.50 bzw. 0.48 dex! Aber auch der metallreiche Stern Procyon ($T_{\text{eff}} \sim 6500$ K) zeigt große Abweichungen.

Unter den am stärksten betroffenen Sternen finden sich vor allem metallarme Objekte, von denen wesentliche Vertreter im Rahmen dieser Arbeit analysiert werden: HD 19445, HD 84937 und HD 140283, der Halostern schlechthin, in den zurückliegenden 50 Jahren (seit Chamberlain & Aller 1951) Gegenstand zahlloser Arbeiten. In Verbindung mit dem Befund, dass vornehmlich heiße Sterne Diskrepanzen zeigen, legt das gefundene Verhalten den Schluss nahe, dass non-LTE-Effekte in FeI für diese Systematik verantwortlich sind. Sowohl eine hohe Effektivtemperatur als auch Metallarmut würden Abweichungen vom LTE Vorschub leisten: Zum einen ist bereits bei Sonnen- T_{eff} , -metallizität und -dichten laut \triangleright Saha-Gleichung nur ein Bruchteil ($< 10\%$) allen Eisens in Form von FeI vorhanden (Minoritäts-Ionisationsstufe), zum anderen resultiert die verringerte Metallizität in erhöhten UV-Flüssen, die die Photoionisation begünstigen. Es ist nicht auszuschließen, dass auch die Effektivtemperatur aus Balmerlinien gewissen (metallizitätsabhängigen) Systematiken unterworfen ist (s. Kapitel 3). Es wird im Rahmen dieser Arbeit aber der Versuch unternommen, die oben angeführten Diskrepanzen in Ermangelung einer „besseren“ Temperaturskala auf Probleme der Schwerebeschleunigungsbestimmung zurückzuführen.

1.4 Aufgabenstellung

Obige Ausführungen haben deutlich gemacht, dass für die Analyse der kosmochemisch und kosmologisch sehr relevanten Sterne des Halos neue Methoden zur $\log g$ -Bestimmung gefunden oder zumindest alte modifiziert werden müssen. Demnach hat die vorliegende Dissertation folgende Zielsetzungen:

- Selektion und Beobachtung von Halosternen, für die verschiedene Methoden der $\log g$ -Bestimmung verglichen werden können.
- Auffindung geeigneter spektroskopischer Indikatoren für $\log g$, die auch unterhalb von $[m/H] \sim -2.2$ noch anwendbar sind.
- Eichung eines solchen Indikators mithilfe von Sternen, deren Parameter (T_{eff} und/oder $\log g$) uns aus mehr oder minder fundamentalen Messungen (Winkeldurchmesser, Astrometrie) bekannt sind.
- Diskussion der zu erwartenden Effekte, insbesondere für metallarme Sterne und in bezug auf die chemische Entwicklung der Galaxis.

Kapitel 2 beschreibt die Beobachtungen mit dem Échellespektrographen FOCES. Die bestehende Qualität der Spektren bildet die solide Grundlage für die *quantitative Spektralanalyse* mittels starker Linien. Außerdem werden an dieser Stelle die Sterne des Eichensembles vorgestellt. Kapitel 3 rekapituliert das Wissen über Sternatmosphären und die spektroskopischen Methoden der Effektivtemperatur-Bestimmung kühler Sterne. Hierbei werden insbesondere die alten und neuen Theorien zur Verbreiterung von Balmerlinien besprochen, die in zwei unterschiedlichen Temperaturskalen resultieren. Kapitel 4 stellt die non-LTE-Rechnungen zu Eisen vor und diskutiert die solaren Ergebnisse im Vergleich mit der Literatur. Die Kapitel 5 widmet sich der Kalibrierung des Eisenatommodells mithilfe des Eichensembles. Die stellaren Ergebnisse werden bestehenden Analysen gegenübergestellt. Kapitel 6 präsentiert zwei – kosmochemisch – aufregende Anwendungen und gibt einen Ausblick.

2. Beobachtungen mit FOCES

Seit nunmehr fünf Jahren befindet sich FOCES (*fibre-optics Cassegrain échelle spectrograph* = fasergekoppelter Échellegitter-Spektrograph für den Cassegrain-fokus) im regulären Betrieb am 2.2-Meter-Teleskop des Deutsch-Spanischen Astronomischen Zentrums (DSAZ) auf dem Calar Alto (nahe Almeria in Südpasien). Eine detaillierte Beschreibung dieses Geräts kann bei Pfeiffer¹ *et al.* (1998) nachgelesen werden, im folgenden werden nur die wesentlichen Merkmale wiedergegeben sowie Veränderungen, die sich seit obiger Publikation ergeben haben.

2.1 Grundlegendes Design

Die meisten modernen Échellegitter-Spektrographen folgen, wie auch FOCES, dem sogenannten White-Pupil-Design, das hohe Auflösung mit großem freien Spektralbereich (komplette optische Überdeckung) verbindet (Baranne 1988). Beispiele sind ELODIE (am 1.93-Meter-Teleskop des Observatoire de Haute-Provence), FEROS (am 1.52-Meter-Teleskop auf La Silla/Chile) und UVES (an der 2. Teleskopeinheit des *Very Large Telescope*, Paranal/Chile).

Gegenüber UVES, der von den Erfahrungen mit FOCES profitiert hat, gibt es einige wesentliche Unterschiede: die Lichteinkopplung mittels Faser, die Existenz eines Zwischenspalts zur effizienten Unterdrückung des Streulichtintergrunds und die Erzeugung der Querdispersion mithilfe eines Doppelprismas. Mit Ausnahme des Zwischenspalts ist FOCES demnach FEROS (Kaufer *et al.* 2000) sehr ähnlich.

2.2 Faserrauschen

Von 1996 bis einschließlich 1998 ließen sich mit FOCES keine Belichtungen erzielen, deren wahres S/N (für normierte Spektren gilt im Sinne der Standardverteilung $S/N = \sigma^{-1}$) an das nominell zu erwartende heranreichte. Belichtungen mit $S/N > 200$ pro Pixel waren gänzlich ausgeschlossen.

Dieses Defizit resultiert aus einer nicht-grauen Rauschkomponente, die durch fehlerhafte Transmission des Lichts über wenige sogenannte Moden in der Faser erzeugt wird. Dieses Faser- oder Modenrauschen ist stark von der Position der Faser während der Belichtung abhängig.

Seit Anfang 1999 ist ein „Faserschüttler“ in Betrieb, der dafür Sorge trägt, dass sich der Photonentransport statistisch auf die beteiligten Moden verteilt. Nach Auffindung und Beseitigung eines Programmierfehlers in der Datenreduk-

¹ Michael Pfeiffer, der das FOCES-Projekt im Rahmen seiner Dissertation durchgeführt und für die Beobachter am Calar Alto jahrelang Support geleistet hat, verstarb am 12. September 2000.

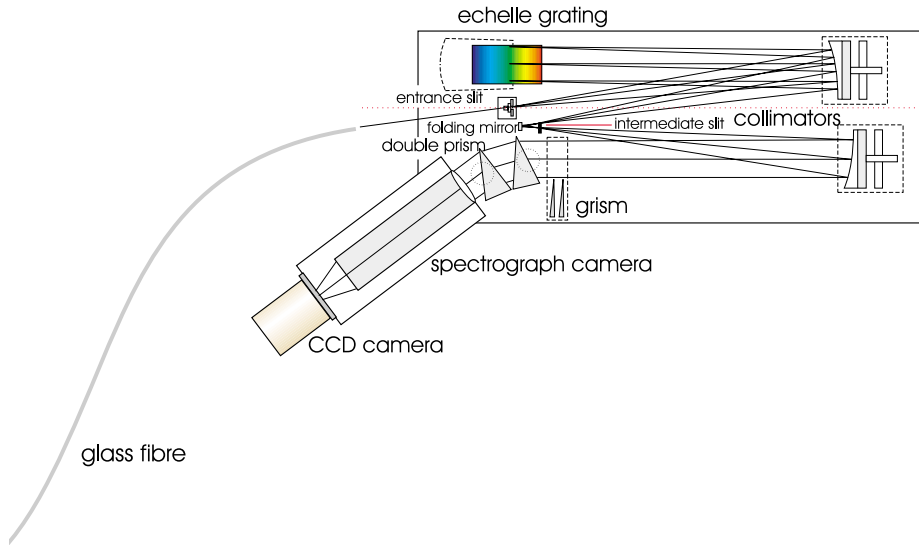


Abbildung 2.1: Optisches Layout von FOCES. Das Teleskopmodul, das für die Lichteinkopplung sorgt und auch die Kalibrationslichtquellen enthält, ist nicht gezeigt.

tionssoftware, der die Behandlung der Randpixel bei der Addition in Querdispersionsrichtung betraf (und sich nur im Modus mit $R = 40\,000$ auswirkte), ist es erstmals gelungen, mit diesem Gerät Spektren zu erzeugen, deren wahres S/N das im Rahmen der Datenreduktion ermittelte widerspiegelt. Die Reduktionssoftware EDRS (Échelledaten-Reduktionssoftware, eine Sammlung von IDL[®]-Routinen) liefert nunmehr S/N-Verhältnisse, denen man auf $\pm 10\%$ trauen kann, selbst bei Belichtungen mit $S/N \sim 500$ pro Pixel, wie sie erstmals für Wega (α Lyrae) erzielt wurden. Das hat große Bedeutung für die Bestimmung *a)* des globalen Kontinuums bei der Rektifizierung und *b)* des lokalen Kontinuums bei der Linienanpassung. Da sich die *globale* Rektifizierung bei FOCES als extrem zuverlässig erweist, bedarf es einer *lokalen* lediglich im Promillebereich (s. nächsten Abschnitt).

2.3 Rektifizierung

Wie in Korn (2002) dargelegt, gibt es bei der ESO derzeit keinen hochauflösenden optischen Spektrographen, der mit FOCES in Sachen *Rektifizierung* konkurrieren könnte. Hierunter ist die Beseitigung der Residuen zu verstehen, die eine Échelle-Ordnung nach der \triangleright *Flatfield*- oder \triangleright *Blaze*-Korrektur noch beinhaltet. Wenn das Spektrographendesign identische Lichtwege für das Stern- und *Flatfield*-Lampenlicht erzwingt (wie es bei FOCES der Fall ist), so beschränken sich diese Residuen auf Terme höherer Ordnung, die in erster Näherung als Quotient der Flüsse des Sterns und der *Flatfield*-Lampe verstanden werden können. Zur Normierung der Ordnungsspektren müssen die Residuen mithilfe interaktiv platzierter Punkte definiert und die Ordnungsspektren durch die sich

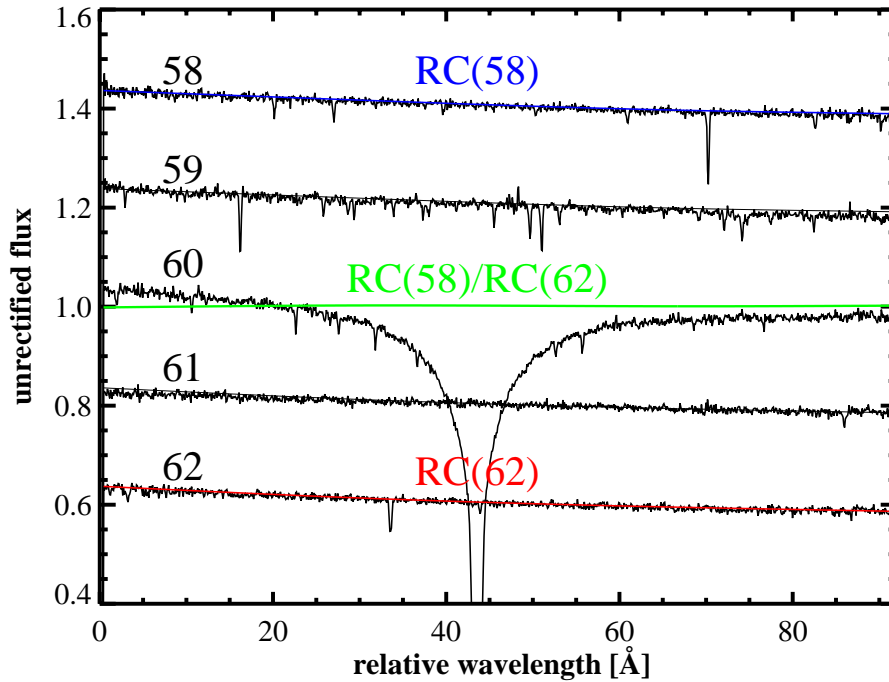


Abbildung 2.2: Die FOCES-Rektifizierung von $BD -4^\circ 3208$: Gezeigt sind die Échelleordnungen 58–62, sowie die Rektifizierungskurven (*rectification curve*, RC) für die beiden Randordnungen. Man sieht, dass diesen RCs zufolge die Ordnungen 59 und 61 noch $H\alpha$ -Flügel enthalten und nicht rektifiziert werden können. Die beiden interaktiv definierten RCs unterscheiden sich um weniger als 0.5% (der Quotient $RC(58)/RC(62)$ weicht um weniger als diesen Betrag von 1 ab), die Rektifizierung von $H\alpha$ ist also höchstens 0.5% unsicher (eine *globale* Nachrektifizierung des Langspektrums um wenige Promille in y-Richtung wird im Rahmen der eigentlichen Effektivtemperatur-Bestimmung gebilligt).

ergebenden Funktionen dividiert werden.

Eine Überprüfung dieses Gedankens mithilfe eines metallarmen Sterns ($BD -4^\circ 3208$ im Falle von Korn (2002), s.u.) zeigt, dass die Residuen bei FOCES *a*) innerhalb einer Ordnung sehr klein sind und sich *b*) sehr kontinuierlich von Ordnung zu Ordnung verhalten. Diese beiden Kriterien bilden die Voraussetzung zur präzisen Rektifizierung von spektralen Merkmalen, die breiter als eine Échelle-Ordnung sind. Leider sind diese Eigenschaften bei UVES und FEROS nicht durchweg gegeben.

Als für diese Arbeit wesentliches Beispiel sei die Rektifizierung von $H\alpha$ angeführt: Im F- & G-Stern-Bereich können Balmerlinien ohne weiteres 150 \AA überspannen, so dass bei einer Ordnungsbreite von 90 \AA zumindest zwei Échelle-Ordnungen keinen wahren Kontinuumspunkt, sondern lediglich das sogenannte Pseudokontinuum der ausgedehnten Flügel zeigen. Ist die Balmerlinie auf einer Ordnung zentriert – was wünschenswert ist –, so sind sogar mindestens drei Ordnungen betroffen. Diese Ordnungen können für sich genommen nicht normiert werden; ohne deren verlässliche Rektifizierung kann die in den Linienflügeln enthaltene Information jedoch nicht genutzt werden.

Als einziger Ausweg bleibt, auf unbetroffene Nachbarordnungen auf der kurz- und langwelligen Seite auszuweichen, diese zu rektifizieren und die gefundenen Rektifizierungskurven interpolierend auf die dazwischenliegenden Ordnungen anzuwenden. Abbildung 2.2 verdeutlicht dieses Verfahren.

Im blauen Spektralbereich (etwa unterhalb von 4500 \AA) treten selbst bei guten Belichtungen Limitierungen zutage, die die Rektifizierung maßgeblich verschlechtern: Die *Flatfield*-Kalibrationen sind im Vergleich mit der Sternbelichtung nicht mehr vernachlässigbar rauschbehaftet (geringe Blau-Effizienz der Halogenlampe, der Optik und des CCD). Dies ist auch der Grund dafür, dass im Rahmen dieser Arbeit die an und für sich sehr temperaturempfindlichen höheren Balmerlinien $H\gamma$ und $H\delta$ nicht ausgewertet werden.

2.4 Beobachtung der Eichsterne

Die Eich- oder Kalibrationssterne dieser Arbeit wurden allesamt mit FOCES im Verlauf der zurückliegenden drei Jahre aufgenommen. Tabelle 2.1 gibt die Kenndaten der Spektren wieder. Die Auswahl der Sterne basiert auf folgenden Kriterien:

1. Standardsterne müssen Berücksichtigung finden. Dazu zählt neben der Sonne insbesondere Procyon (α Canis Minoris), da sowohl seine Masse als auch sein Radius (und damit sein $\log g$) fundamentalen Messungen zugänglich ist.
2. Die frühen Sternentwicklungsstadien (\triangleright Hauptreihe, Turnoff, Unterriesenast) sollen abgedeckt sein. Demnach vertreten Groombridge 1830 (= HD 103095) und HD 19445 die Hauptreihe, HD 84937 den Turnoff und HD 140283 das Unterriesenstadium. Gleichzeitig handelt es sich bei den drei letztgenannten Sternen um die metallärmsten Objekte, die sich aufgrund ihrer relativen Nähe zur Sonne ($d \leq 80 \text{ pc}$) mit signifikanten HIPPARCOS-Parallaxen ($\sigma_\pi/\pi < 0.09$) als Eichsterne qualifizieren.
3. Es sollen sowohl Sterne analysiert werden, für die F98/2000 große Diskrepanzen zwischen Mg Ib und Fe I/Fe II gefunden hat (Procyon, HD 19445, HD 84937, HD 140283, vgl. Abb. 1.6), als auch solche, die keine Problemfälle darstellen (die Sonne, Groombridge 1830).

Das Ensemble ist mit sechs Objekten recht klein, repräsentiert aber die derzeit verfügbaren Standardobjekte über einen großen Effektivtemperatur-, Schwerebeschleunigungs- und Metallizitätsbereich.

2.5 Weitere Beobachtungen

Im Zeitrahmen dieser Arbeit wurden zwei weiterführende Beobachtungskampagnen unternommen, die sich insbesondere mit metallarmen Turnoffsternen befassen (hierbei wurde auch der bereits erwähnte metallarme Stern BD -4°

Tabelle 2.1: FOCES-Spektren der sechs Eichsterne. Bis auf HD 140283 ($R = 40\,000$) wurden alle Belichtungen (Anzahl n) im hochauflösenden Modus ($R = 60\,000$) durchgeführt. Alle Spektren überdecken etwa $4100\text{ \AA} - 9000\text{ \AA}$. Das Spektrum der Sonne wurde durch die Belichtung der illuminierten Mondoberfläche erhalten. An ihm lässt sich für eine gegebene Spektrographeneinstellung im Vergleich mit dem KPNO-Atlas das Instrumentenprofil bestimmen.

Objekt	$\triangleright m_V$ [mag]	n	S/N bei $H\alpha$	Monat/Jahr
Die Sonne	-26.7	1	400	1/2000
Procyon	0.4	1	460	1/2001
HD 103095	6.4	1	360	3/2000
HD 19445	8.1	1	300	12/1999
HD 140283	7.2	3	310	8/2001
HD 84937	8.3	2	320	1/1999

3208 mit FOCES belichtet, die FEROS-Belichtung stammt aus dem *Commissioning* Anfang 1999, das UVES-Spektrum von 2001). Da die Raumdicke von Halosternen, wie bereits erwähnt, sehr gering ist, mussten Sterne mit scheinbaren Helligkeiten bis 11.5^m bis zu achtmal 60 Minuten belichtet werden, um keinen Kompromiss beim S/N einzugehen.

Zur Auswertung wurde eine Koadditions-Routine in IDL geschrieben, die die in Mehrfachbelichtungen vorhandene Redundanz der Information ausnutzt: Für Pixel, die von der Optimalen Extraktion (Horne 1986) in einem Spektrum als fehlerhaft erkannt und als solche markiert worden sind, wird der Mittelwert der unbetreffenen Pixel der verbleibenden Spektren ersetzt. Auf diese Weise können sog. *cosmics* (Wechselwirkung der kosmischen Strahlung und natürlichen Radioaktivität mit dem CCD) bestmöglich beseitigt werden, wenn die Spektren mit demselben Setup aufgenommen wurden. Lediglich CCD-Defekte (*hot pixel*, *bad rows*) können so nicht behoben werden.

Bei diesen Mehrfachbelichtungen wurde von der Standard-Datenreduktion insofern abgewichen, dass die Spektren zuerst koaddiert und erst anschließend rektifiziert wurden: Nach der Koaddition ist das S/N wesentlich erhöht (typischerweise 200 statt 60) und damit die interaktive Rektifizierung leichter und zuverlässiger. Diese Vorgehensweise setzt allerdings voraus, dass alle zu koaddierenden Spektren innerhalb weniger Tage aufgenommen wurden, damit sich Radialgeschwindigkeitsänderungen, wie sie sich aus der Erdumlaufbahn ergeben, keinen nennenswerten Einfluss auf die beobachtete Wellenlänge der Spektrallinien haben. Die Extrema dieser Abweichungen wurden im Rahmen der Koaddition dokumentiert und zu maximal 0.2 Pixel bestimmt. Für die projizierten Anwendungen (chemische Spektalanalyse) ist das mehr als ausreichend. Die auf diese Weise erzielten S/N-Verhältnisse erreichen selbst für das leuchtschwächste Objekt G 64-12 im Maximum 200 (s. Tabelle 2.2).

Anhang C und D zeigen beispielhaft anhand der angepassten Eisenlinien des Eichsterns HD 84937 das aus Koaddition zweier Einzelbelichtungen erhaltene Spektrum. Gegenüber dem KPNO-Atlas der Sonne (Kurucz *et al.* (1984), Anhang A und B) ist sowohl Auflösung als auch S/N um einen Faktor 10 geringer.

Tabelle 2.2: Beobachtungen metallarmer Halosterne, vornehmlich am Turnoff. Spalte 3 gibt photometrische Metallizitäten nach Carney *et al.* (1994) wieder, die als *Untergrenzen* dienen können, Spalte 5 das gemessene S/N pro Pixel rot von H α nach Koaddition der in Spalte 4 angegebenen Spektrenanzahl n . Alle Belichtungen haben $R = 40\,000$, $t_{\text{exp}} \leq 3600$ s und überdecken in etwa 4000–9000 Å.

Objekt	m_V [mag]	[m/H]	n	S/N	Monat/Jahr
BD -4° 3208	10.0	-2.32	3	220	2/1999
BD $+26^\circ$ 3578	9.7	-2.54	2	260	6/1999
G 9-16	9.3	-1.26	3	260	2/1999
G 20-8	9.9	-2.55	5	320	6/1999
G 41-41	11.1	-2.81	5	210	2/1999
G 48-29	10.5	-2.66	4	220	2/1999
G 64-12	11.5	-3.52	8	200	2/1999
G 165-39	10.1	-2.23	4	250	2/1999

Während also die 1σ -Fehlerbalken der Pixelwerte im Sonnenatlas kleiner als die Darstellungssymbole sind, kann man sie in HD 84937 nicht vernachlässigen: Sie sind integraler Bestandteil der Kontinuumsfindung und Profilanpassung. G 9-16 ($T_{\text{eff}} = 6866$ K, $\log g = 4.47$, $[\text{FeII}/\text{H}] = -1.25$, $[\text{MgI}/\text{FeI}] = +0.41$ einer LTE-Analyse mittels Balmerprofilen und Mg Ib-Linien zufolge) ist mit diesen Parametern schwerlich ein gewöhnlicher Halostern: Wie auch Carney *et al.* (2001) vermuten, handelt es sich wohl um einen *Blue Straggler* (Binärsystem mit Massentransfer). Alle anderen Sterne haben sich laut Carney (2000, private Mitteilung) über 8–18 Jahre hinweg bezüglich Radialgeschwindigkeitsvariationen unauffällig verhalten.

Mithilfe von G 20-8 und G 165-39 wurde die spektroskopische Entfernungsskala zu metallarmen Halo-Objekten bis jenseits 100 pc mit der astrometrischen verglichen: Während G 20-8 ($T_{\text{eff}} = 6204$ K, $\log g = 4.31$, $[\text{FeII}/\text{H}] = -2.15$, $[\text{MgI}/\text{FeI}] = +0.51$ unter Annahme von LTE, $d \sim 120$ pc) knappe 10 % Diskrepanz zu HIPPARCOS zeigt, ergibt die Analyse von G 165-39 ($T_{\text{eff}} = 6330$ K, $\log g = 4.03$, $[\text{FeII}/\text{H}] = -1.96$, $[\text{MgI}/\text{FeI}] = +0.29$, $d \sim 190$ pc) lediglich eine um 3 % kleinere Entfernung als HIPPARCOS. Beide Sterne haben allerdings mit Parallaxenfehlern von 20 bzw. 30 % keine hochpräzisen HIPPARCOS-Entfernungen mehr, statistische Entfernungskorrekturen (Lutz & Kelker 1974), so angebracht, würden die Ergebnisse verschlechtern. Trotzdem zeigt auch das kleine, aus F98/2000 gezogene Ensemble von Halosterne, das in Korn & Gehren (2001a) besprochen wird, insgesamt eine hervorragende Übereinstimmung mit HIPPARCOS.

Die restlichen Sterne in Tabelle 2.2 haben allesamt Metallizitäten, die die Anwendung der Mg Ib-Linien als $\log g$ -Indikator unmöglich machen (vgl. Kapitel 1.3.1), sie harren noch der Auswertung.

3. Grundlagen

In diesem Kapitel wird – neben den Grundlagen zu Modellatmosphären und Linienentstehung – die wohl am besten definierte spektroskopische Temperaturskala für kühle Sterne besprochen, die der Balmerprofile. In Verbindung mit Mg Ib-Linien zur $\log g$ -Bestimmung liefert diese Skala bisher unübertroffen präzise Sternparameter, deren Güte sich im Vergleich mit der HIPPARCOS-Astrometrie erwiesen hat (vgl. F98/2000 und Abschnitt 1.2.2).

Spektroskopische Alternativen zur Effektivtemperatur-Bestimmung sind rar. Eine weit verbreitete Methode ist es, die Abhängigkeit der Elementhäufigkeit eines Ions von der Anregungsenergie zu minimieren (ähnlich der \triangleright Mikroturbulenzbedingung). Dazu wird ein Ion wie neutrales Eisen benötigt, das Linien aller Anregungsenergien in ausreichender Zahl und Stärke aufweist. Diese Bedingung legt über die \triangleright Boltzmann-Verteilung T_{eff} fest.

Die potentielle Gefahr besteht allerdings darin, dass Besetzung und Anregung des betreffenden Ions nicht dem LTE folgen, was ähnlich fatale Folgen für die Effektivtemperatur-Bestimmung mit sich bringen kann wie die bereits besprochene Benutzung des Eisen-Ionisationsgleichgewichts im LTE für die Schwerebeschleunigungs-Bestimmung. Wir kommen auf dieses Problem in Kapitel 5 zurück.

3.1 Modellatmosphären

Weltweit sind einige Sternatmosphären-Programme (ATLAS, MAFAGS, MARCS, PHOENIX etc.) in Gebrauch, die alle auf ähnliche Weise die Strahlungstransportgleichung (Gl. 3.1) lösen, um ein Modell des Temperaturverlaufs innerhalb einer Sternatmosphäre zu erhalten. Dabei versteht man unter „Sternatmosphäre“ die äußeren Schichten eines Sterns, aus denen Strahlung (Photonen) zum externen Beobachter gelangt. Dieser Bereich erstreckt sich bei Hauptreihensternen radial über wenige hundert Kilometer, so dass eine solche Atmosphäre in sehr guter Näherung *planparallel* approximiert werden kann. Unter einer Modellatmosphäre versteht man demnach die Spezifizierung der Zustandsgrößen für diesen Bereich, als Funktion der Tiefe τ (optisch) oder z (geometrisch).

Desweiteren wird angenommen, dass innerhalb dieser Schichten keine Energie erzeugt wird (die Temperaturen sind dafür zu gering), der von innen kommende Fluss wird lediglich transportiert (*Flusskonstanz*). Wie die Energie dabei transportiert wird, hängt von den Gegebenheiten in der Atmosphäre ab; im allgemeinen sind in kühlen Sternen Strahlung und Konvektion von Bedeutung. Der Gesamtfluss $F_{\text{tot}} = F_{\text{rad}} + F_{\text{konv}}$ ist dann eine Erhaltungsgröße.

Um die Rückwirkung der in der Atmosphäre entstehenden Linien auf die Temperaturschichtung mit mäßigem rechentechnischen Aufwand berücksichtigen zu können, vernachlässigt man dynamische Prozesse wie Strömungen, Winde, Rotation und Magnetfelder (*Homogenität* und *Hydrostatik*) und nimmt an,

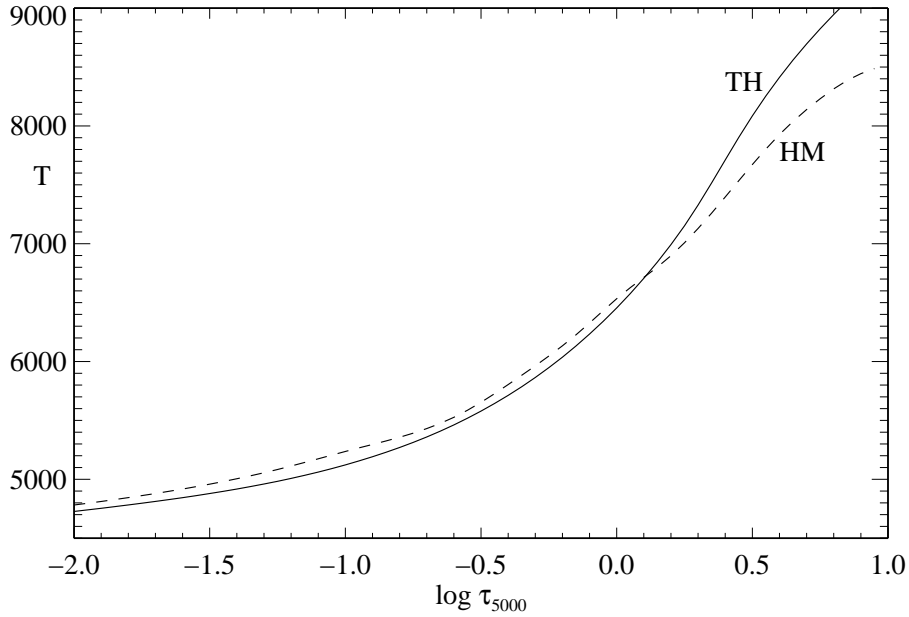


Abbildung 3.1: Vergleich des solaren Temperaturverlaufs der MAFAGS-Atmosphäre als Funktion von $\log \tau_{5000}$ mit dem empirischen nach Holweger & Müller (1974). Bei großen optischen Tiefen wirkt sich die unterschiedliche Wahl der Konvektionseffizienz aus, außerhalb ist die empirische Schichtung 100–200 K heißer. Sie gibt die Mitte-Rand-Variation des Kontinuums besser wieder als das theoretische Modell.

dass alle Prozesse (Anregung, Ionisation, Teilchengeschwindigkeiten) Maxwell-Boltzmann-Verteilungen mit *einer* lokalen Temperatur $T(\tau)$ genügen (LTE). Die Berechnung des theoretischen emergenten Spektrums, wie es mit der Beobachtung zu vergleichen ist, wird zweckmäßigerweise in zwei Schritte aufgespalten: Zuerst berechnet man eine Temperaturschichtung unter möglichst vollständiger (statistischer) Berücksichtigung der Linieneffekte (*line blanketing, surface cooling*), anschließend für ausgewählte Wellenlängenbereiche die Linienentstehung im Detail, für einzelne Ionen eventuell im non-LTE. Dabei wird stillschweigend vorausgesetzt, dass Abweichungen vom LTE – so vorhanden – keinen Effekt auf die T - τ -Relation haben, was streng genommen nur für Ionen gelten kann, die im Vergleich zur Hauptionisationsstufe verschwindend besetzt sind.

Berechnung der Temperaturstruktur

Die Strahlung in und aus Sternatmosphären ist nicht nur des Astrophysikers wichtigstes Diagnostikum, sondern auch wesentlicher Bestandteil derselben. Im Rahmen homogener, hydrostatischer, planparalleler, flusserhaltender LTE-Atmosphären läuft die Berechnung der Temperaturschichtung auf die Lösung der Strahlungstransport-Gleichung hinaus:

$$\mu \frac{dI_\nu}{dz} = \eta_\nu - \chi_\nu I_\nu . \quad (3.1)$$

Sie besagt, dass sich die spezifische Intensität I ($dE = I dA d\Omega d\nu dt$) durch Emission oder Absorption verändern kann ($\mu = \cos \vartheta$ mit $\vartheta =$ Winkel zwischen

Fortpflanzungsrichtung und Normale, η_ν : Emissionskoeffizient [$\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$], χ_ν : Absorptionskoeffizient [cm^{-1}], der sich im allgemeinen aus wahrer Absorption (κ_ν) und Streuung (σ_ν) zusammensetzt).

Mit $S_\nu = \eta_\nu/\chi_\nu$ und $d\tau_\nu := -\chi_\nu dz$ lässt sich diese Gleichung wie folgt schreiben:

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu . \quad (3.2)$$

Die Bedeutung der sogenannte Quellfunktion $S_\nu = \eta_\nu/\chi_\nu$ wird aus der Definition des Emissionskoeffizienten ersichtlich: $dE = \eta dA dz d\Omega d\nu dt$. Mit $\eta dz = S(\tau)d\tau$ und $dE = n_{\text{em}} h\nu$ ergibt sich

$$n_{\text{em}} = S(\tau) d\tau \frac{4\pi}{h\nu} d\nu dt dA .$$

Die Quellfunktion ist also proportional zur Anzahl der pro optische Wegstrecke emittierten Photonen. κ_ν/η_ν ist im (lokalen) thermodynamischen Gleichgewicht gleich der Planck-Funktion B_ν (Kirchhoffsches Gesetz); es genügt also, entweder κ_ν oder η_ν zu spezifizieren.

Das klassische Sternatmosphärenproblem besteht nun darin, diese Gleichung unter „Randbedingungen“ (hydrostatisches Gleichgewicht, Konstanz des Gesamtflusses etc.) zu lösen. Nur unter gewissen simplifizierenden Annahmen kann Gleichung 3.1 analytisch integriert werden, z. B. wenn man eine lineare Abhängigkeit der Quellfunktion von der Tiefe annimmt. Dies führt auf die sogenannte Eddington-Barbier-Näherung: $I(0, \mu) = S(\tau=\mu)$. Die spezifische Intensität an der Sternoberfläche misst also die Quellfunktion in der optischen Tiefe μ ; über die Mitte-Rand-Variation von I kann man also die Quellfunktion zwischen $\tau=0$ und 1 „abtasten“ (vergleiche \triangleright Effektivtemperatur).

Zur Berechnung der MAFAGS-Atmosphären (Gehren 1975a, 1975b; Gehren *et al.* 1988) wird eine Formulierung der Strahlungstransport-Gleichung über ihre Momente gewählt. Dabei wird die lineare Differentialgleichung 1. Grades in I_ν mit expliziter Abhängigkeit von μ durch eine lineare Differentialgleichung 2. Grades in J_ν , der mittleren Intensität ($J_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu d\mu$), ersetzt (Feautrier-Methode mit variablen Eddington-Faktoren, siehe Feautrier 1964 und Auer & Mihalas 1970). Der Vorteil liegt in der linearen Abhängigkeit der Rechenzeit von der Anzahl der Frequenzpunkte (typischerweise 10 000; Rybicki 1971), was die Berechnung einer Atmosphäre mit heutigen Rechnern innerhalb von 10 Minuten erlaubt. Abbildung 3.1 zeigt T - τ -Relationen für das solare MAFAGS-Modell („TH“) und für die empirische Schichtung („HM“) nach Holweger & Müller (1974).

Zuletzt sei noch die Beziehung zwischen dem Linienabsorptionskoeffizienten, der Besetzungszahl n_l und der Oszillatorenstärke f_{lu} angegeben:

$$\kappa_{\text{line}} = \frac{\pi e^2}{m_e c} n_l f_{lu} , \quad (3.3)$$

wobei sich die Oszillatorenstärke aus dem Einsteinkoeffizienten A_{ul} berechnen lässt:

$$A_{ul} [1/\text{s}] = 6.67 \cdot 10^{13} \frac{g_l}{g_u} \frac{f_{lu}}{\lambda^2 [\text{nm}]} .$$

Gleichung 3.3 ist u.a. für die Berechnung der Tiefenskala wichtig und erfährt im non-LTE eine kleine, aber bedeutungsvolle Modifikation (siehe Kapitel 4).

Berechnung der Linienstärken

Auf der nun als gegeben anzusehenden T - τ -Relation kann die Stärke einer Absorptionslinie aus dem Verhältnis von Kontinuumsfluss zu Linienfluss berechnet werden. Die Äquivalentbreite definiert man wie folgt:

$$W_\lambda = \int_{\text{line}} \frac{F_{\text{cont}}(\lambda) - F_{\text{line}}(\lambda)}{F_{\text{cont}}(\lambda)} d\lambda$$

Hier spielen die atomphysikalischen, linienspezifischen Größen (Energien der den Linienübergang bildenden Niveaus, Übergangswahrscheinlichkeiten, Dämpfungskonstanten) eine zentrale Rolle. Sie werden in Kapitel 4 diskutiert. Im folgenden geht es um den Einfluss der atmosphärischen Grundgrößen T_{eff} , $\log g$ und $[m/H]$. Wie sich die atmosphärischen Sternparameter unter wechselseitiger Variation verhalten, zeigt Abbildung 3.2.

Die Abhängigkeit der Linienstärken von der Effektivtemperatur wird durch die \triangleright Saha-Gleichung beschrieben: Da die Metalle in Kühlsternatmosphären fast vollständig (einfach) ionisiert sind, reagieren Linien neutraler Spezies sehr empfindlich auf Temperaturveränderungen, sei es durch globale Variation der Effektivtemperatur, sei es durch Änderung der Temperaturen in den Linienentstehungstiefen, wie sie durch ein verändertes *line blanketing* ($[m/H]$, $[\alpha/Fe]$) hervorgerufen werden kann. Bei den Metallionen bewirkt eine Temperaturerhöhung hingegen kein maßgeblich größeres $n(X^+)$, so dass sich nach Gleichung 3.3 auch die intrinsischen Linienstärken kaum verändern.

Um die $\log g$ - und $[m/H]$ -Abhängigkeit neutraler und einfach ionisierter Linien qualitativ zu verstehen, betrachten wir statt des Flussverhältnisses direkt das Verhältnis der (wahren) Absorptionskoeffizienten κ_{line} zu κ_{cont} . Da im Kühlsternbereich H^- die kontinuierliche Opazität im Optischen dominiert, ist κ_{cont} proportional zu $n(H^-)$, was man über die Saha-Gleichung in $n(H) n_e$ umformulieren kann (Temperaturabhängigkeit hier vernachlässigt). Für *neutrale Linien* des Elements X erhält man demnach:

$$\frac{\kappa_{\text{line}}}{\kappa_{\text{cont}}} \propto \frac{n(X)}{n(H) n_e} \propto \frac{n(X^+) n_e}{n(H) n_e} \propto Z,$$

da die Metalle oberhalb $T_{\text{eff}} \approx 4000$ K vornehmlich ionisiert vorliegen. Bei einer gegebenen Temperatur erweisen sich neutrale Linien also als empfindlich auf Veränderungen im Metallgehalt, aber unabhängig von $\log g$. Dieses Verhalten erlaubt es, aus schwachen neutralen Linien die Elementhäufigkeit *ohne Kenntnis der Schwerebeschleunigung* zu bestimmen. Diese Häufigkeit findet dann z. B. Eingang in die Anpassung starker gedämpfter Linien zur Ableitung von $\log g$. Da die Ionisation der Metalle den Großteil der freien Elektronen liefert und damit $n(X^+) \approx n_e$ ist, ergibt sich für *ionisierte Linien*:

$$\frac{\kappa_{\text{line}}}{\kappa_{\text{cont}}} \propto \frac{n(X^+)}{n(H) n_e} \propto \frac{1}{n(H)} \propto \frac{1}{P_{\text{gas}}}$$

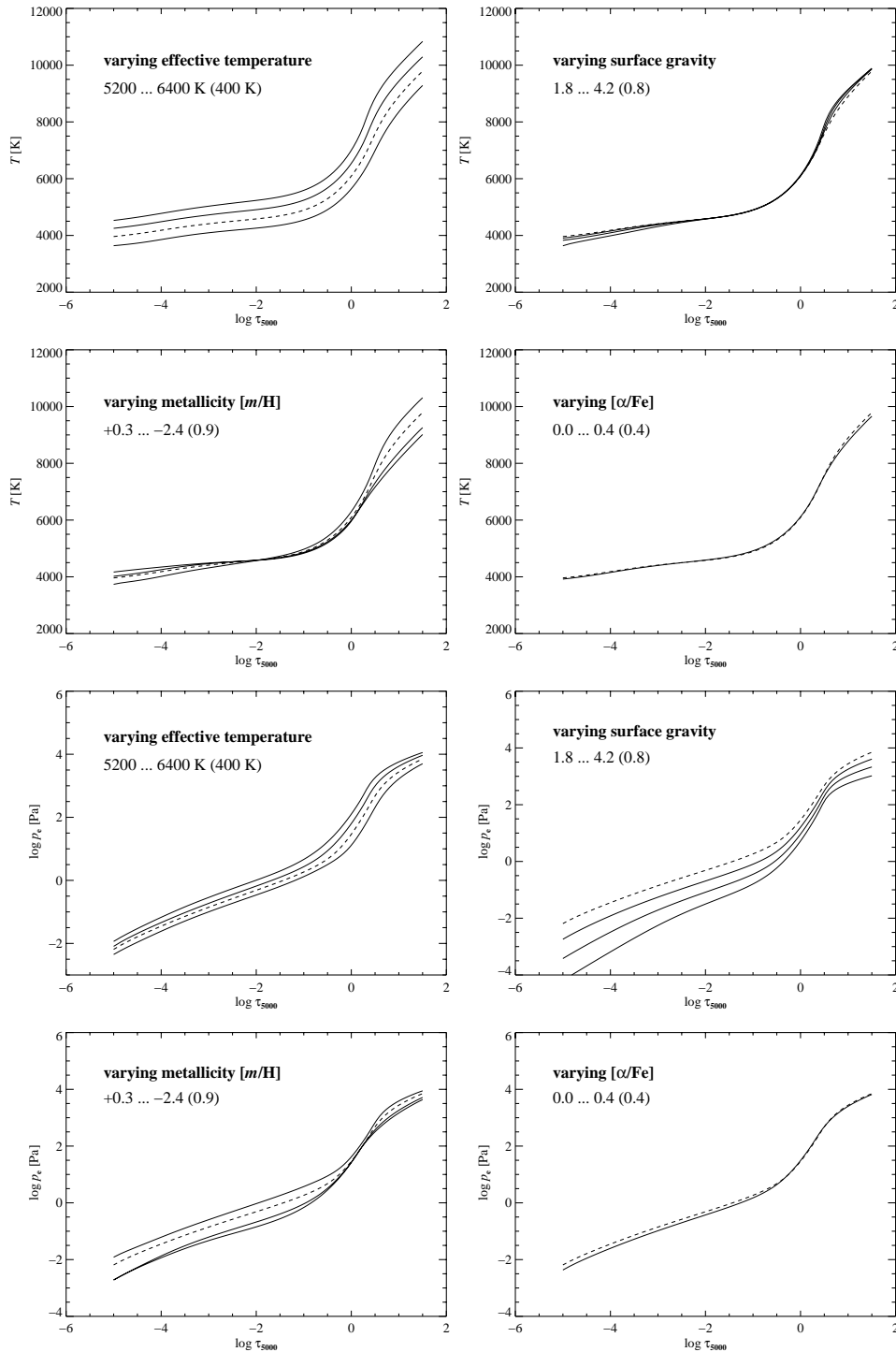


Abbildung 3.2: Veränderung der Temperatur und des Elektronendrucks unter Variation der fundamentalen Sternparameter T_{eff} , $\log g$, $[Fe/H]$ und $[\alpha/Fe]$. Das Grundmodell (gestrichelt) trägt den Parametersatz $T_{\text{eff}} = 5600$ K, $\log g = 4.2$, $[Fe/H] = -0.6$ und $[\alpha/Fe] = +0.4$. Aus den beiden Abbildungen, in denen die Metallizität variiert wird, kann man ersehen, dass die Veränderungen mit abnehmender Metallizität geringer werden. Unterhalb von $[Fe/H] = -2$ haben die Opazitäten der Metalllinien kaum noch einen Einfluss auf Temperatur- und Druckschichtung.

Böhm-Vitense (1975) beschreibt die Abhängigkeit von κ_{cont} über einen Potenzansatz in P_{gas} , integriert die hydrostatische Gleichung und erhält so $P_{\text{gas}} \propto Z^{-1/2} g^{1/2}$, so dass ionisierte Linien sowohl schwach auf den Metallgehalt als auch auf die Schwerebeschleunigung reagieren. Dieses Verhalten wird bei der Schwerebeschleunigungs-Bestimmung aus Ionisationsgleichgewichten ausgenutzt. An dieser Stelle sei noch die Linienquellfunktion S_ν^l (*line source function*) eingeführt:

$$S_\nu^l = \frac{\eta_\nu^l}{\kappa_\nu^l} = \frac{n_u A_{ul}}{n_l B_{lu} - n_u B_{ul}} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\frac{g_u n_l}{g_l n_u} - 1} \quad (3.4)$$

Hierbei sind n_u, n_l die Besetzungszahlen des oberen (*upper*) und unteren (*lower*) Niveaus (mit statistischen Gewichten g_u, g_l), und A_{ul}, B_{lu} und B_{ul} die Einsteinkoeffizienten für spontane Emission, Absorption und induzierte Emission. $S_\nu^l = B_\nu$ (Planckfunktion), wenn die Besetzung der Boltzmann-Statistik genügt.

3.2 Balmerlinientemperaturen

Balmerlinien sind früh als wichtiges Plasmadiagnostikum erkannt und als solches angewendet worden (z. B. Chamberlain & Aller 1951). Trotz des an und für sich einfachen Termschemas (die Übergangswahrscheinlichkeiten dieses Ein-elektronensystems lassen sich bekanntermaßen analytisch berechnen) sorgt die komplexe Verbreiterung durch Stoßwechselwirkung mit neutralen und geladenen Teilchen dafür, dass erst in den 1970er Jahren eine adäquate Modellierung dieser Linien im astrophysikalischen Kontext erzielt wurde. Wesentliche Bestandteile dieses Modells sind die Resonanz- oder Eigendruckverbreiterung durch Wechselwirkung mit anderen Wasserstoffatomen nach Ali & Griem (1965, 1966, im folgenden als A&G bezeichnet; vornehmlich bei H α relevant) und die Stark-Verbreiterung durch Wechselwirkung mit Ionen und Elektronen nach Vidal, Cooper & Smith (1973, im folgenden VCS). Die Grundzüge dieser Theorien werden hier beschrieben.

3.2.1 Ali & Griem + Vidal, Cooper & Smith – die etablierte Theorie

Im Feld anderer Ionen und Elektronen wird die $2n^2$ -fache Entartung der elektronischen Niveaus in der Wasserstoffhülle aufgehoben. Beim linearen Starkeffekt ist die damit verbundene Frequenzverstimmung proportional zum äußeren Feld. Hierbei sind die Beiträge der Elektronen und Ionen physikalisch zu unterscheiden: Zwar sind die Elektronen bei gegebener Temperatur wesentlich schneller als die typischen Vertreter der Ionen ($v \propto m^{-0.5}$), da aber die Dämpfung der Geschwindigkeit umgekehrt proportional ist, tragen sie nur im Innenbereich des resultierenden Profils signifikant bei. Die hohe Geschwindigkeit verlangt jedoch eine detaillierte dynamische Modellierung des Stoßvorgangs (Stoßdämpfungstheorie, *impact approximation*).

Die Ionen (vornehmlich Wasserstoffrümpfe = Protonen) dominieren hingegen den eigentlichen Flügelbereich und ihre Wechselwirkung mit dem Elektron kann

im Rahmen einer quasi-statischen Betrachtung des Feldes modelliert werden (quasi-statischer Grenzfall). Dieser Anteil der Wechselwirkung führt auf ein sogenanntes Holtsmarkprofil.

VCS waren die ersten, die diese beiden Grenzfälle in einer vereinheitlichten Theorie zusammenführten und somit die Berechnung des gesamten Profils ermöglichten.

Die Wechselwirkung mit anderen neutralen Teilchen (vornehmlich Wasserstoff) ist ebenfalls von nicht zu vernachlässigender Bedeutung für den Profilverlauf. Die Einbuße an Dämpfungseffizienz aufgrund von Neutralität wird durch die Häufigkeit von Wasserstoff ($n_{\text{H}}/n_e \sim 10^4$, in metallarmen Sternen noch größer) kompensiert. Die Möglichkeiten zur Wechselwirkung sind vielfältig: Stöße können in einem Anregungsaustausch resultieren (die eigentliche Resonanzverbreiterung), die abstoßende Wechselwirkung der Elektronen kann aber auch zur An- oder Abregung eines oder beider Elektronen in virtuelle Niveaus führen (dispersive Wechselwirkung). Dem führenden Term der zugehörigen Multipolentwicklung folgend ($\propto R^{-6}$) wird diese Wechselwirkung auch als van-der-Waals-Wechselwirkung bezeichnet. Sie wird uns als Verbreiterungsmechanismus für Metalllinien wiederbegegnen (s. Kap. 4.2.2).

A&G modellieren diese Neutralteilchenstöße im Rahmen einer modifizierten Stoßdämpfungstheorie (*modified impact theory*) über den führenden Term einer Multipolentwicklung. Dabei werden die dispersiven Wechselwirkungen (van-der-Waals-Kräfte) vernachlässigt.

3.2.2 Die Bedeutung der Konvektion

Ein weiterer die Balmerprofile beeinflussender Effekt muss besprochen werden: Da die (höheren) Balmerlinien im Mittel bei großen optischen Tiefen entstehen, reagieren sie empfindlich auf die angenommene Effizienz der Konvektion, die in diesen Schichten den Temperaturgradienten bestimmt. In Ermangelung einer geschlossenen physikalischen Theorie für turbulente Konvektion stellen die *Balmerprofile* also ein *Hilfsmittel zur Eichung der Konvektionseffizienz* dar. Dies hat u.a. Fuhrmann (1993) erkannt und konsequent umgesetzt: Sollen alle Balmerlinien dieselbe Temperatur liefern, so muss die Effizienz (der sog. Mischungsweg) im Rahmen der Konvektionstheorie nach Böhm-Vitense (1958) von $\alpha_{\text{konv}} = l/H_p = 1.5$ (l : Mischungsweglänge, freier Parameter der Konvektionstheorie, H_p : Druckskalenhöhe) auf ~ 0.5 herabgesetzt werden. Bei gleichzeitiger Reskalierung der Opazitätsverteilungsfunktionen (*opacity distribution functions*, ODFs) um -0.16 dex^1 ergibt $\text{H}\alpha$ im KPNO-Sonnenatlas $T_{\text{eff}} = 5750 \text{ K}$, $\text{H}\beta$ 5780 K (s. Seite 40ff). Der Auswertbarkeit höherer Balmerlinien sind wegen starker Metalllinienkontamination (bzw. Moleküle: G-Band) Grenzen gesetzt. Anhand von metallarmen Objekten (HD 140283, G 41-41), bei denen die Konvektionszone bis in kleinere optische Tiefen reicht, konnte gezeigt werden, dass

¹ Dies erweist sich als notwendig, da die von Kurucz (1993a) berechneten ODFs die hohe Blackwellsche Eisenhäufigkeit enthalten, wohingegen sich die niedrige, aus Fe II abgeleitete (z. B. Holweger 1990, $\log \varepsilon(\text{Fe}) = 7.50$ (meteoritisch, Grevesse & Sauval 1998) oder darunter, z. B. Schnabel *et al.* 1999, Asplund *et al.* 2000c) als realistischer herausgestellt hat.

die Herabsetzung des Mischungsweges für die Konkordanz zwingend notwendig ist.

Mittlerweile umfasst das Beobachtungsensemble über 200 Sterne, die bis auf wenige Ausnahmen (Doppelsterne) die niedrige Konvektionseffizienz bestätigen. Andere Wissenschaftler (van't Veer-Menneret & Mégessier 1996) kommen unabhängig voneinander zu demselben Ergebnis. Ludwig *et al.* (1999) eichen die Mischungswegtheorie an 2D-strahlungshydrodynamischen Rechnungen und sehen Evidenz für eine sternparameterabhängige Variation der Konvektionseffizienz. Auch Gardiner *et al.* (1999) untersuchen Balmerlinientemperaturen als Funktion von α_{konv} . Allerdings zeigen sie ein gewisses Unverständnis für das Konzept der Effektivtemperatur, wenn sie im *Abstract* schreiben: “We find that the results from the H_α and H_β lines are different, as expected, due to the differing levels [depth] of formation.”

Dessen ungeachtet gibt es Wissenschaftler (z. B. Drake & Laming 1995), die es für nicht legitim halten, allein aufgrund von Balmerlinien einen so wesentlichen Parameter wie die Konvektionseffizienz derart zu verändern, dass die resultierende Temperaturschichtung (T - τ -Relation) im Widerspruch zur empirischen Schichtung von Holweger & Müller (1974) steht². Bernkopf (1998) hat hingegen gezeigt, dass im Rahmen einer verfeinerten Konvektionstheorie (Canuto & Mazzitelli 1992) ein *einzig*er Mischungswegparameter ($\alpha_{\text{CM}} = 0.8$) sowohl dem Sternaufbau als auch den Bedingungen der Balmerprofilanpassung genügt.

Um ein Gefühl für die Genauigkeit der Effektivtemperaturen, die im Kühlsternbereich erzielbar sind, zu erhalten, vergleichen wir in Tabelle 3.2.2 die Balmerlinientemperaturen dieser Arbeit mit denjenigen, die mittels Infrarotflussmethode (IRFM) nach Alonso *et al.* (1996) bestimmt wurden. Bei der IRFM handelt es sich um eine „semi-direkte“ Methode zur Bestimmung von Effektivtemperaturen, die den Quotienten $R_{\text{obs}} = F_{\text{bol}}/F(\lambda_{\text{IR}})$ misst und mit dem Quotienten $\sigma T_{\text{eff}}/F_{\text{mod}}(\lambda_{\text{IR}}, T_{\text{eff}}, \log g, [\text{Fe}/\text{H}])$ vergleicht. F_{mod} ist hierbei der im Rahmen von Modellatmosphären bestimmbare Infrarot-Kontinuumsfluss bei λ_{IR} als Funktion der fundamentalen Sternparameter, der durch Gebundenfrei- und Frei-frei-Übergänge des H^- -Ions dominiert wird. R_{obs} ist dabei nur schwach von $\log g$ und $[\text{Fe}/\text{H}]$ abhängig: Zwischen 5000 K und 7500 K zieht eine $\log g$ -Variation von 0.5 dex ($[\text{Fe}/\text{H}]$ -Variation von 0.3 dex) eine Effektivtemperatur-Änderung von 0.1 % (0.15 %) nach sich.

Für zwei unabhängige Methoden ist die Übereinstimmung bemerkenswert. Lediglich HD 140283 fällt etwas heraus, hier wie bei HD 84937 ergäbe die Berücksichtigung der interstellaren Rötung höhere IRFM-Temperaturen.

Die Temperaturen nach Alonso *et al.* stimmen zumeist gut mit den IRFM-Temperaturen anderer Autoren überein: Bei 18 gemeinsamen Sternen ergibt sich gegenüber der klassischen Arbeit von Saxner & Hammarbäck (1985) ein insignifikanter Offset von (5 ± 63) K, gegenüber Bell & Gustafsson (1989) (-49 ± 75) K (13 Sterne, Bell & Gustafssons Temperaturen sind die höheren). In Be-

² Genau genommen steht die Schichtung mit $\alpha_{\text{BV}} = 0.5$ nicht im Widerspruch zur empirischen, aus der Mitte-Rand-Variation von Linien und des Kontinuums bestimmten Schichtung nach Holweger & Müller (1974), da Linien und Kontinuum zu weit außen entstehen, um Aussagen über die von der Konvektion beeinflussten Tiefen ($\tau_{\text{Ross}} > 2$) zuzulassen. Holwegers (1967) Schichtung ist also für $\log \tau_{\text{Ross}} > 0.3$ eine theoretische (de Jager 1959).

Tabelle 3.1: Vergleich der Effektivtemperaturen nach Alonso *et al.* (1996) mit den im Rahmen dieser Arbeit abgeleiteten Balmerprofiltemperaturen. Für alle Sterne wurde von Alonso *et al.* $A_V=0$ angenommen, die rein spektroskopischen Effektivtemperaturen sind rötungsunabhängig. Der numerische Vergleich ergibt $\Delta T_{\text{eff}}(\text{IRFM} - \text{Balmer}) = (-14 \pm 62)$ K.

Objekt	$T_{\text{eff}}(\text{IRFM})$ [K]	$T_{\text{eff}}(\text{Balmer})$ [K]
Die Sonne	5763 ± 90	5765 ± 40
Procyon	6579 ± 100	6508 ± 60
HD 103095	5029 ± 65	5070 ± 70
HD 19445	6050 ± 109	6032 ± 60
HD 140283	5691 ± 69	5806 ± 60
HD 84937	6330 ± 83	6346 ± 60

zug auf Magain (1987) (11 gemeinsame, metallarme Sterne) ist der Offset mit (112 ± 56) K deutlicher. Da die Flusskalibration sehr ähnlich ist, wird der Unterschied den zugrundegelegten Modellatmosphären zugeschrieben. Demnach scheint der Einfluss der Modellannahmen wohl doch nicht vernachlässigbar zu sein.

3.2.3 Stehlé +Barklem, Piskunov & O’Mara

An obigen Theorien sind seit den 1980er Jahren Modifikationen angebracht worden, die den Bedingungen in Sternatmosphären besser Rechnung tragen sollen: Stehlé (1994) hat die Starkverbreiterungstheorie im Rahmen einer *Model Microfield Method* modelliert, die auf Frisch & Brissaud (1971) zurückgeht. Die Mikrofelder der Elektronen und Ionen werden dabei über Verteilungsfunktionen beschrieben und statistisch variiert. Allerdings wirken sich die Veränderungen gegenüber VCS nur im Kernbereich der Linienprofile aus ($\Delta\lambda < 0.3 \text{ \AA}$, vergleiche Stehlé *et al.* 1983), die so weit außen in der Atmosphäre entstehen, dass sie bestenfalls im Rahmen von photosphärischen Modellen mit expliziter Berücksichtigung eines chromosphärischen Temperaturwiederanstiegs beschrieben werden können (z. B. VALIII: Vernazza *et al.* 1981).

Barklem, Piskunov & O’Mara (2000a, im Folgenden als BPO bezeichnet) geben die Multipolentwicklung in der Eigendruckverbreiterungsberechnung auf und berücksichtigen zusätzlich die dispersiven Wechselwirkungen (s.o.). Im Vergleich mit der Resonanzverbreiterungstheorie nach A&G werden für $[m/H] = -2$ T_{eff} -Veränderungen von bis zu -400 K vorhergesagt! Zwecks Konkordanz zwischen $H\alpha$ und den höheren Balmerlinien muss auch im Rahmen dieser Theorie die Konvektionseffizienz auf $\alpha_{\text{konv}} = 0.5$ herabgesetzt werden (BPO 2000b).

Die Folgepublikation (Barklem *et al.* 2002) zeigt, dass die tatsächlichen Unterschiede zwischen alter und neuer Theorie überschätzt worden sind. Für die metallarmen Eichsterne ergibt sich in Verbindung mit der Starkverbreiterung nach Stehlé & Hutcheon (1999) und den Atmosphären der Uppsala-Gruppe (MARCS, Asplund *et al.* 1997) aus $H\alpha$ und $H\beta$ (publizierte Werte):

HD 19445 (metallarme Hauptreihe):	$T_{\text{eff}}^{\text{BPO}} = (5830 \pm 100) \text{ K},$
HD 84937 (metallarmer Turnoff) ³ :	$T_{\text{eff}}^{\text{BPO}} = (6290 \pm 100) \text{ K},$
HD 140283 (metallarmer Unterriesenast):	$T_{\text{eff}}^{\text{BPO}} = (5640 \pm 120) \text{ K}.$

Selbst diese Korrekturen sind noch zu groß: Eine Implementierung der BPO-Theorie in Zusammenarbeit mit Mashonkina (private Mitteilung), in der weitere Modellunterschiede (Modellatmosphären, Starkverbreiterungstheorie, Methoden des Profilvergleichs) das Gesamtbild nicht verschleiern, zeigt, dass insbesondere die *Nichtberücksichtigung eines Nullpunktproblems* zu den zitierten Temperaturunterschieden führt. Wohingegen nämlich die Theorie nach A&G (in Verbindung mit den MAFAGS-Modellatmosphären und der VCS-Starkverbreiterung) die Effektivtemperatur der Sonne im Rahmen der Fehlergrenzen bestätigt,

$$T_{\text{eff}}(\text{H}\alpha) = (5750 \pm 50) \text{ K}, T_{\text{eff}}(\text{H}\beta) = (5780 \pm 50) \text{ K} \Rightarrow T_{\text{eff}} = (5765 \pm 40) \text{ K},$$

ergibt die Anpassung unter Einbeziehung der BPO-Theorie $T_{\text{eff}} = (5685 \pm 40) \text{ K}$ (s. Abbildungen 3.3–3.6). Die in Barklem *et al.* (2002) zitierten 5730 K für die Sonne sind das Ergebnis einer inadäquaten Anpassungsprozedur (ungewichtete χ^2 -Analyse mittels ausgewählter Kontinuumsfenster), die das Unterschneiden des beobachteten Profils und – im Vergleich mit der im Rahmen dieser Arbeit zur Anwendung gebrachten Methode – höhere Effektivtemperaturen zur Folge hat.

Um diesem Nullpunktproblem – zumindest in erster Näherung – Rechnung zu tragen, muss die Differenz zur bekannten Sonnen-Effektivtemperatur Linie für Linie zu den stellaren, aus den Profilvergleichen bestimmten Werten hinzuaddiert werden, so dass sich folgende Werte für die oben diskutierten Sterne ergeben (Mittelwerte aus H α und H β) :

HD 19445 (metallarme Hauptreihe):	$T_{\text{eff}}^{\text{BPO, korr}} = 5930 \text{ K},$
HD 84937 (metallarmer Turnoff):	$T_{\text{eff}}^{\text{BPO, korr}} = 6350 \text{ K},$
HD 140283 (metallarmer Unterriesenast):	$T_{\text{eff}}^{\text{BPO, korr}} = 5720 \text{ K}.$

Diese Werte sind mit den Temperaturen zu vergleichen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit unter Verwendung der Resonanzverbreiterung nach A&G abgeleitet worden sind:

HD 19445 (metallarme Hauptreihe):	$T_{\text{eff}}^{\text{A\&G}} = 6030 \text{ K},$
HD 84937 (metallarmer Turnoff):	$T_{\text{eff}}^{\text{A\&G}} = 6350 \text{ K},$
HD 140283 (metallarmer Unterriesenast):	$T_{\text{eff}}^{\text{A\&G}} = 5810 \text{ K}.$

Bei Berücksichtigung des Nullpunkts spielen die Unterschiede also lediglich in einem Effektivtemperatur-Fenster zwischen 5700 K und 6000 K eine merkliche Rolle, da die BPO-Theorie hier die größten Effekte vorhersagt; am Turnoff verschwinden sie komplett und beeinträchtigen die Genauigkeit von Altersbestimmungen mittels Turnoffsternen somit nicht.

³ Dieser Wert wurde in Zusammenarbeit mit Paul Barklem bei einem Besuch in Uppsala/Schweden im Juni 2001 anhand des FOCES-Spektrums abgeleitet.

Damit nicht genug: Im Gegensatz zu metallreichen Sternen, wo sich zwar die abgeleiteten Temperaturen ändern, nicht aber die Profilverläufe (vgl. Abbildungen der solaren Anpassungen), erzeugt die BPO-Theorie in metallarmen Sternen auch eine *Profiländerung*. Mit der Elektronendichte nimmt nämlich in metallarmen Sternen die Bedeutung der Starkverbreiterung ($\kappa_{\nu}^l \propto \Delta\lambda^{-5/2}$, Holtsmark-Profil) ab und damit die relative Bedeutung der Resonanzverbreiterung zu. Die größeren Halbwertsbreiten, wie sie BPO in der Stoßdämpfungsnahe vorhersagen, führen dabei zu einem Profil, dessen Resonanzverbreiterungsanteil ($\kappa_{\nu}^l \propto \Delta\lambda^{-2}$, Lorentz-Profil) stärker ist als bei A&G. Im Vergleich mit der Beobachtung stellt man fest, dass insbesondere für HD 19445 und HD 140283, die beide in das kritische Effektivtemperatur-Fenster (s.o.) fallen, der theoretische Profilverlauf dem beobachteten schlechter folgt als mittels der A&G-Theorie. Rektifizierungsprobleme können als Ursache ausgeschlossen werden (vgl. Kapitel 2). Diesen Sachverhalt verdeutlichen die Abbildungen 3.7 und 3.8.

Alles in allem ist die verfeinerte Theorie nach BPO also mit Skepsis und Vorsicht zu genießen. Allein die Tatsache, dass die solare Effektivtemperatur nicht reproduziert wird, spricht gegen die Benutzung dieser Theorie, jedenfalls im Rahmen von 1D-Modellen mit Konvektion im Mischungswegansatz. Es muss sich noch erweisen, ob diese Theorie z. B. im Rahmen von hydrodynamischen Atmosphärenmodellen der etablierten vorzuziehen ist.

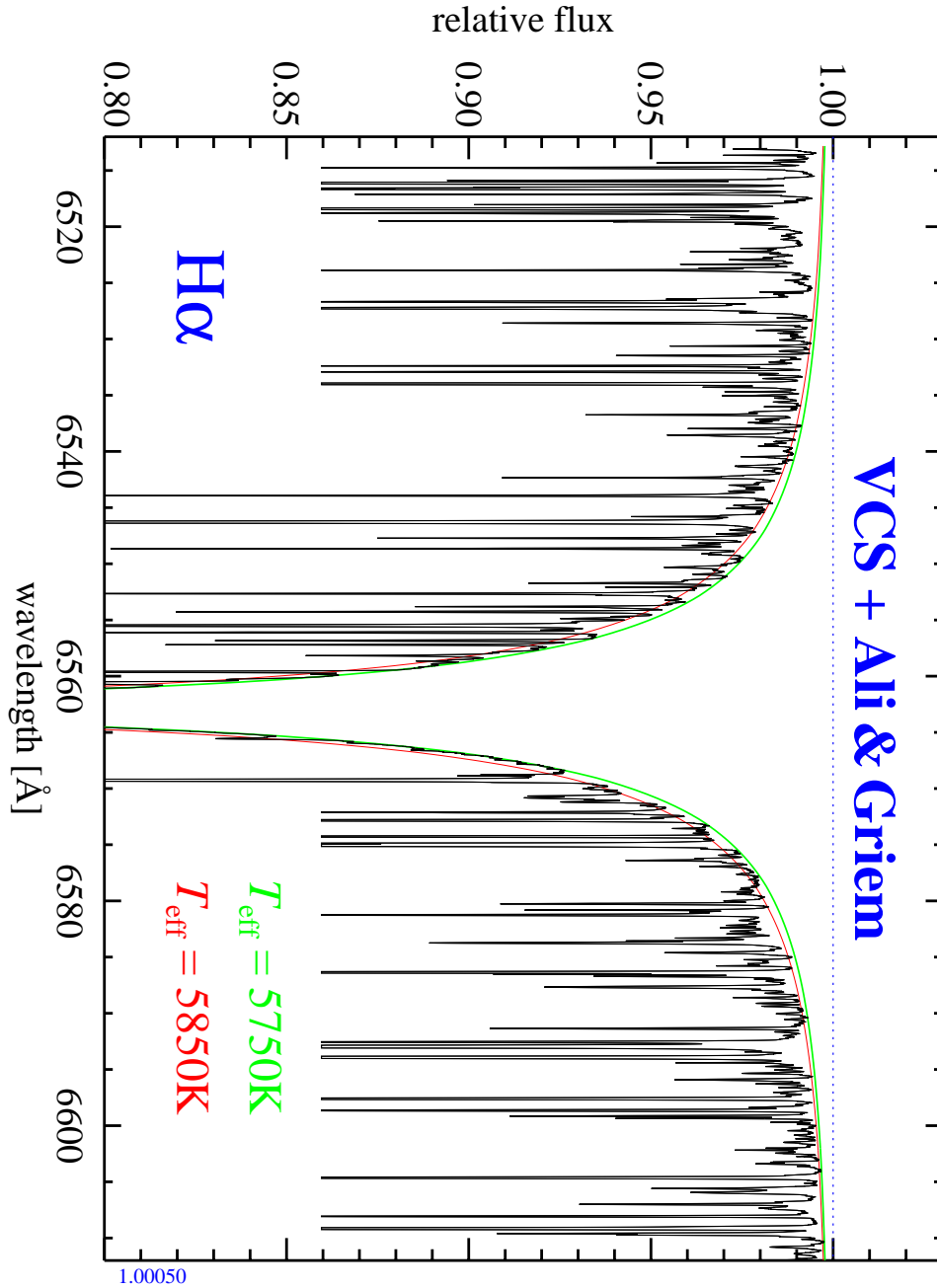


Abbildung 3.3: Temperaturbestimmung anhand des Kitt-Peak-Sonnenatlas ($R=400\,000$, $S/N \sim 3000$, Kurucz *et al.* 1984). Bei H α steht eine ausreichende Anzahl von Hochpunkten zur *a*) Kontinuumsbestimmung im äußeren Flügel ($\Delta\lambda > 40\text{ \AA}$) und *b*) Temperaturbestimmung ($\Delta\lambda \leq 20\text{ \AA}$) zur Verfügung.

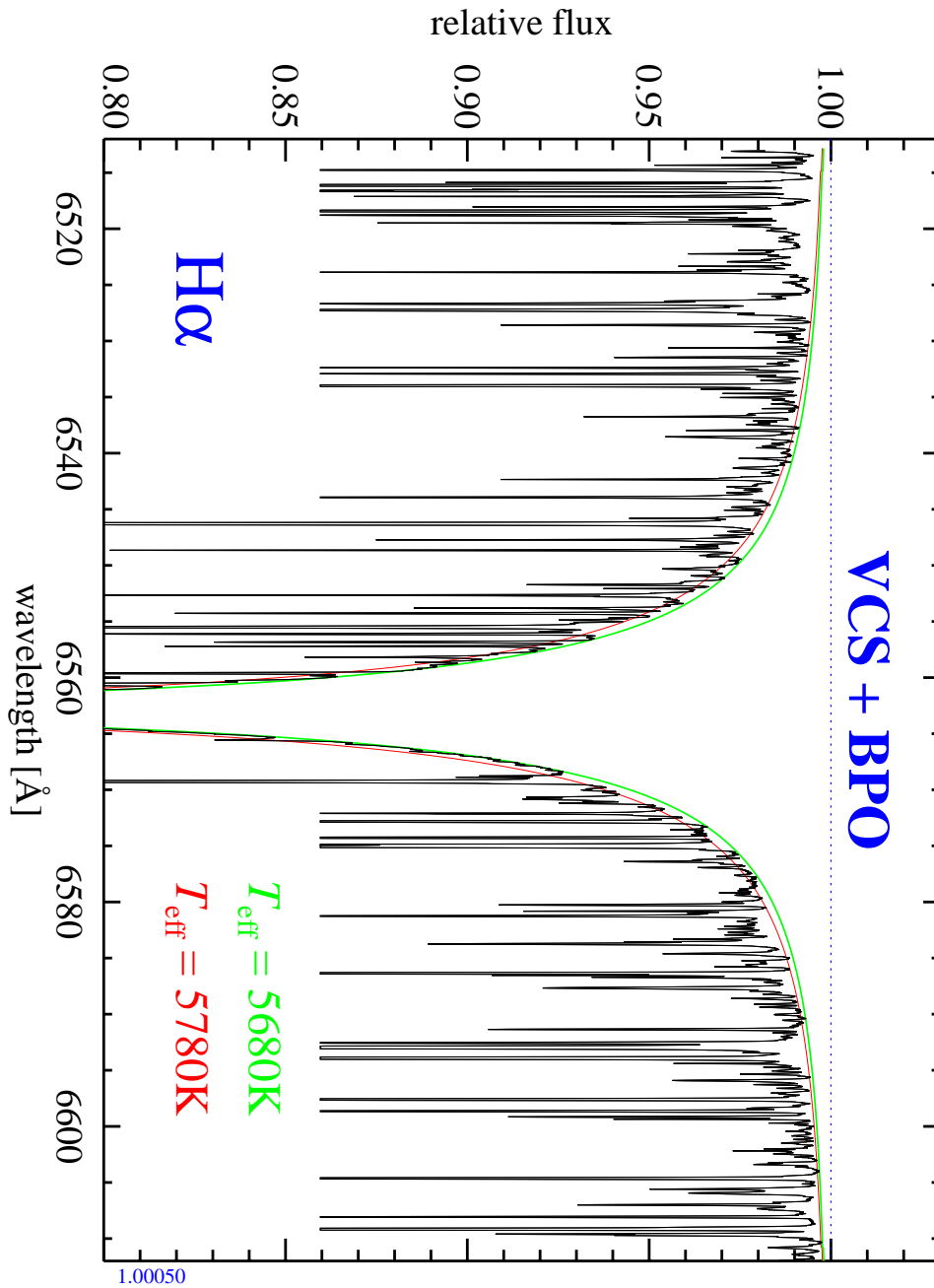


Abbildung 3.4: H α nach VCS und BPO. Es wurde bewusst *dieselbe Anpassung* wie in Abb. 3.3 vorgenommen, die Profilverläufe sind identisch. Die BPO-Theorie sagt eine um 97 K zu niedrige Temperatur für die Sonne voraus. Im Rahmen von differentiellen Sternanalysen muss dieser Wert zu den abgeleiteten H α -Temperaturen addiert werden.

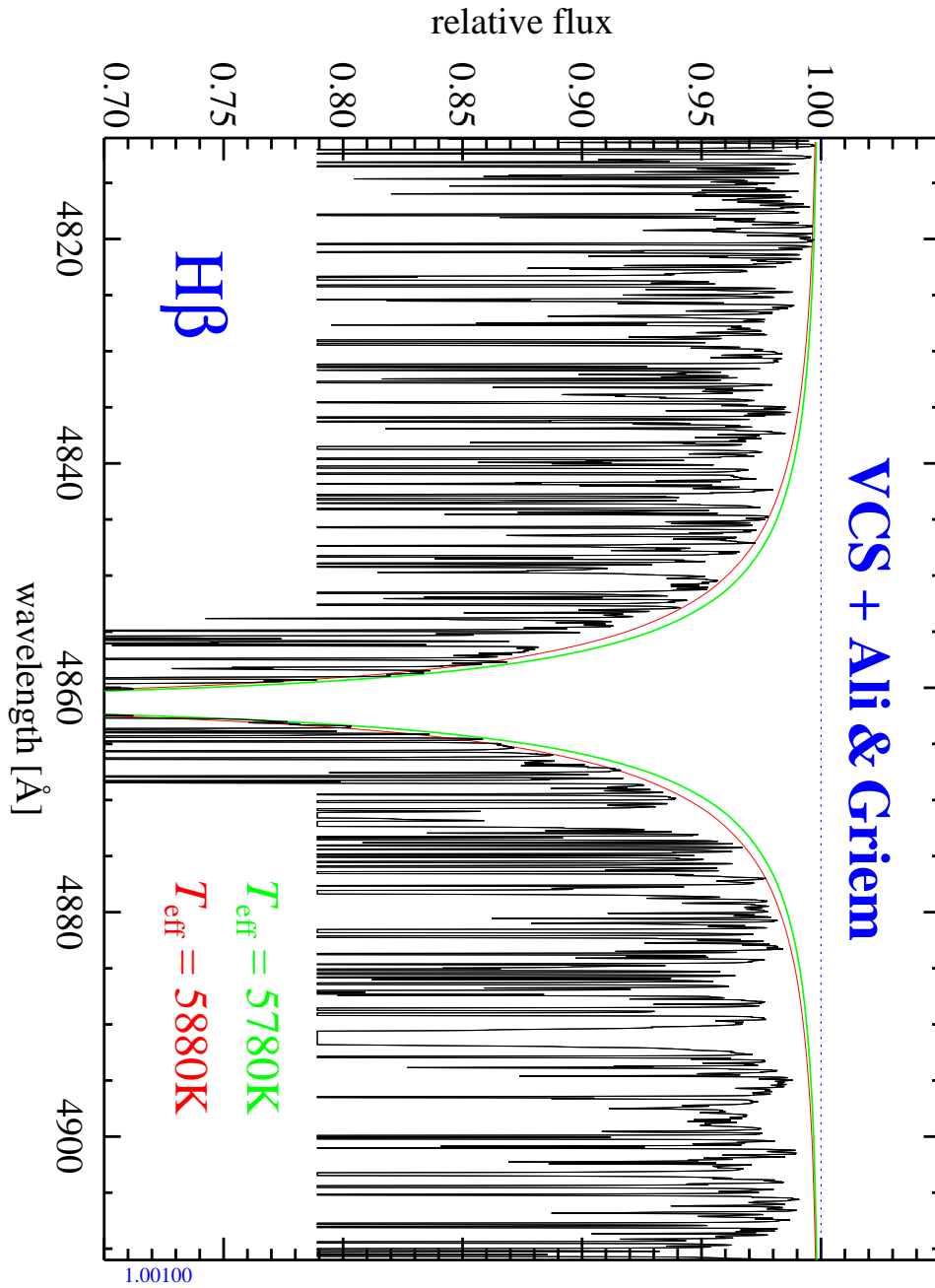


Abbildung 3.5: Bei H β ist man zwecks Kontinuumsdefinition auf einen Hochpunkt bei 4820 \AA limitiert, die Temperatur wird durch Anschmiegern des theoretischen Profils an das beobachtete bis hinab zu relativen Flusswerten von ~ 0.7 bestimmt.

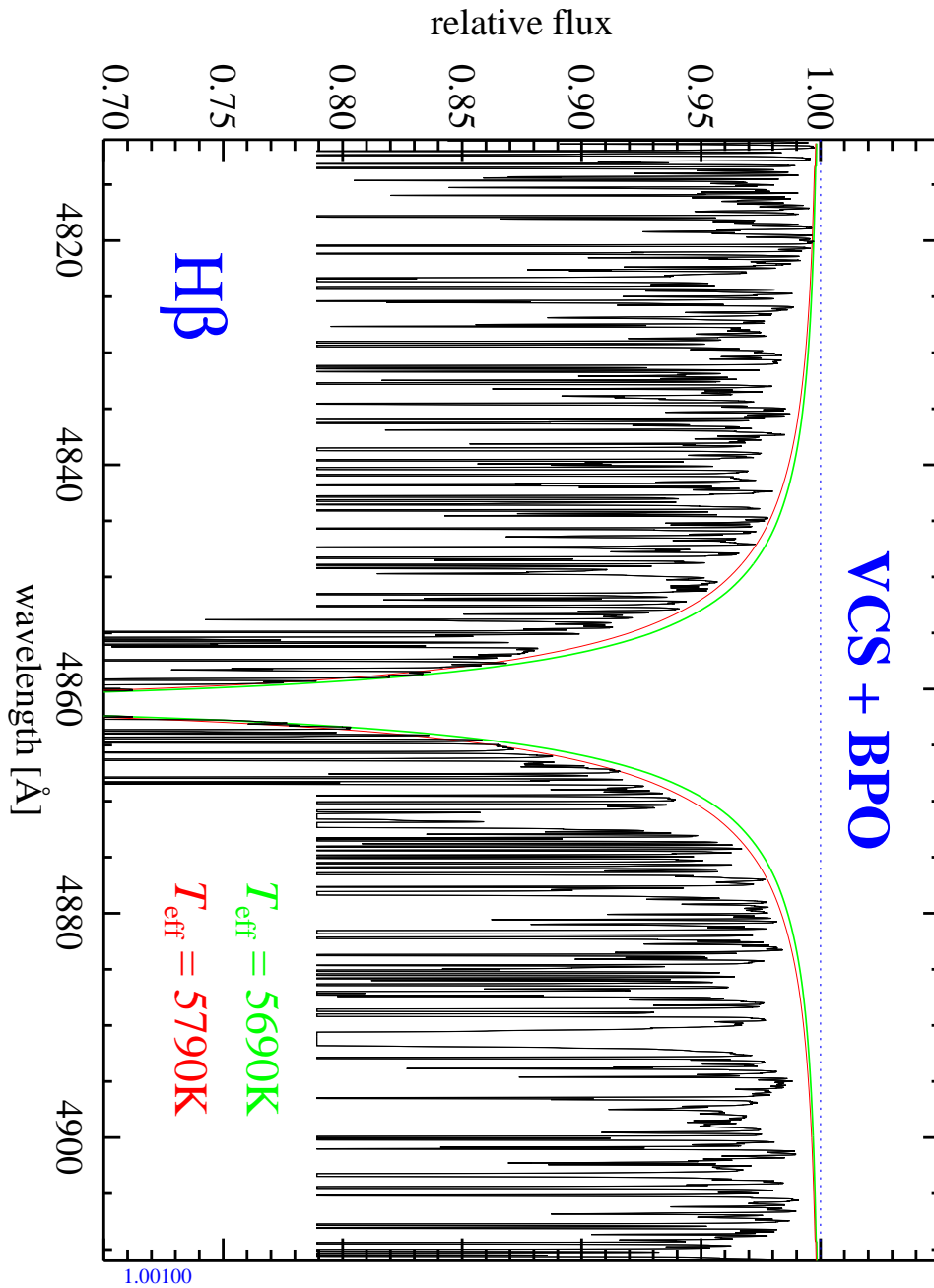


Abbildung 3.6: H β nach VCS und BPO. Im Vergleich mit Abb. 3.5 sieht man, dass die Profilverläufe, wie schon bei H α , identisch sind. Lediglich die abgeleitete Effektivtemperatur ist mit 5690 K signifikant (87 K) unter dem akzeptierten Wert.

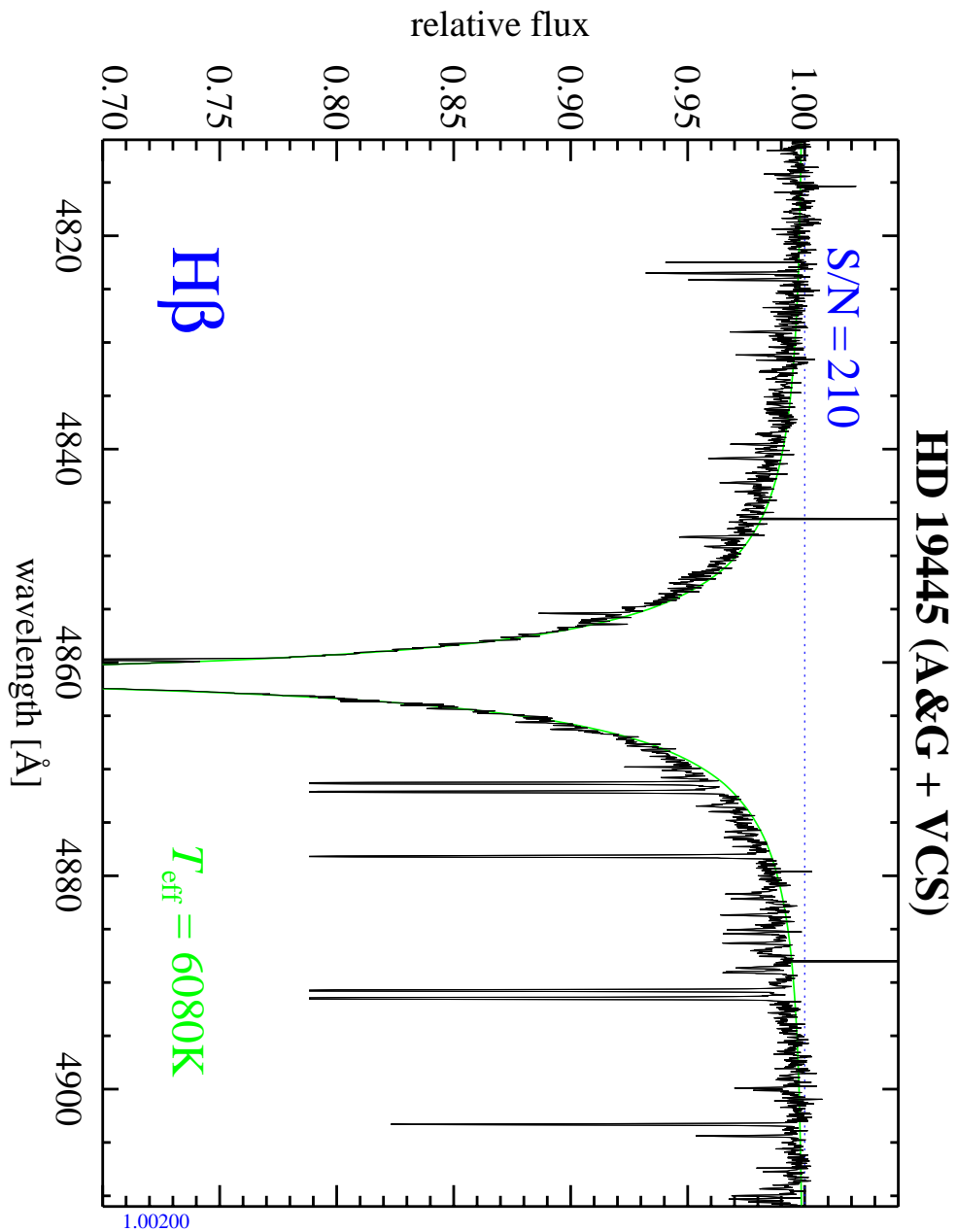


Abbildung 3.7: Bestmögliche Anpassung des theoretischen H β -Profils nach A&G und VCS für HD 19445. Die adäquate Modellierung ist für den gesamten abgebildeten Bereich gewährleistet (vgl. laufenden Text). Metalllinien sind nicht synthetisiert worden, ihre Stärke und Dichte sind aber in diesem metallarmen Stern bei weitem nicht groß genug, um das Balmerprofil global zu verändern. Der theoretische Profilverlauf folgt dem beobachteten über den gesamten Bereich. Eine höhere Effektivtemperatur würde Unterschneidung des beobachteten Profils im Kernbereich mit sich bringen.

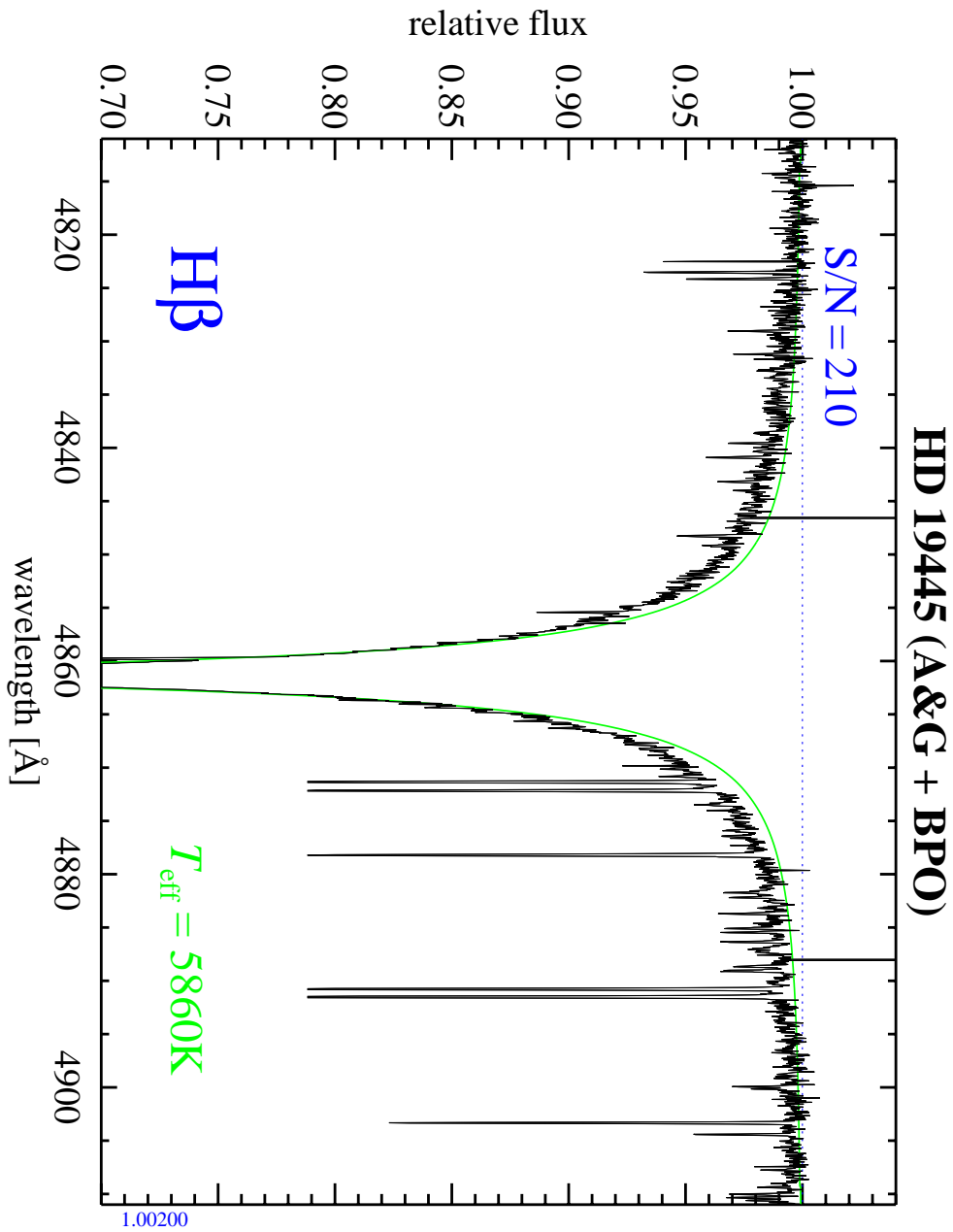


Abbildung 3.8: Bestmögliche Anpassung des theoretischen H β -Profils nach BPO und VCS für HD 19445 (vgl. vorhergehende Abbildung). Die Anpassung wurde so vorgenommen, dass das theoretische Profil das beobachtete nicht stärker unterschneidet, als es das S/N zulässt. Eine höhere Effektivtemperatur würde zwar zu einer besseren Übereinstimmung zwischen 0.9 und 1.0 im relativen Fluss führen, sie hätte aber eine Unterschneidung unterhalb von 0.85 zur Folge (nur eine χ^2 -Analyse erlaubt ein höheres T_{eff}). Es wird deutlich, dass der theoretische *Profilverlauf* nicht zur Beobachtung passt. Zu der abgeleiteten Temperatur sind 90 K hinzuzuzaddieren (Nullpunktsdiskrepanz). Im Mittel mit H α (um 100 K korrigiert) ergibt sich so $T_{\text{eff}} = 5930\text{K}$.

4. Eisen im non-LTE

Eines der wenigen Elemente, das eine ausreichende Linienanzahl und -stärke *zweier* Ionisationsstufen mit umfangreichen atomphysikalischen Datensätzen verbindet, ist *Eisen*. Zwar haben auch andere Elemente der Eisengruppe ähnlich komplexe Termschemata mit entsprechend zahlreichen Übergängen (so z. B. Titan); die geringere Häufigkeit in solarer Mischung ($\log \varepsilon(\text{Ti}) = 4.94$ gegenüber $\log \varepsilon(\text{Fe}) = 7.50$, Grevesse & Sauval 1998) sowie ein lückenhafter Datensatz (insbesondere die Photoionisation betreffend) sprechen bei der hier anvisierten Zielsetzung aber gegen die Benutzung dieses Elements. Bei anderen Elementen ist die Situation noch unbefriedigender.

4.1 Alternativen: Ca I/II

Es wurde untersucht, ob es Alternativen zu Mg Ib gibt, Linien also, die selbst bei $[\text{Fe}/\text{H}] < -2.5$ noch so starke Dämpfungsflügel zeigen, dass aus ihnen die Schwerebeschleunigung bestimmt werden kann. Das Spektrum von G64-12 ($[\text{Fe}/\text{H}] \sim -3$) lieferte hier wichtige Anhaltspunkte.

Die Wahl fiel auf Kalzium ($\chi_{\text{CaI}} = 6.11$ eV, $\log \varepsilon(\text{Ca})_{\odot} = 6.36$). Mit einer Elektronenkonfiguration $[\text{Ar}] 4s^2$ weist Ca I ein vergleichsweise simples Termschema auf, als Einelektronensystem ist Ca II prinzipiell noch einfacher zu rechnen. Daraus sollte man jedoch nicht unbedingt schließen, dass Kalzium im astrophysikalischen Kontext einfach zu modellieren sei (Polarisierungseffekte).

Die Resonanzlinie von Ca I bei 4226 \AA ($4s^2 \ ^1\text{S} - 4s(2\text{S})4p \ ^1\text{P}^{\circ}$) profitiert in Halosternen wie die Mg Ib-Linien von der α -Element-Überhäufigkeit. Ihre Stärke und Empfindlichkeit übersteigen die der Mg Ib-Linien allerdings nicht, so dass eine Benutzung als „starke Linie“ bei geringeren Metallizitäten ausscheidet.

Ein Alternativansatz in Sachen Ionisationsgleichgewicht wurde mit Kalzium ebenfalls getestet: Auch die Resonanzlinien von Ca II befinden sich im optischen Spektralbereich, ein Umstand, der einmalig und prinzipiell von Vorteil ist, wenn es um die Analyse der metallärmsten Sterne geht. Als problematisch erweist sich aber die enorme Stärke der solaren Ca II-Linien H & K (3934 \AA und 3968 \AA , $3p^6(1\text{S})4s \ ^2\text{S} - 3p^6(1\text{S})4p \ ^2\text{P}^{\circ}$), die sich bei der vorhandenen Liniendichte im Blauen ähnlich schlecht anpassen lassen wie die höheren Balmerlinien. Hinzu kämen bei der Anwendung dieser Linien auf stellare Spektren Probleme durch Kontamination mit interstellaren Beiträgen. Es wurde daher erwogen, auf die ebenfalls starken Linien des Ca-Infrarot-Tripletts ($8498/8542/8662 \text{ \AA}$, $3p^6(1\text{S})3d \ ^2\text{D} - 3p^6(1\text{S})4p \ ^2\text{P}^{\circ}$) auszuweichen, das vielfach für statistische Aussagen über den Metallgehalt von Sternpopulationen aus Spektren geringer Auflösung herangezogen wird (CaT-Index, vgl. Idiart *et al.* 1997)¹. Aber auch diese Linien

¹ Bei diesem Vorgehen wird der *waghalsige* Versuch unternommen, aus dem α -Element Ca eine Metallhäufigkeit im Sinne von $[\text{Fe}/\text{H}]$ abzuleiten. Als Mindestanforderung für kosmochemische Aussagen sollte man jedoch ein Eisengruppen- *und* ein α -Element beobachten.

haben ihre spezifischen Probleme: Sie sind chromosphärisch beeinflusst und scheinen – trotz der Tatsache, dass Ca II Hauptionisationsstufe ist – in metallarmen Sternen nicht unerheblich vom non-LTE betroffen zu sein: Rechnungen durch Shimansky und Sakhbullin (Shimansky 2000, private Mitteilung) zeigen für metallarme Sterne deutliche Abweichungen vom LTE und sind in der Lage, diese Linien mit plausiblen Häufigkeiten z. B. in HD 84937 wiederzugeben. Eigene Rechnungen, die in Zusammenarbeit mit Norbert Przybilla an der Universitäts-Sternwarte durchgeführt wurden, konnten die starken non-LTE-Effekte in den Ca II-Infrarotlinien nicht bestätigen, zeigten aber im Vergleich mit den Eichsternspektren, dass die LTE-nahen Anpassungen die Linienkerne nicht wiedergeben können. Ca I zeigte hingegen signifikante non-LTE-Effekte und erwies sich (wie auch Eisen) als photoionisationsdominiertes Ion. Eine finale Eichung der Wasserstoffstoßraten, wie sie zur quantitativen Abschätzung der non-LTE-Effekte unerlässlich ist, wurde auf einen späteren Zeitpunkt verschoben.

4.2 Eisen I/II

Eisen ($[\text{Ar}] 4s^2 3d^6 \ ^5\text{D}$, $\chi_{\text{FeI}} = 7.87 \text{ eV}$) ist nach Kohlenstoff, Stickstoff und den α -Elementen Sauerstoff, Neon, Magnesium und Silizium mit $\log \epsilon(\text{Fe})_{\odot} \sim 7.50$ das siebthäufigste Metall im Sonnensystem. Der Grund für eine derart hohe Häufigkeit bei großer Massenzahl ($A = 56$) ist die unmittelbare Nähe zum Maximum in der Bindungsenergie pro Nukleon, das bei Nickel-62 erreicht wird (Shurtleff & Derringh 1989). Da es keinen effizienten Fusionskanal zu ^{62}Ni gibt, stellt ^{56}Fe das Ende der thermonuklearen Fusionskette in Sternen dar.

Eisen kommt in der Modellierung von Kühlsternatmosphären insofern eine besondere Bedeutung zu, als dieses Element die Linienabsorption im nahen UV dominiert; weder eines der oben erwähnten häufigeren Elemente noch Wasserstoff hat einen so großen Einfluss auf das *line blanketing* im nahen UV und damit auf die Temperaturschichtung sonnenähnlicher Sterne. Gehren *et al.* (1991) beziffern diesen Anteil auf ca. 50 %. Es ist somit naheliegend, das Problem der „fehlenden UV-Opazität“ (*missing opacity problem*), wie es die Sonne zeigt, mit einem Linient Teppich schwacher Eisenlinien in Verbindung zu bringen. In der Tat glaubte Kurucz (1992), durch die Hinzunahme von nahezu 800 000 berechneten Eisenlinien, dieses Problem gelöst zu haben. Wie sich im Nachhinein herausstellt, ist deren Effekt nur groß genug, wenn die solare Eisenhäufigkeit den hohen („Blackwellschen“) Wert von $\log \epsilon(\text{Fe}) = 7.67$ besitzt, was heute praktisch ausgeschlossen wird.

Eisen bietet sich demnach in mehrererlei Hinsicht als „strategisches“ Element zur Analyse von Kühlsternspektren an: Mit seiner Analyse bestimmt man gleichzeitig – ggf. durch wechselseitige Iteration – $[\text{Fe}/\text{H}]$ und eine adäquate Temperaturschichtung für die Modellierung anderer Elemente.

Nicht erst seit den Arbeiten von Fuhrmann (F98/2000, s. Kapitel 1.3.2) wird vermutet, dass Anregung und Ionisation von Fe I nicht der Saha-Boltzmann-Statistik folgen. Bereits in den 1970er Jahren gab es eine Serie von Publikationen (Lites 1972, Athay & Lites 1972, Lites & Cowley 1974), die sich mit einer den detaillierten atomaren Prozessen Rechnung tragenden, „kinetischen“

Tabelle 4.1: Komplexität der FeI-Modellatome verschiedener Studien. Neben der Anzahl der berücksichtigten Niveaus (l : Feinstruktur-Niveaus, t : Terme ohne FS-Aufspaltung) ist die Anzahl der berücksichtigten Gebunden-gebunden-Übergänge (*bound-bound*, bb) und die Energie des höchsten berücksichtigten Niveaus (Terms) angegeben.

Modellatom nach	Niveaus	$n(bb)$	E_{up} [eV]
Athay & Lites (1972)	15 t	13	4.30
Thévenin & Idiart (1999)	256 l	2217	6.48
Gratton <i>et al.</i> (1999)	50 (+ 9) l	84	6.88 (7.77)
Gehren <i>et al.</i> (2001a)	236 t	4084	7.79
Shchukina & Trujillo Bueno (2001)	225 l	330	~ 7.8

Theorie für die Linienentstehung von Eisen beschäftigten. In den 1980er Jahren waren es Steenbock (1985) und Boyarchuk *et al.* (1985), die ebenfalls signifikante Abweichungen vom LTE fanden. Alle diese Studien waren sowohl durch die Verfügbarkeit und Genauigkeit der eingehenden Physik (Übergangswahrscheinlichkeiten, Anzahl der bekannten Energieniveaus, Photoionisationsquerschnitte etc.) als auch durch das rechentechnisch machbare limitiert (vgl. Tabelle 4.1). Moderne Zeiten brachen mit der Analyse durch Takeda (1991) an, der zum erstmalig ALI-Operatoren zur Lösung des non-LTE-Problems heranzog (s. Abschnitt 4.3). Die Studie von Gratton *et al.* (1999) greift auf Takedas Modell zurück. Thévenin & Idiart (1999) schließlich stellen ein wesentlich umfangreicheres Modellatom zusammen. Die Ergebnisse der Arbeiten von Gratton *et al.* (1999) und Thévenin & Idiart (1999) werden in Abschnitt 4.4 und in Kapitel 5.7 anhand der Eichsterne behandelt.

Eine neuerliche rechentechnische Limitierung ergibt sich aus dem Versuch, das non-LTE-Problem im Rahmen von 3D-hydrodynamischen Rechnungen zu lösen. So erklärt sich das mittelmäßige Modellatom von Shchukina & Trujillo Bueno (2001), deren Ergebnisse wir nur am Rande diskutieren. Tabelle 4.1 stellt die FeI-Modelle einander gegenüber. Ein direkter Vergleich wird durch die Benutzung von Feinstruktur-Niveaus (*levels*) einerseits und Termen (*terms*: Feinstrukturaufspaltung unberücksichtigt) andererseits erschwert. Trotzdem kann man sich vorstellen, dass Unterschiede in den abgeleiteten non-LTE-Effekten zumindest einen Teil ihrer Ursache in der Komplexität des Modellatoms finden.

Eine zentrale Definition sei vorweggenommen: Die Ergebnisse von non-LTE-Rechnungen werden in Form von Abweichkoeffizienten (*departure coefficients*)

$$b_i(\tau) = \frac{n_i(\tau)}{n_i^*(\tau)} \quad (4.1)$$

präsentiert, die für jeden Term das Verhältnis von wahrer (non-LTE-) Besetzung (n_i) zur LTE-Besetzung (n_i^*) als Funktion der optischen Tiefe angeben. Als multiplikative Korrekturen lassen sie sich auf sehr einfache Weise in LTE-Linienentstehungsprogramme wie LINEFORM einbinden.

4.2.1 Niveauenergien und Übergangswahrscheinlichkeiten

Ein fundamentaler Bestandteil eines Modellatoms sind die Energien der berücksichtigten Niveaus oder Terme und die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen ihnen. Hier hat man prinzipiell zwei Möglichkeiten: Einerseits kann man sich auf theoretische Rechnungen stützen, wie sie insbesondere Kurucz (1992) bereitstellt. Andererseits kann man den empirischen Ansatz verfolgen und sich auf experimentelle Werte verlassen. Für den zweiten Ansatz ist die Arbeit von Nave *et al.* (1994) eine der wichtigsten Quellen. Sie präsentiert experimentelle Energien für 846 Niveaus in 236 FeI-Termen und Übergangswahrscheinlichkeiten (*gf*-Werte) für knapp 10 000 Linienübergänge. Dabei ist der Begriff „experimentell“ sehr weit gefasst: Zitierte Arbeiten wie die von Meylan *et al.* (1993) enthalten astrophysikalische *gf*-Werte, die auf Basis einer angenommenen solaren Eisenhäufigkeit abgeleitet worden sind.

Vergleicht man die Ergebnisse der theoretischen Rechnungen mit den experimentellen Werten (Abbildung 4.1), so zeigt sich, dass es zwar keine großen systematischen Unterschiede zwischen den Datensätzen gibt, die Streuung aber gewaltig ist. Etwa 10 % der Linien haben Abweichungen von einem dex und mehr. Die Streuung innerhalb der verbleibenden 90 % liegt bei ca. 0.3 dex, so dass die statistische Genauigkeit der meisten *gf*-Werte bei einem Faktor zwei liegt.

Für FeI wurde ein Modell aus allen in Nave *et al.* (1994) enthaltenen Termen zusammengestellt, das FeI-Modell basiert auf Daten von Kurucz (1992). Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen die berücksichtigten Niveaus des kompletten Modells samt FeII-Grundzustand mit Gebunden-frei- (*bf*) und Gebunden-gebunden-Übergängen (*bb*).

4.2.2 C_6 -Werte

Ryan (1998) gibt einen guten Überblick über die geläufigen Approximationen zur Berücksichtigung von elastischen Wasserstoffstößen, dem im Kühlsternbereich wesentlichen Verbreiterungsmechanismus von Absorptionslinien. Die Frequenzverstimmung eines Niveaus $\Delta\nu$ wird in einfachster Näherung mit C_6/r^6 angesetzt, weshalb man auch von „van-der-Waals-Dämpfung“ spricht.

Die am weitesten verbreitete Approximation ist die sogenannte Unsöldformel (Unsöld 1968), die aus der Anregungsenergie der durch einen Linienübergang verbundenen Niveaus effektive Hauptquantenzahlen n^* rudimentär berechnet, daraus mittlere quadratische Orbitalradien $\langle R_i^2 \rangle$ (in Bohrschen Radien) ableitet, um mittels

$$C_6 = \frac{\alpha e^2}{h} (\langle R_{\text{up}}^2 \rangle - \langle R_{\text{low}}^2 \rangle) \quad (4.2)$$

unter Vernachlässigung der Bahndrehimpulsquantenzahl den C_6 -Wert zu bestimmen. α ist hierbei die Polarisierbarkeit des Wasserstoffatoms. Mit dem C_6 -Wert lässt sich nun die dazugehörige Dämpfungskonstante berechnen:

$$\gamma_6 = 17 \cdot C_6^{2/5} v^{3/5} n_{\text{perturber}}, \quad (4.3)$$

wobei v die mittlere Relativgeschwindigkeit zwischen Atom und Störteilchen (H oder He) und $n_{\text{perturber}}$ die Dichte dieser Störteilchen ist.

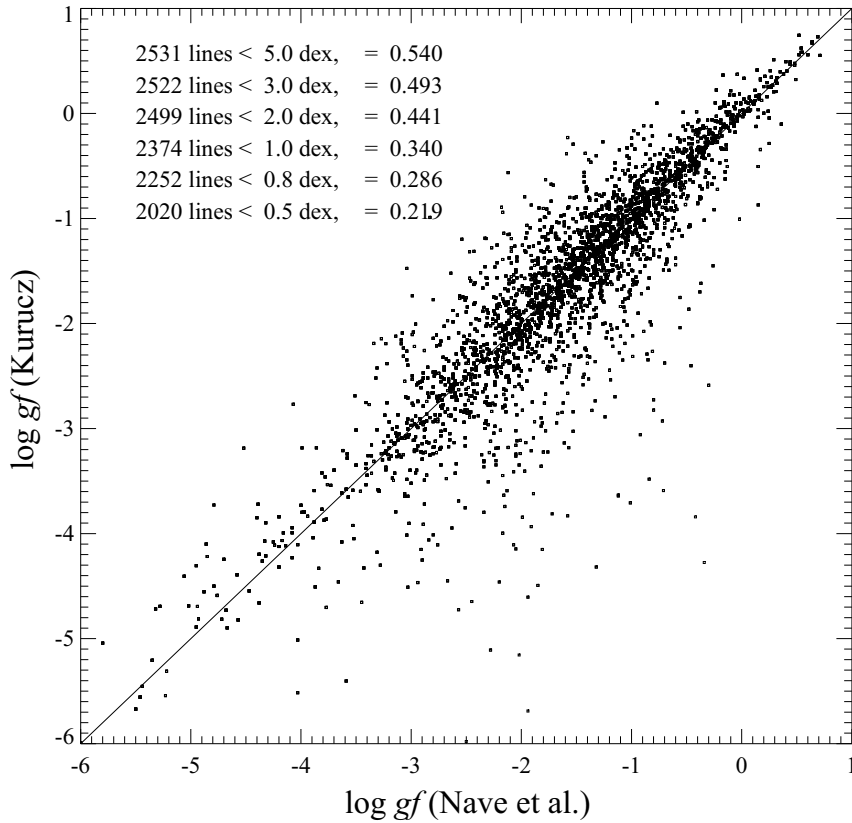


Abbildung 4.1: Vergleich der theoretischen gf -Werte nach Kurucz (1992) mit den experimentellen nach Nave *et al.* (1994). Ein direkter Vergleich ist für 2531 Linien möglich. (Abbildung aus Gehren *et al.* 2001a)

Noch etwas simpler ist die Approximation nach Kurucz (1992), der $\langle R_{\text{up}}^2 \rangle$ für Eisengruppenelemente (Scandium bis Nickel) mit $(45 - n(e^-))/Z$ gleichsetzt und $\langle R_{\text{low}}^2 \rangle$ vernachlässigt. Dieser Ansatz ergibt für $\langle R_{\text{up}}^2 \rangle$ in FeII unabhängig von der Termkonfiguration die Zahl 10, da $n(e^-) = 25$ und Z (effektive Kernladungszahl aus Sicht des Elektrons) = 2 ist. In der Literatur sind diese $\log C_6$ -Werte als WIDTH6 oder WIDTH9 bekannt.

Beide Approximationen sind relativ erfolgreich auf starke Linien im Sonnenspektrum angewandt worden. In vielen Fällen scheinen sie aber die wahre Dämpfung zu unterschätzen, so dass vielfach Korrekturfaktoren zwischen 1 und 5 in γ_6 Verwendung finden (z. B. Gurtovenko & Kondrashova 1980).

Substanzielle Verbesserungen brachten die quantenmechanischen Rechnungen von Anstee & O'Mara (1991, 1995, im folgenden „AOM“), die die Wechselwirkung als Funktion der Termkonfiguration detailliert berechnen. Tabellierte Ergebnisse sind bisher nur für neutrale Spezies verfügbar, für FeII wurde daher auf Kurucz (1992) zurückgegriffen. Zum Glück sind die synthetisierten FeII-Linien allesamt nur mäßig stark, so dass die Dämpfungsabhängigkeit nicht durchschlagend ist (vgl. Anhang B). Trotzdem sollte man Vorsicht walten lassen: Bei mittelstarken Linien ist C_6 gegen gf in gewissen Grenzen austauschbar, was zu systematischen Effekten selbst in differentiellen Analysen führen kann.

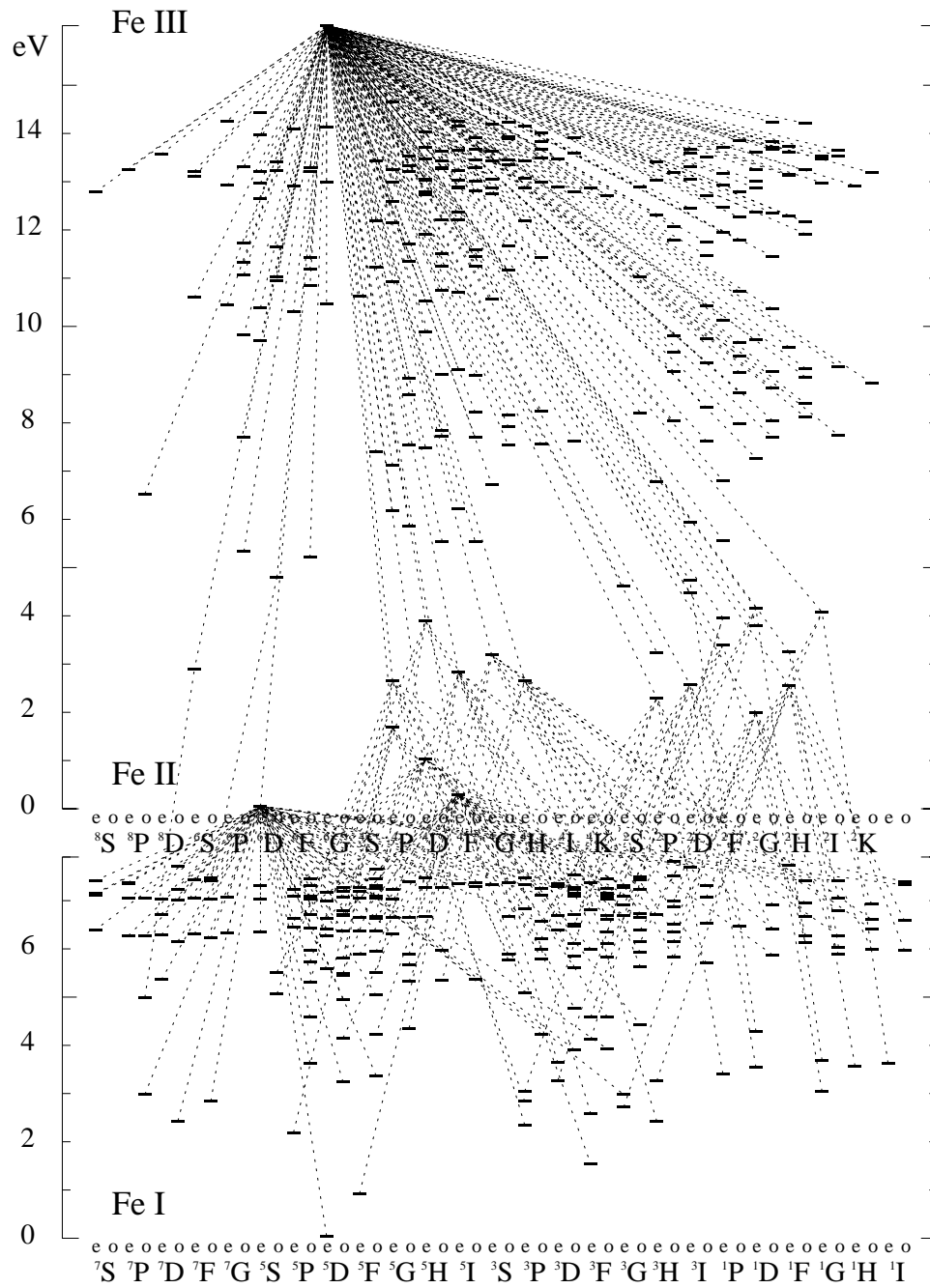


Abbildung 4.2: Grotrian-Diagramm aller berücksichtigten Terme samt bf -Übergänge.

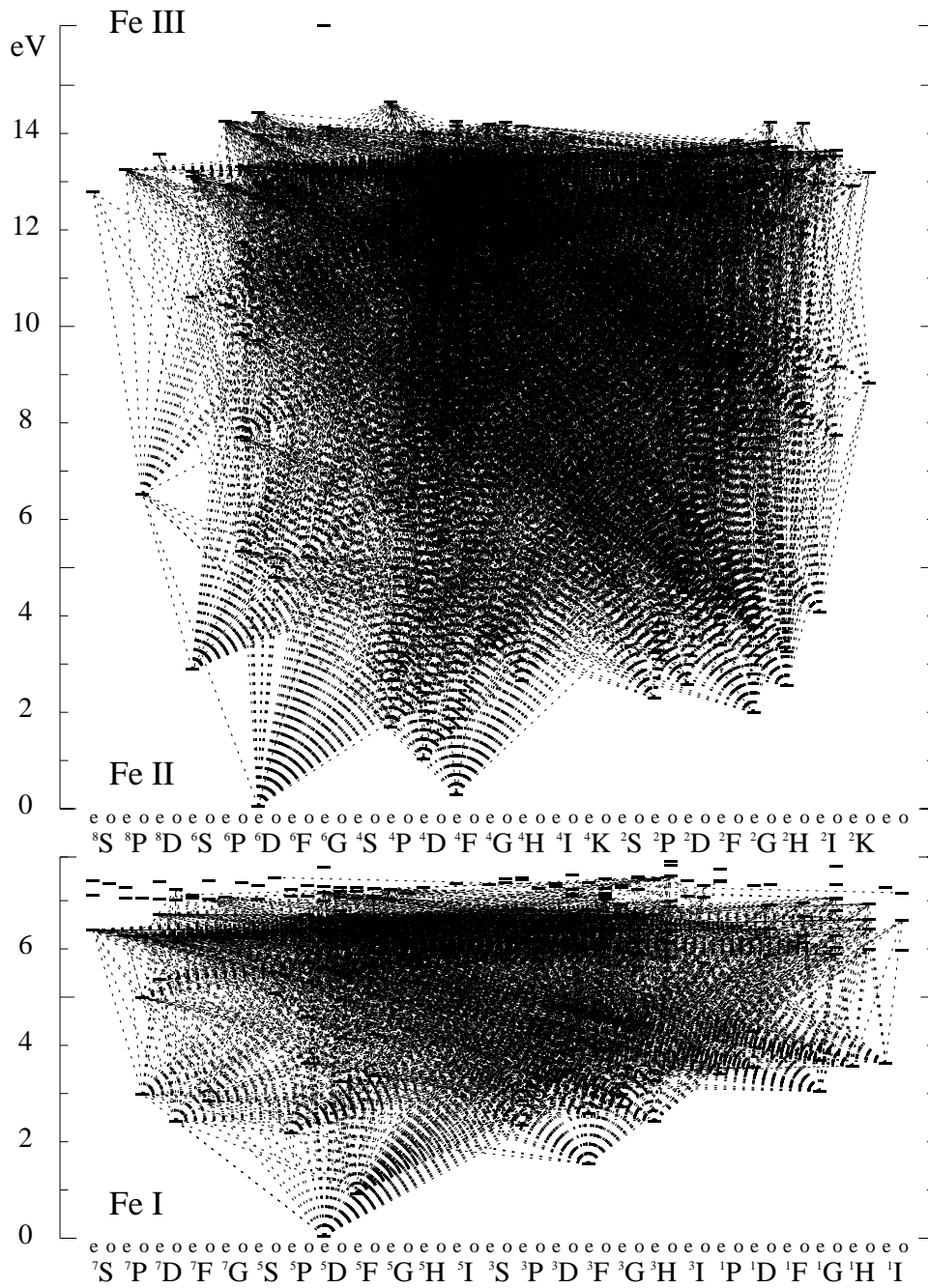


Abbildung 4.3: Grotrian-Diagramm aller berücksichtigten Terme samt bb -Übergänge.

Abbildung 4.4 vergleicht die $\log C_6$ -Werte in den drei oben diskutierten Approximationen. Deutlich ist zu erkennen, dass die Werte nach Anstee & O'Mara (1991) systematisch größer sind als die einfacheren Approximationen, typischerweise um 0.6 dex. Kurucz' Werte sind eher noch kleiner als die Unsöld'schen. Die Werte nach Kurucz unterschätzen die van-der-Waals-Dämpfung insbesondere für höher angeregte Linien ($E_{\text{low}} > 3 \text{ eV}$).

4.2.3 Photoionisationsquerschnitte

Einen weiteren zentralen Bestandteil der in dieser Arbeit durchgeführten Modellierung bilden die Photoionisationsquerschnitte, die im Rahmen des *IRON projects* (Hummer *et al.* 1993) berechnet wurden (Bautista 1997). In Ermangelung experimenteller Werte wurde bisher stets auf die *hydrogenische* (wasserstoffartige) Approximation zurückgegriffen, wobei man gegenüber Wasserstoff lediglich die Kernladungszahl anpasst. Diese Annahme stellt gerade bei Eisen eine fundamentale Limitierung dar, weil das extrem komplexe Termschema ein stark nicht-hydrogenisches Verhalten erwarten lässt. Zudem haben viele Übergänge Ionisationskanten im nahen UV. Man kann also erwarten, dass der Behandlung der Photoionisation insbesondere für metallarme Sterne eine große Bedeutung zukommt.

Bautista (1997) präsentiert Energien für 1117 FeI-Zustände samt Photoionisationsquerschnitten mit detaillierten Resonanzstrukturen aus sogenannten *close coupling*-Rechnungen. Der Querschnitt des Grundzustands ergibt sich dabei um bis zu drei Größenordnungen höher als bei Berechnung mittels Zentralfeldapproximation (Reilman & Manson 1979), aber in guter Übereinstimmung mit Vielkörper-Störungstheorie nach Kelly & Roy (1972). Dabei ist die Berücksichtigung der Ionisationskanäle der inneren *3d*-Schale von großer Bedeutung.

Wichtiger als der Vergleich mit anderen komplexen Rechnungen sind die Auswirkungen im Vergleich mit der häufig benutzten hydrogenischen Approximation: Abbildung 4.5 vergleicht die Abweichkoeffizienten, wie sie sich für die Sonne mittels hydrogenischer Approximation der Photoionisation ergeben mit denen mittels der Bautista-Querschnitte: Während im ersten Fall die Abweichkoeffizienten bis $\log \tau \sim -2$ praktisch bei 1, also im LTE, verharren, beginnen sie im zweiten Fall bereits um $\log \tau = 0$ von 1 abzuweichen. Die hydrogenische Approximation unterschätzt die Photoionisationsquerschnitte um Faktoren im Bereich von 10 bis 1000.

Dabei erweist sich die Berücksichtigung der detaillierten Resonanzstrukturen als weniger wichtig: Selbst nach starker Glättung ändern sich die Abweichkoeffizienten nicht maßgeblich. Das integrale Maß ist also von weitaus größerer Bedeutung, die monochromatisch korrekte Modellierung des Hintergrundes nicht von vornehmlicher Wichtigkeit und die Benutzung eines Modellatoms aus Termen gerechtfertigt.

Für FeII wird die Photoionisation hydrogenisch approximiert. Dies ist *a priori* genauso wenig gerechtfertigt wie für FeI, erweist sich aber als unkritische Annahme, da FeIII einen verschwindend kleinen Bruchteil aller Eisenatome in Kühlsternatmosphären ausmacht ($\chi_{\text{FeII}} = 16.18 \text{ eV}$).

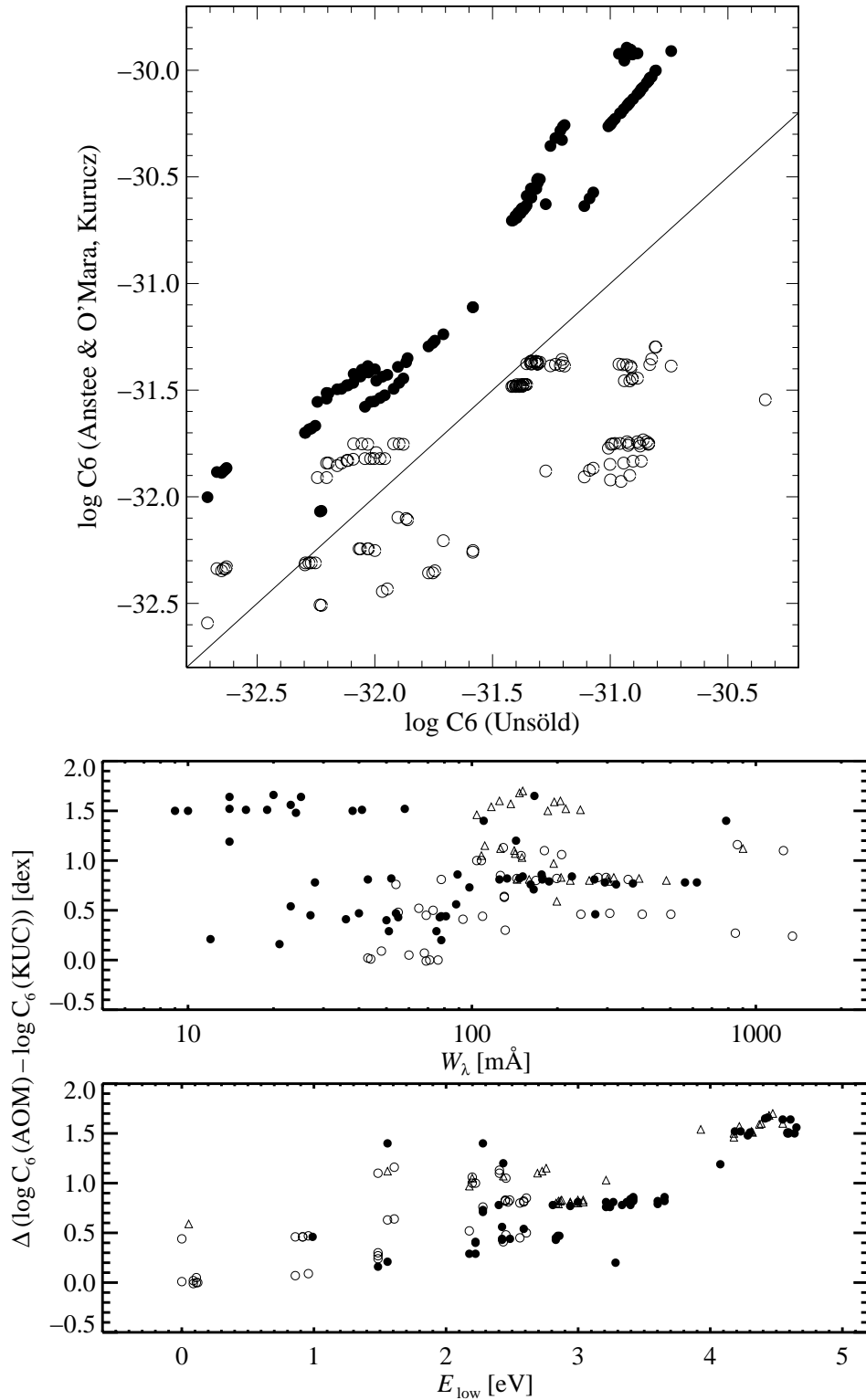


Abbildung 4.4: Vergleich von $\log C_6$ -Werten in verschiedenen Approximationen. *Oben:* Kurucz (1992, Kreise) und Anstee & O'Mara (1991, Kugeln), jeweils gegen Unsöld (1968). *Unten:* Unterschied zwischen Kurucz (1992) und Anstee & O'Mara (1991) als Funktion der Linienstärke und Anregungsenergie, Symbole wie in Anhang G beschrieben. (Obere Abbildung aus Gehren *et al.* 2001a)

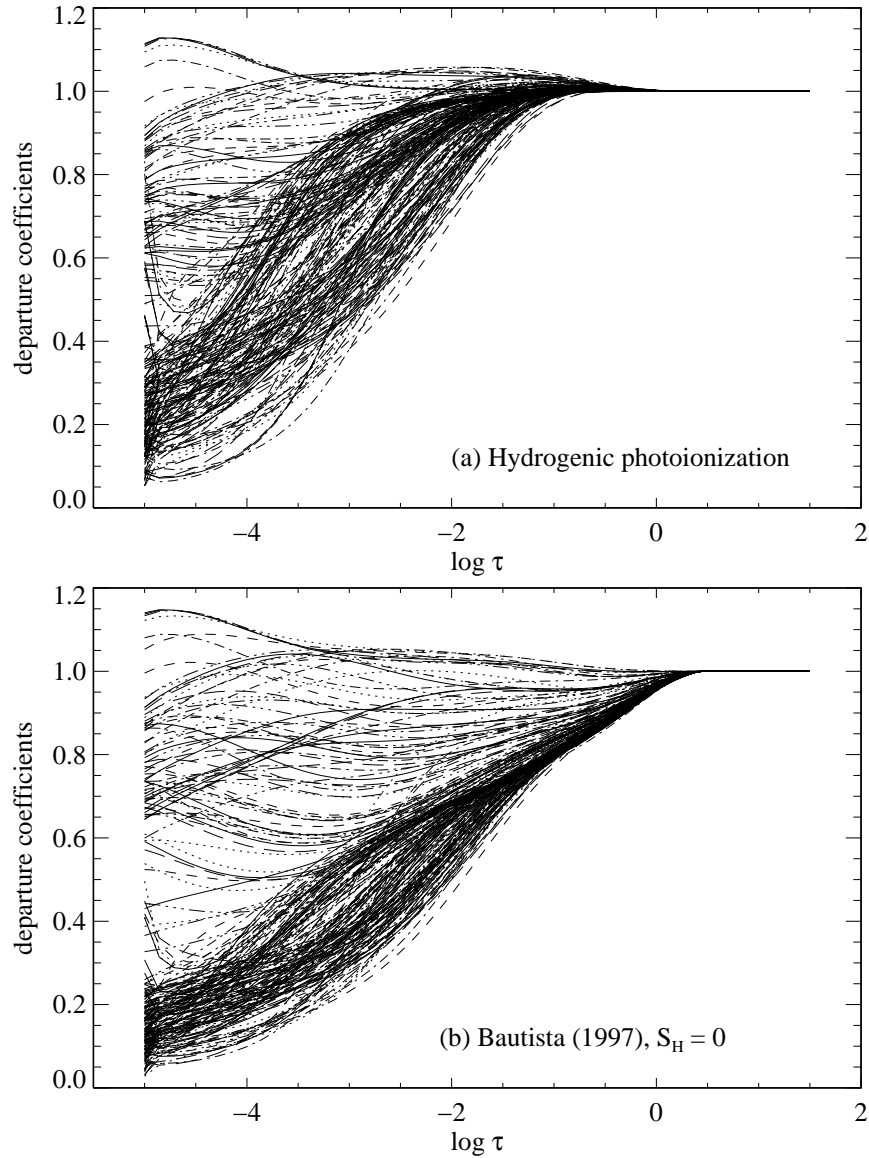


Abbildung 4.5: Solare Abweichkoeffizienten (Definition Gl. 4.1) mittels *a*) hydrogenischer Photoionisation und *b*) den detaillierten Querschnitten nach Bautista (1997). In beiden Fällen wurden Wasserstoffstöße nicht berücksichtigt ($S_{\text{H}} = 0$). (Abbildung aus Gehren *et al.* 2001a)

4.2.4 Hintergrundopazitäten

Von ebenso großer Bedeutung wie die Photoionisationsquerschnitte sind die sogenannten Hintergrundopazitäten (*background opacities*), da das Produkt aus mittleren Intensität J_{ν} und Photoionisationsquerschnitt a_{ν} über die Frequenz integriert die Photoionisationsrate ($R_{\text{photo}} = 4\pi \int a_{\nu} \frac{J_{\nu}}{h\nu} d\nu$) bildet.

Hier hat man zwei Möglichkeiten: Man kann erneut die ODFs von Kurucz (1993a) heranziehen, die schon bei der Berechnung der Temperaturstruktur benutzt wurden. Da es sich um Verteilungsfunktionen handelt, kann man allerdings nicht erwarten, dass die Berechnung des Strahlungsfeldes mittels ODFs

monochromatisch korrekte Ergebnisse liefert. Dies ist für die Berechnung der T - τ -Relation irrelevant, da hier das frequenzintegrierte Strahlungsfeld eingeht. Für non-LTE-Rechnungen kann diese Annahme problematisch sein.

Prinzipiell ist es daher besser, die Opazitäten von den Linienlisten (Kurucz & Peytremann 1975, Kurucz & Bell 1995) ausgehend direkt zu berechnen (*opacity sampling*, Peytremann 1974). Dazu eignet sich unter Annahme von LTE das Programm LINEFORM. Nur dieses Verfahren erlaubt es auch, die Opazitäten der im non-LTE gerechneten Terme aus dem Hintergrund zu entfernen.

Da das Modellatom dieser Arbeit aus Termen besteht, stimmen die Positionen der Termübergänge mit den wahren Positionen der Feinstrukturübergänge in Wellenlänge nicht überein. Demnach wurde beschlossen, die FeI-Linien, die in den Linienlisten vorhanden sind, im Hintergrund zu belassen. Sie stellen eine wichtige Opazitätsquelle dar. Mit FeII, das nicht Teil des non-LTE-Standardmodells ist (siehe unten), wurde ähnlich verfahren. Insgesamt berücksichtigt der Hintergrund somit zu viel FeI-Opazität.

Wenn das Modell aufgrund der Behandlung der Hintergrundopazitäten systematische Effekte aufweisen sollte, so führen diese zur Minimierung der Abweichungen vom LTE. Die Eichprozedur des Kapitels 5 sollte diese leichte Inkonsistenz aber zumindest minimieren.

4.2.5 Stöße

Stöße jeglicher Art bilden das Gegengewicht zu Strahlungsprozessen und sorgen letztlich – bei ausreichendem Vorhandensein beider Stoßpartner – für die Aufrechterhaltung des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts. Ob die dafür notwendigen Bedingungen in den relevanten Schichten von Kühlsternatmosphären erfüllt sind (oder ob z. B. Photoionisation dominiert), müssen entsprechende non-LTE-Rechnungen zeigen.

Stoßquerschnitte unter Bedingungen, wie sie in Sternatmosphären vorgefunden werden, sind bisher nur in Einzelfällen gemessen worden. Man ist daher auf relativ grobe Approximationsformeln angewiesen, deren Genauigkeit nur schwer abzuschätzen ist.

In den Atmosphären kühler Sterne sind insbesondere Stöße mit neutralen Wasserstoffatomen und Elektronen häufig. Die relative Bedeutung dieser beiden Wechselwirkungen hängt stark von den plasmazpezifischen Gegebenheiten (Temperatur, Dichte, Metallgehalt) ab. Mit abnehmender Dichte und Metallizität nimmt mit n_e die Thermalisierung durch Elektronenstöße ab, gleichzeitig die photoionisierende Wirkung der UV-Strahlung zu, so dass insbesondere für metallarme Riesensterne die LTE-Näherung wahrscheinlich nicht gerechtfertigt ist. Die Dichte von neutralem Wasserstoff n_H hängt weit weniger von der Metallizität ab ($X \sim \text{const.}$), der entsprechende Stoßquerschnitt bestimmt letztlich die Größe der non-LTE-Effekte.

Um diesen Sachverhalt zu quantifizieren, muss man die in die Stoßrate C_{ij} eingehenden Faktoren einzeln betrachten. Es gilt

$$C_{ij}(X) = n_X \langle v_X \sigma_{ij}(X) \rangle \quad \text{für } X = \text{H}, e,$$

wobei $\langle v_X \sigma_{ij}(X) \rangle$ der über die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung gemittelte Wirkungsquerschnitt ist. n_H/n_e ist von der Größenordnung 10^4 (vgl. Kapitel 3.2.1), v_H/v_e etwa $1/40$. Der eigentliche Wirkungsquerschnitt σ_{ij} hängt von dem betrachteten Übergang ab (gf -Wert und Energiedifferenz ΔE zwischen Term i und j), so dass hier eine pauschale Aussage schwierig ist. Sofern aber die Wirkungsquerschnitte vergleichbar sind, übersteigt die Wasserstoffstoßrate in Kühlsternatmosphären die der Elektronen um 2–3 Größenordnungen.

Wasserstoffstöße

Die einzige in der Literatur verfügbare Theorie für Anregung und Ionisation durch Wasserstoffstöße stammt von Drawin (1968, 1969), der letztlich J.J. Thomsons klassische Theorie für geladene Teilchen von 1912 auf Neutralteilchenstöße anwendet. Der Stoßquerschnitt für Anregung und Ionisation ist dabei

$$\sigma_{ij}(E) = 4\pi a_0^2 \frac{m_a}{m_H} \frac{2m_e}{m_a + m_e} \frac{u - 1}{\left(1 + \frac{2m_e(u-1)}{m_a + m_e}\right)^2} Q, \quad (4.4)$$

wobei $u = E/h\nu_{\text{threshold}}$ und $Q = (1/\Delta E [\text{Ryd}])^2 f_{ij}$ für bb - und $Q = (1/\Delta E)^2 f_i \xi_i$ (f_i : effektive Oszillatorenstärke für Ionisation, ξ_i : Anzahl der Äquivalentelektronen) für bf -Übergänge ist. Wir benutzen die Formulierung von Steenbock & Holweger (1984)².

Da in obiger Formel f_{ij} multiplikativ auftaucht, ist $\sigma_{ij} = 0$ für alle verbotenen Übergänge. Takeda (1991) skaliert als Ausweg „verbotene“ Wasserstoffstöße mit verbotenen Elektronenstößen nach Allen (1973, s. unten), ein sehr zweifelhaftes Vorgehen. Diesem Ansatz folgen wir im Rahmen dieser Arbeit nicht und vernachlässigen verbotene Wasserstoffstöße in Ermangelung einer adäquaten Formulierung. Die Eichung in S_H sollte die mit dieser Entscheidung verbundenen Defizite zumindest minimieren.

Steenbock & Holweger (1984) resümieren, dass Formel 4.4 die Größenordnung der Stoßeﬃzienz richtig abschätzt, aber auch, dass diese Kenntnis eigentlich nicht ausreicht: *“Inelastic collisions with H atoms are probably the dominant thermalizing mechanism in cool dwarfs. Lack of reliable collision cross-sections constitutes a major problem in statistical-equilibrium studies of cool stars.”*

Wir sehen daher die Eﬃzienz der Wasserstoffstöße als den *wesentlichen freien Parameter der non-LTE-Modellierung* an und suchen letztlich den Skalierungsfaktor S_H ($S_H \cdot \text{Drawin-Formel}$), der die Beobachtung am besten beschreibt.

Man ist bei Eisen leider nicht in der glücklichen Lage, mittels einzelner Linien (z. B. als Funktion der Anregungsenergie) die funktionale Abhängigkeit der Wasserstoffstöße von der Anregungsenergie zu eichen. Bei Mg I konnten dahingegen Zhao *et al.* (1998) mithilfe von Mg I 8806 Å ($3p \ ^1P^\circ - 3d \ ^1D$) und den beiden Emissionslinien bei 12 μm zwischen der klassischen Drawin-Formel und einer exponentiellen Skalierung ($S_H = 1000 e^{-nE_n/2}$) der Stoßrate mit E_n unterscheiden³. Eventuell lässt aber auch bei Eisen die Beobachtung von Rydberg-

² Die dortige Wiedergabe der Funktion $\Psi(W)$ ist fehlerhaft: Der Bruch im Nenner geht, wie in Gleichung 4.4, *quadratisch* ein.

³ Carlsson *et al.* (1992) reproduzieren die IR-Emissionslinien zwar ohne Berücksichtigung von Wasserstoffstößen, widmen sich aber den schwach angeregten optischen Linien nicht.

linien im Infraroten (Schoenfeld *et al.* 1995) Rückschlüsse darüber zu, ob die *Kombination* aus Zwangsthermalisierung (s.unten) und Drawin-Formel plausible Ergebnisse liefert. Absolute *gf*-Werte dieser Linienübergänge fehlen jedoch bisher.

Elektronenstöße

Für Anregung durch „erlaubte“ Stöße mit Elektronen wird die Approximation nach van Regemorter (1962) herangezogen:

$$\langle v\sigma_{ij} \rangle = 32 \cdot 10^{-8} f_{ij} \left(\frac{1}{\Delta E [\text{Ryd}]} \right)^{3/2} \beta^{1/2} e^{-\beta} p(\beta), \quad (4.5)$$

wobei $\beta = \Delta E/kT$ und $p(\beta)$ eine tabellierte (empirische) Funktion ist.

Für verbotene Übergänge ergibt obige Formel 0, so dass ein Ansatz nach Allen (1973) benutzt wird:

$$\sigma_{ij}(E) = \pi a_0^2 \frac{1}{E [\text{Ryd}]} \frac{\Omega_{ij}}{g_i}, \quad (4.6)$$

wobei g_i das statistische Gewicht des Niveaus i ist. Ω_{ij} wird für neutrale und einfach ionisierte Spezies im allgemeinen zu 1 gewählt. Es gibt Hinweise darauf, dass diese Effizienz nicht ausreicht, um in Feinstrukturübergängen Quellfunktionsgleichheit zu gewährleisten. Für hoch angeregte, dichtliegende Niveaus findet Mashonkina (1996) in Bornscher Näherung deutlich größere Querschnitte.

Bezüglich Ionisation durch Stöße folgen wir Seaton (1962; Mihalas 1978):

$$\langle v\sigma_{ik} \rangle = 1.55 \cdot 10^{13} \alpha(\nu_{\text{threshold}}) \frac{\bar{g}_i}{\sqrt{T}} \frac{e^{-\beta}}{\beta}, \quad (4.7)$$

wobei α der Photoionisationsquerschnitt und \bar{g}_i der Gaunt-Faktor ist, der für FeI zu 0.1 und für FeII zu 0.2 gesetzt wird. Bely & van Regemorter (1970) geben die Genauigkeit dieser Approximation mit einem Faktor 2 oder besser an.

Mashonkina (1996) kommt für Barium zu dem Ergebnis, dass die Wasserstoffstoßraten die der Elektronen für alle Energiedifferenzen ΔE um mindestens eine Größenordnung dominieren. Auch Gratton *et al.* (1999) machen diesbezügliche Abschätzungen mit dem Ergebnis, dass Wasserstoffstöße über Elektronenstöße dominieren, solange $n_{\text{H}} > 500 n_e$ gewährleistet ist. Sie weisen aber gleichzeitig darauf hin, dass die Drawin-Formel die Stoßrate für die Natrium-Resonanzlinie in Sonnenfleckenumbrae um zwei Größenordnungen überschätzt (Caccin *et al.* 1993).

Abbildungen 4.6 und 4.7 bestätigen die Dominanz der Wasserstoffstöße in der Sonne: Während alle Abweichkoeffizienten stark auf eine Variation von S_{H} reagieren, sind es bei S_e lediglich die der hochangeregten (nicht beobachtbaren) Terme. Das non-LTE-Modell ist also hinreichend unabhängig von der Wahl der Elektronenstoßeffizienz. Vergleichbare Rechnungen wurden mit demselben Ergebnis für Procyon durchgeführt, für alle metallarmen Sterne dieser Arbeit gilt diese Aussage dann ebenfalls.

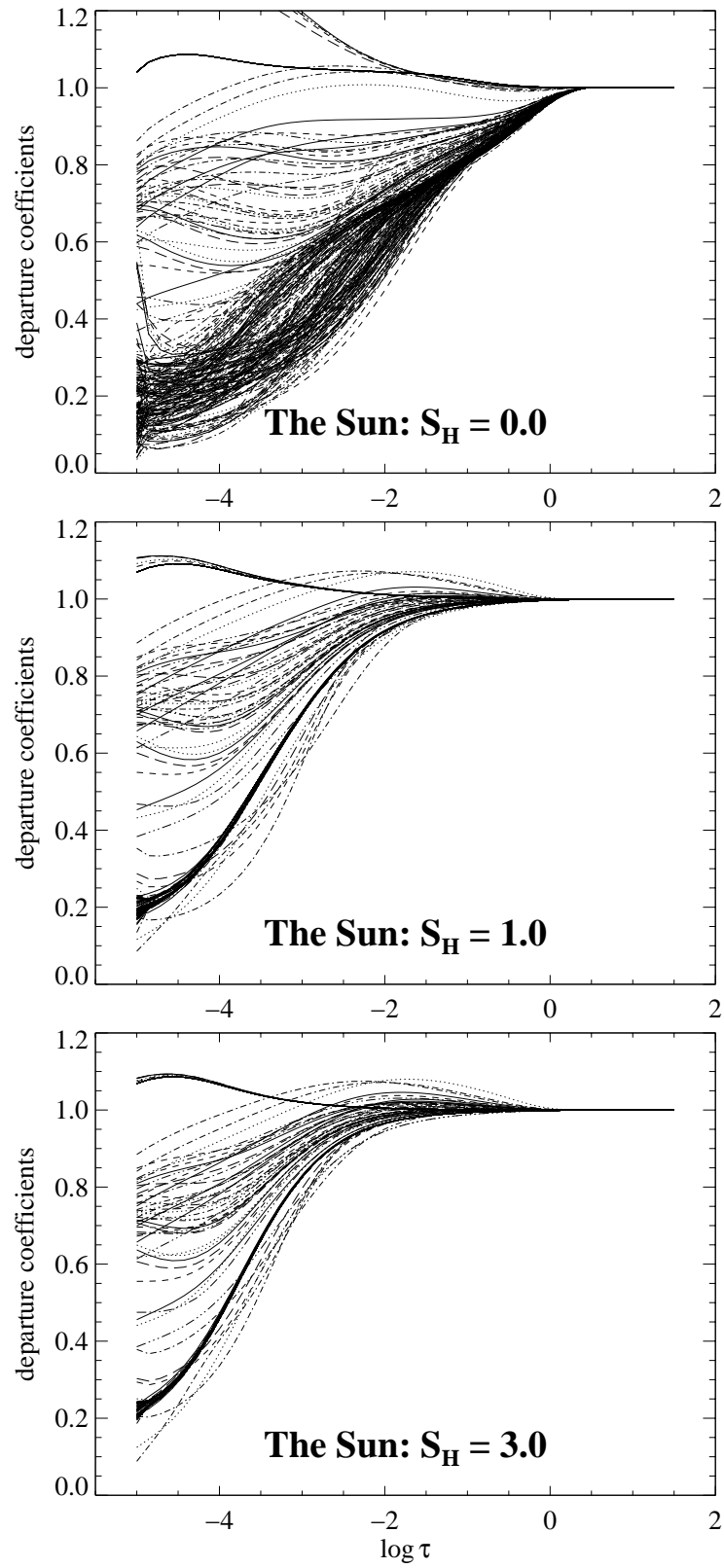


Abbildung 4.6: Abweichkoeffizienten als Funktion der Wasserstoffstoßeffizienz S_H .

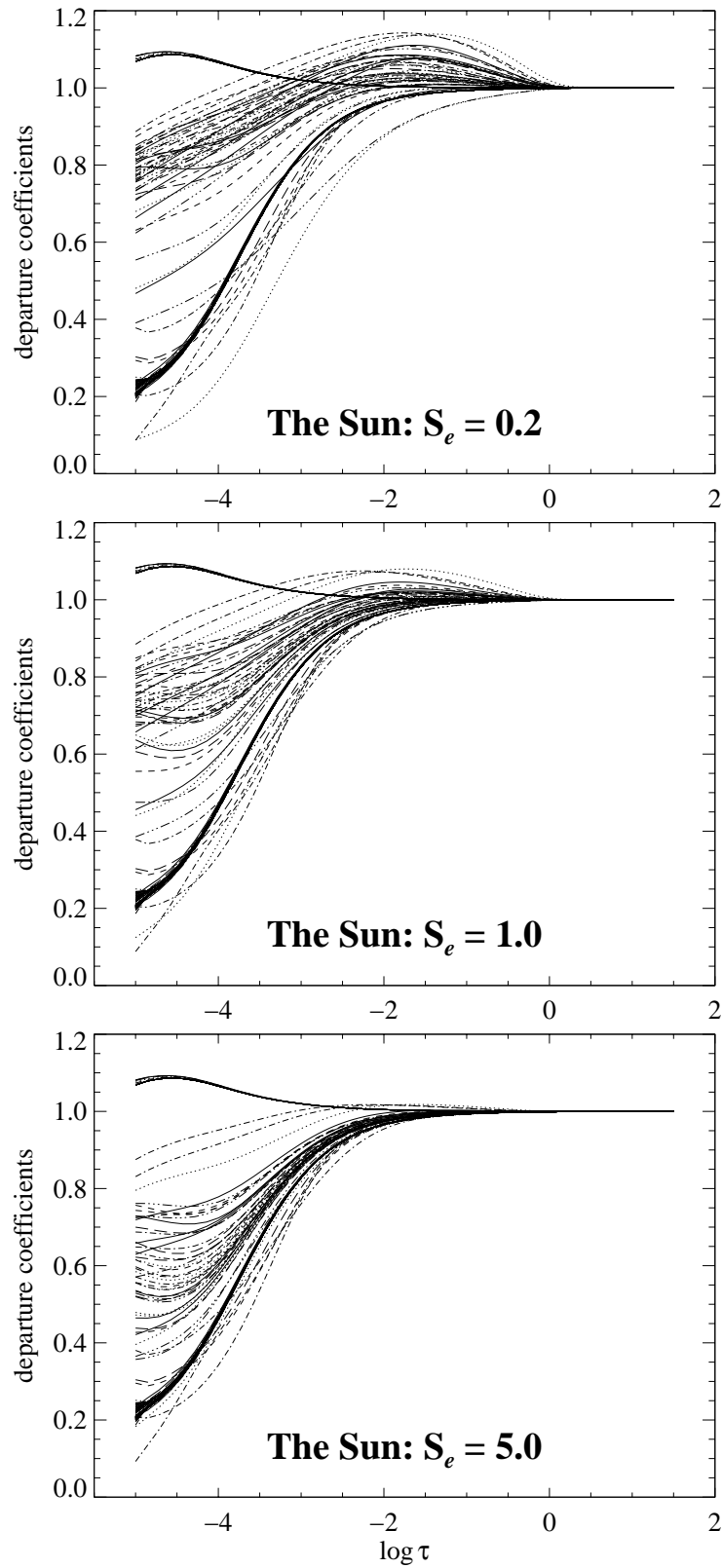


Abbildung 4.7: Abweichkoeffizienten als Funktion der Elektronenstoßeffizienz S_e .

4.3 Eisen in der Sonne

Mithilfe des in Tabelle 4.2 definierten Modellatoms wurden erste Rechnungen mit solaren Parametern durchgeführt. Dazu wurde das non-LTE-Linienentstehungsprogramm DETAIL (Giddings 1981; Butler 1998, private Mitteilung; Modifikationen durch Reetz) in einer *approximate lambda iteration*-Version (ALI) benutzt, die gegenüber der Vorgängerversion (*complete linearization* (CL), vgl. Auer & Heasley 1976) eine verbesserte Konvergenz zeigt und es überhaupt erst erlaubt, über 200 Terme im non-LTE zu berücksichtigen.

DETAIL löst auf der gegebenen (in einem Gitter interpolierten oder speziell berechneten) Atmosphärenstruktur die Strahlungstransportgleichung mitsamt den Ratengleichungen

$$n_i \sum_{j \neq i} (R_{ij} + C_{ij}) = \sum_{j \neq i} n_j (R_{ji} + C_{ji}), \quad (4.8)$$

Rate (entvölkernde Prozesse) entspricht Rate (bevölkernde Prozesse),

also den Gleichungen des statistischen Gleichgewichts ($dn_i/dt = 0$), und zwar für alle im non-LTE zu berechnenden Terme. Die Rückwirkung der non-LTE-Besetzung auf das Strahlungsfeld wird also explizit berücksichtigt. Hier geht die gesamte, in Abschnitt 4.2 besprochene Atomphysik ein. Für das FeI/FeII-Modellatom benötigt eine ALI-Iteration ca. 30 Minuten auf einer *DEC AXP workstation*, so dass eine Modellrechnung fast einen ganzen Tag CPU-Zeit zur Konvergenz benötigt.

Zum Glück erweist sich dieses Referenzmodell als umfangreicher als für die prognostizierten Anwendungen nötig. In FeII folgen alle Terme, die hinreichend (numerisch signifikant) besetzt sind, der Besetzung des Grundzustands, der wiederum in sehr guter Näherung im LTE ist. Wie weitere Testrechnungen im relevanten Temperatur- und Dichtebereich der F- und G-Sterne gezeigt haben, gilt diese Aussage generell:

Tabelle 4.2: Datensätze und Näherungsformeln des FeI/FeII-Referenzmodells

Zutat	Art der Berücksichtigung/Quelle
Niveauenergien und <i>gf</i> -Werte von FeI	236 Terme, 4084 <i>bb</i> -Übergänge, Nave <i>et al.</i> (1994)
Niveauenergien und <i>gf</i> -Werte von FeII	267 Terme, 10824 <i>bb</i> -Übergänge, Kurucz (1992)
Photoionisation von FeI	Bautista (1997)
Photoionisation von FeII	hydrogenisch
Anregung durch Elektronenstöße	van Regemorter (1962)
„verbotene“ Elektronenstöße	Allen (1973)
Ionization durch Elektronenstöße	Seaton (1962)
Wasserstoffstöße	Skalierung: $S_H \cdot$ Drawin (1968, 1969)
„verbotene“ Wasserstoffstöße	unberücksichtigt

Im Kühlsternbereich folgt die Anregung in FeII der Boltzmann-Statistik. FeII kann daher im LTE modelliert werden.

Es ist keine Arbeit bekannt, die diese Aussage widerlegt oder in Frage stellt. Sie ist somit der einzige Aspekt, bei dem sich alle Studien, die in Kapitel 5 besprochen werden, einig sind.

Als Konsequenz wurden in einem ersten Schritt alle Niveaus entfernt, die keine Zielkonfigurationen (*parent*-Terme) für die Photoionisation von FeI bilden; das sind alle Terme oberhalb von 4.7 eV. Auf diese Art und Weise kommt das Modell ohne detaillierte Berücksichtigung der 10 824 *bb*-Übergänge in FeII aus, was die Rechenzeit massiv reduziert.

In einem weiteren Schritt wurde das FeII-Modellatom auf seinen Grundzustand reduziert, wobei das statistische Gewicht durch eine geeignete Zustandssumme ersetzt wurde. Auch dieses Modellatom (das sogenannte Standard-Modell) zeigt für die Sonne und der F- & G-Stern-Bereich dasselbe Verhalten wie das Referenzmodell (s. Abbildung 4.8), setzt aber im Gegensatz dazu LTE-Besetzung für alle FeII-Terme außer dem Grundzustand voraus. Dies ist das Modell, das für alle weiteren Rechnungen der Sonne und in Kapitel 5 auf die Eichsterne angewandt wird.

4.3.1 Thermalisierung der oberen Terme

Als erstes soll die Frage gestellt (und beantwortet) werden, ob das so zusammengestellte Atommodell physikalisch sinnvolle Ergebnisse liefert.

Ein erstes wesentliches Ergebnis ist die Tatsache, dass die beobachteten Terme gegenüber LTE unterbesetzt sind und für nichtverschwindende Wasserstoffstoßeffizienz ($S_H \neq 0$) stark untereinander koppeln. Demzufolge sind ihre Abweichkoeffizienten in allen relevanten Tiefen identisch (s. Abbildung G.2), die Linien verhalten sich also allesamt sehr ähnlich, was eine globale Diskussion der non-LTE-Effekte erlaubt. Vergewenwärtigt man sich Gleichung 3.4 (hier geht nur das Besetzungszahlen*verhältnis* ein), so bedeuten identische Abweichkoeffizienten, dass alle Linienquellfunktionen thermisch sind. Wir haben es also trotz der signifikanten Abweichungen der b_i von 1 außerhalb von $\log \tau = -1$ mit einer recht LTE-nahen Situation zu tun. Wir halten fest:

FeI ist in Kühlsternatmosphären photoionisationsdominiert, seine Niveaus sind daher gegenüber LTE-Bedingungen unterbesetzt.
Die Linienquellfunktionen S_ν^l der im Optischen beobachtbaren FeI-Terme sind für nichtverschwindendes S_H thermisch.

Trotzdem ist dies keine reine LTE-Situation: Da nämlich in die Ableitung der optischen Tiefe über κ_{line} die Besetzung des unteren Niveaus n_l absolut eingeht (Gleichung 3.3), ändern sich die Entstehungstiefen in dem Maße, wie das Produkt $b_l \cdot n_l$ von n_l abweicht. Die Linienentstehungstiefen werden also systematisch nach innen verschoben, was aufgrund der Temperaturschichtung einer Linienstärken-*Schwächung* entspricht.

Es sind, wie Abbildungen 4.6 und 4.7 verdeutlichen, die Wasserstoffstöße, die für

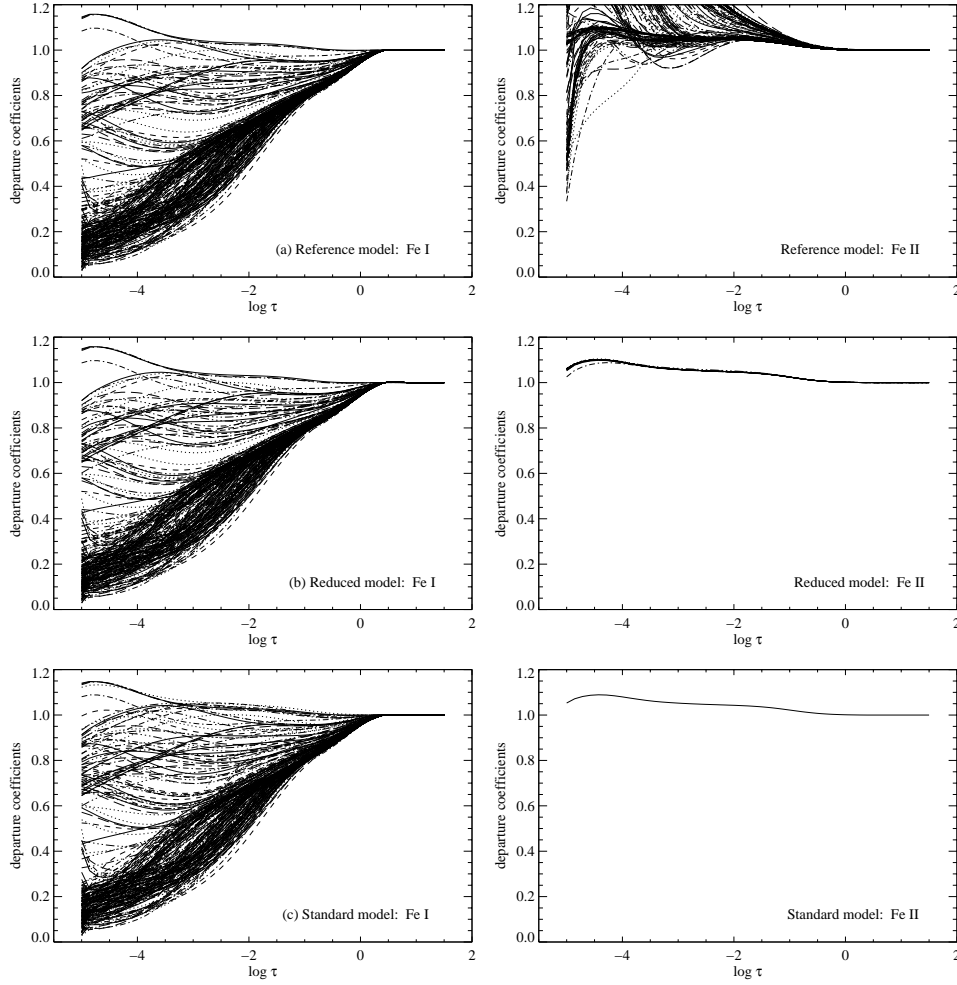


Abbildung 4.8: Solare Abweichkoeffizienten für die drei FeI/FeII-Modelle: Das komplette Modell (Referenzmodell; vgl. Tabelle 4.2), das reduzierte Modell (nur Photoionisations-Zielkonfigurationen in FeII) und das Standard-Modell (nur FeII-Grundzustand a^6D). Das Verhalten der beobachteten Terme ist in allen Modellen gleich. Wasserstoffstöße sind hier nicht berücksichtigt ($S_H = 0$). (Abbildung aus Gehren *et al.* 2001a)

diese effiziente Kopplung der Terme untereinander sorgen. Sie sind im Wechselspiel mit der starken Photoionisation aber nicht in der Lage, das LTE komplett aufrecht zu erhalten.

Schaltet man Wasserstoffstöße hingegen ab, so ist auch die relative Kopplung weit weniger stark (vgl. Abbildung 4.8), es kommt neben den Linienopazitätsdefiziten auch zu Quellfunktionsdefiziten. Demnach liefert das $S_H = 0$ -Modell die stärksten non-LTE-Effekte, wie zu erwarten war.

Weniger plausibel ist das Verhalten der hochangeregten (unbeobachtbaren) FeI-Terme: Sie koppeln nicht in ausreichendem Maße an das Kontinuum (den FeII-Grundzustand), ein Verhalten, das man aufgrund der stetig abnehmenden Energiedifferenz erwarten sollte (Kontinuitätsüberlegung). In Anbetracht der

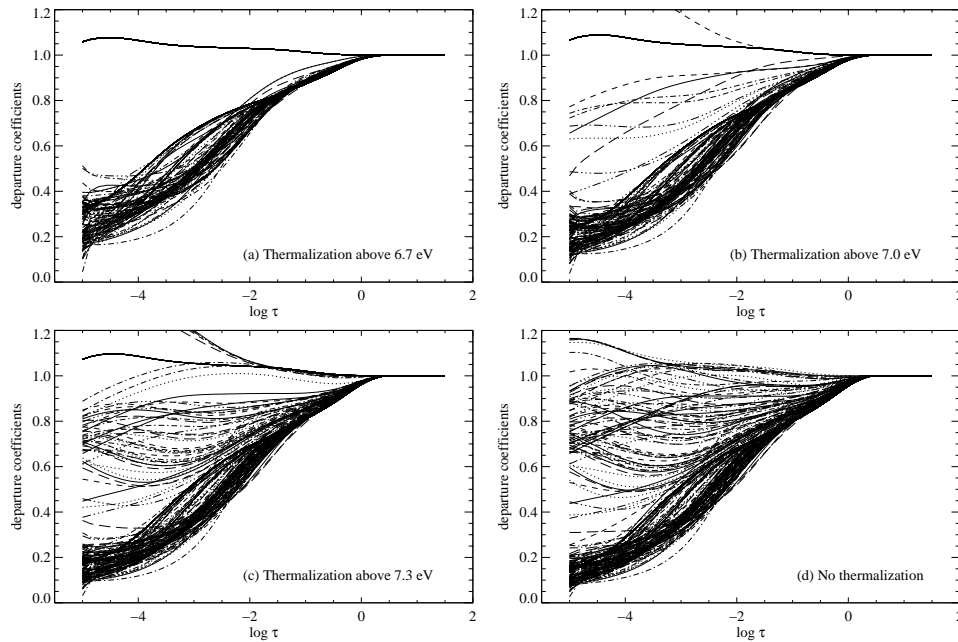


Abbildung 4.9: Solare Abweichungskoeffizienten als Funktion der Grenzenenergie für Thermalisierung E_{lim} . Wasserstoffstöße wurden hier mit einem variablen Skalierungsfaktor ($S_{\text{H}} = 2500 \exp(-nE_{\text{N}})$, in Analogie zu MgI nach Zhao *et al.* 1998) berücksichtigt. (Abbildung aus Gehren *et al.* 2001a)

wahrscheinlichen Unvollständigkeit des Termsystems nahe der Ionisationsgrenze (Rechnungen von Kurucz (1992) sagen tausende weiterer Niveaus vorher) ist das gefundene Verhalten vielleicht gar nicht so unerwartet.

Um diesem Problem zu begegnen, wurden daher alle Elektronenstöße für Terme oberhalb einer gewissen Grenzenenergie derart hochgesetzt, dass sich ihre Besetzung thermisch ergibt, sowohl relativ zueinander als auch in bezug auf den FeII-Grundzustand. Zur Bestimmung einer adäquaten Grenzenenergie wurden Testrechnungen durchgeführt (Abbildung 4.9), die zeigen, dass sich bei Wahl von $E_{\text{lim}} \sim 7.3 \text{ eV}$ das in Sternen erwartete Verhalten einstellt: Die Terme innerhalb der Thermalisierungszone (37 an der Zahl, allesamt unbeobachtet) zeigen denselben Abweichungskoeffizienten wie der FeII-Grundzustand, die Abweichungskoeffizienten von Termen nahe der Grenzenenergie und darunter zeigen einen kontinuierlichen Übergang zwischen FeII und den tiefliegenden Termen. Eine Grenzenenergie nahe 7.3 eV ist auch aus energetischer Sicht plausibel: Die thermische Energie der Teilchen in Kühlsternatmosphären liegt im Bereich von 0.5 eV, so dass – vom Kontinuum aus betrachtet – dieser Bereich durch Stoßwechselwirkung effizient thermalisiert werden kann, solange Kanäle in ausreichender Zahl zur Verfügung stehen.

Die Wahl von E_{lim} beeinflusst die Besetzung praktisch nur, wenn Wasserstoffstöße berücksichtigt sind. Wenn die Eichung von S_{H} also auf $S_{\text{H}} > 0$ hindeutet, so ist sie auch von der Wahl von E_{lim} abhängig.

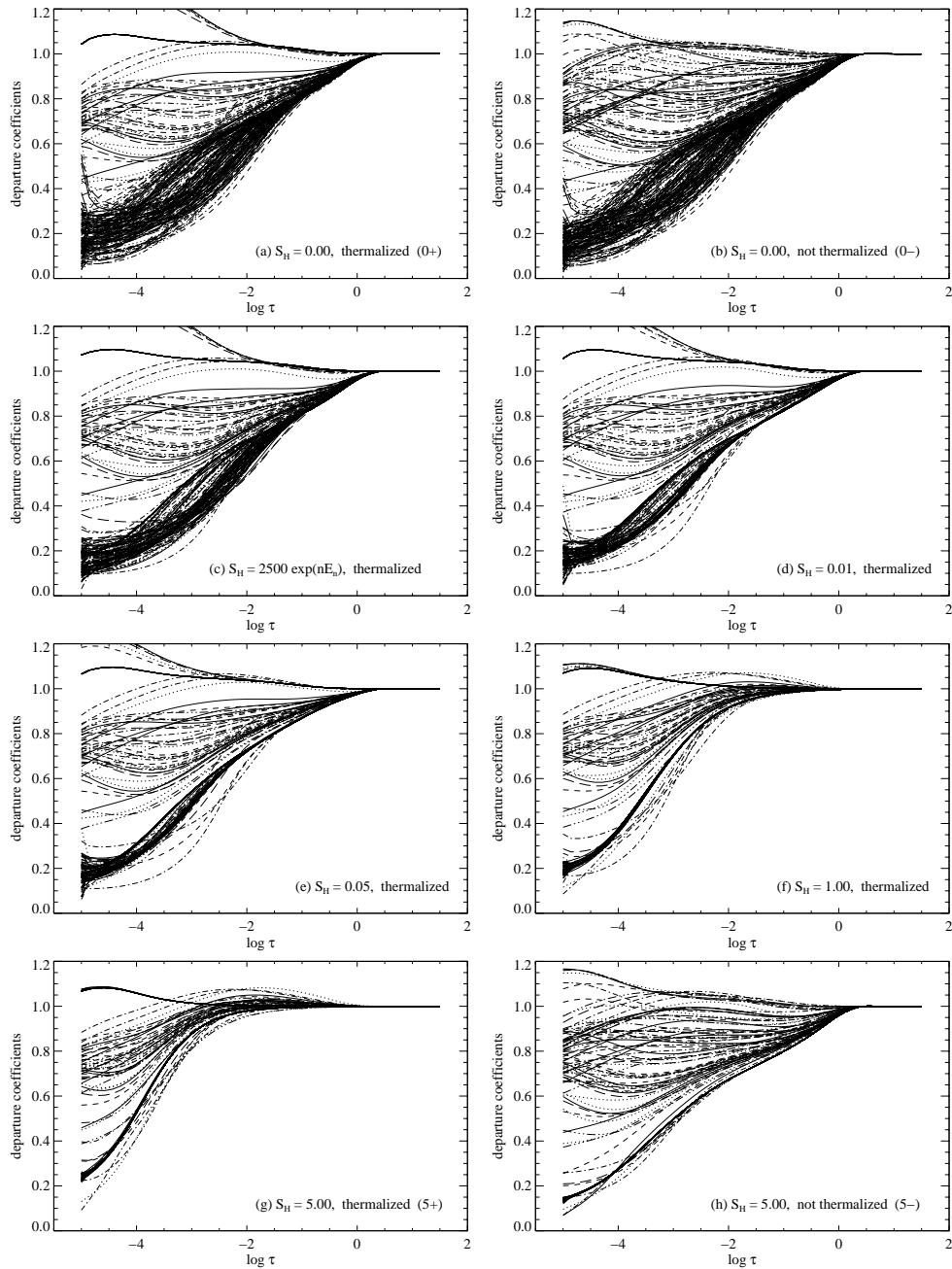


Abbildung 4.10: Solare Abweichkoeffizienten als Funktion verschiedener Modellannahmen bezüglich S_H und Thermalisierung. Bereits ein S_H von 0.05 erzeugt relative Thermalisierung der beobachteten FeI-Terme untereinander. Wasserstoffstoßeffizienz und Thermalisierung können sich teilweise kompensieren, wie ein Vergleich der Diagramme (e) und (h) zeigt. In der Beschriftung von (c) fehlt das negative Vorzeichen im Exponenten ($S_H = 2500 \exp(-nE_n)$). (Abbildung aus Gehren *et al.* 2001a)

Tabelle 4.3: Parameterstudie für 117 starke FeI-Linien in der Sonne. Die Mikroturbulenz wurde zu 0.85 km/s festgesetzt, im Fall von HM zu 1 km/s. $\log C_6$ -Werte nach AOM. + oder – bezeichnet ein- oder ausgeschaltete Thermalisierung.

S_H	Thermalisierung ($E_{\text{lim}} = 7.3 \text{ eV}$)	Bezeichnung	$\log \varepsilon(\text{Fe})_{\odot} \pm 1\sigma$ [dex]
0	nein	0–	7.52 ± 0.12
0	ja	0+	7.50 ± 0.12
1	ja	1+	7.47 ± 0.12
5	nein	5–	7.56 ± 0.12
5	ja	5+	7.47 ± 0.12
(LTE)	(LTE)	HM	7.56 ± 0.12

4.3.2 Die solare Eisenhäufigkeit

Auch wenn die Ableitung der solaren Eisenhäufigkeit keines der eigentlichen Ziele dieser Arbeit darstellt, ist sie vor dem Hintergrund der historischen (aber nie wirklich abgeschlossenen) Diskussion um das *wahre* $\log \varepsilon(\text{Fe})_{\odot}$ sehr interessant. Die Hauptkontrahenten dieses Wissenschaftsstreits sind Holweger und Blackwell oder auch die Universitäten, an denen die *gf*-Werte der jeweiligen Gruppen experimentell bestimmt wurden: Hannover und Oxford. Die zentrale Frage war und ist dabei: Liegt die derzeit messbare solare Eisenhäufigkeit eher im Bereich des unstrittigen, meteoritischen Werts ($\log \varepsilon(\text{Fe})_{\text{CI}} \sim 7.50$) oder deutlich (0.2 dex oder 60 %) darüber? Holweger *et al.* (1995) leiten seit jeher aus FeI und FeII den niedrigen Wert ab, Blackwell *et al.* (1995a, 1995b) aus FeI den hohen.

Leider muss konstatiert werden, dass bei aller Streibarkeit die wahren Gründe für die Diskrepanzen nie aufgedeckt worden sind. Nahezu alle Aspekte der Analyse (*gf*-Werte, $\log C_6$ -Werte, Mikroturbulenz und Äquivalentbreiten) samt unterschiedlicher programmtechnischer Implementierung (Kostik *et al.* 1996) waren, leider ohne durchschlagendes Ergebnis, im Gespräch. Auch diese Arbeit wird einen Beitrag zu dieser Diskussion liefern, ohne sie beenden zu können.

Gehren *et al.* (2001a) beschreiben die solaren Ergebnisse für eine *Auswahl starker Linien* (117 FeI- und 37 FeII-Linien) aus der Kompilation von Nave *et al.* (1994). Dabei wurden sowohl Profilanpassungen auf Basis des Holweger-Müller-Modells (HM) im LTE⁴ vorgenommen, als auch non-LTE-Anpassungen mittels theoretischer Schichtung (MAFAGS), die den Parameterraum der freien Parameter S_H und E_{lim} ausloten. Dazu wurden Profilanalysen für die in Tabelle 4.3 erklärten Kombinationen von S_H und E_{lim} durchgeführt. In Verbindung mit dem LTE-Ergebnis für FeII, das im Anhang B wiedergegeben ist ($\log \varepsilon(\text{FeII}) = 7.53 \pm 0.10$; praktisch dasselbe Ergebnis für HM), zeigt sich, dass

⁴ Es macht wenig Sinn, die empirische Schichtung nach Holweger-Müller (1974) mit non-LTE-Linienentstehung zu verknüpfen, da die Schichtung u.a. aus FeI-Linien *unter expliziter Annahme von LTE* abgeleitet worden ist.

alle non-LTE-Modelle (samt HM im LTE) Eisenhäufigkeiten nahe dem meteoritischen Wert liefern. Gleichzeitig wird aber auch folgendes klar:

Die Streuung sowohl in FeI als auch in FeII von ≥ 0.1 dex erlaubt es nicht, durch alleinige Betrachtung des solaren Eisenspektrums die Wasserstoffstoßeffizienz S_H festzulegen und somit ein non-LTE-Modell auszuwählen.

Die starke Streuung ist z.T. auf die Benutzung inadäquater Quellen für gf -Werte aus Nave *et al.* (1994) zurückzuführen, die sich dadurch zu erkennen geben, dass ganze Multipletts starke systematische Abweichungen vom Mittelwert zeigen: Ein eklatantes Beispiel ist Multiplett 1164 nach O'Brian *et al.* (1991) mit einem Offset zum Mittelwert aus Oxford- und Hannover-Linien von $\Delta\epsilon = -0.22$ (vgl. Anhang A). Da hier *kleinere* Häufigkeiten als die mittlere benötigt werden, kann man sich nicht mit unbekanntem Blendbeiträgen aus der Misere helfen. Es wird gefolgert:

Die mittleren FeI-Häufigkeiten unterschiedlicher gf -Wert-Quellen variieren stärker als die unterschiedlicher non-LTE-Modelle, was die Festlegung eines besten Modells unmöglich macht.

Wie in Gehren *et al.* (2001b) gezeigt wurde, kann die Streuung durch vorsichtige Auswahl der Quellen deutlich reduziert werden (s. unten).

Da die Profilanpassungen interaktiv vorgenommen werden, haben wir kein quantitatives Maß für die Güte der theoretischen Beschreibung einzelner Linien. Ein ungewichtetes χ^2 z. B. wird der offensichtlichen Asymmetrie des Problems nicht gerecht (vgl. Kapitel 3.2.3). Die interaktive Anpassung ist hinreichend, solange die Beschreibung der beobachteten Profile durch das Modell gut ist. Zum Problem wird sie bei einigen Linien mit Äquivalentbreiten größer als 100 m\AA , weil hier die Defizite einer statischen Modellierung mit fester Mikroturbulenz evident werden. Abbildung 4.11 verdeutlicht, dass starke Linien von unterschiedlichen Modellen unterschiedlich gut wiedergegeben werden. Man könnte nun geneigt sein, auf Basis der bestmöglichen Anpassung ein Modell auszuwählen. Diesem Ansatz folgen wir aus zweierlei Gründen nicht:

1. Die Unterschiede zwischen den Modellen betreffen ausschließlich die *Linienkerne*. Ob man diesen Bereich der Linien anpassen kann, hängt neben dem Modell auch stark von der angewandten Anpassungsstrategie ab. Da die Makroturbulenz Ξ_{RT} ein dem jeweiligen Profil anzupassender Parameter ist (vgl. Anhang A), kann über ihn das resultierende theoretische Profil in gewissen Grenzen variiert werden.

Die entscheidende Frage ist dabei, ob man ein leichtes Unterschneiden der inneren Flügel erlaubt, um Kerndefizite in einem integralen Sinn auszugleichen. Die Modelle mit $S_H > 0$ produzieren für Turbulenzlinien nämlich Dopplerkerne, die grundsätzlich zu breit sind. Man hat nun zwei Möglichkeiten der Anpassung: Entweder man vermeidet jegliche Unterschneidung und nimmt ein Kerndefizit in Kauf oder man unterschneidet das beobachtete Profil im inneren Flügelbereich und reproduziert den Kern. Erlaubt man eine solche Unterschneidung, so lassen sich mit allen Modellen ähnlich gute Anpassungen erzielen. Diese

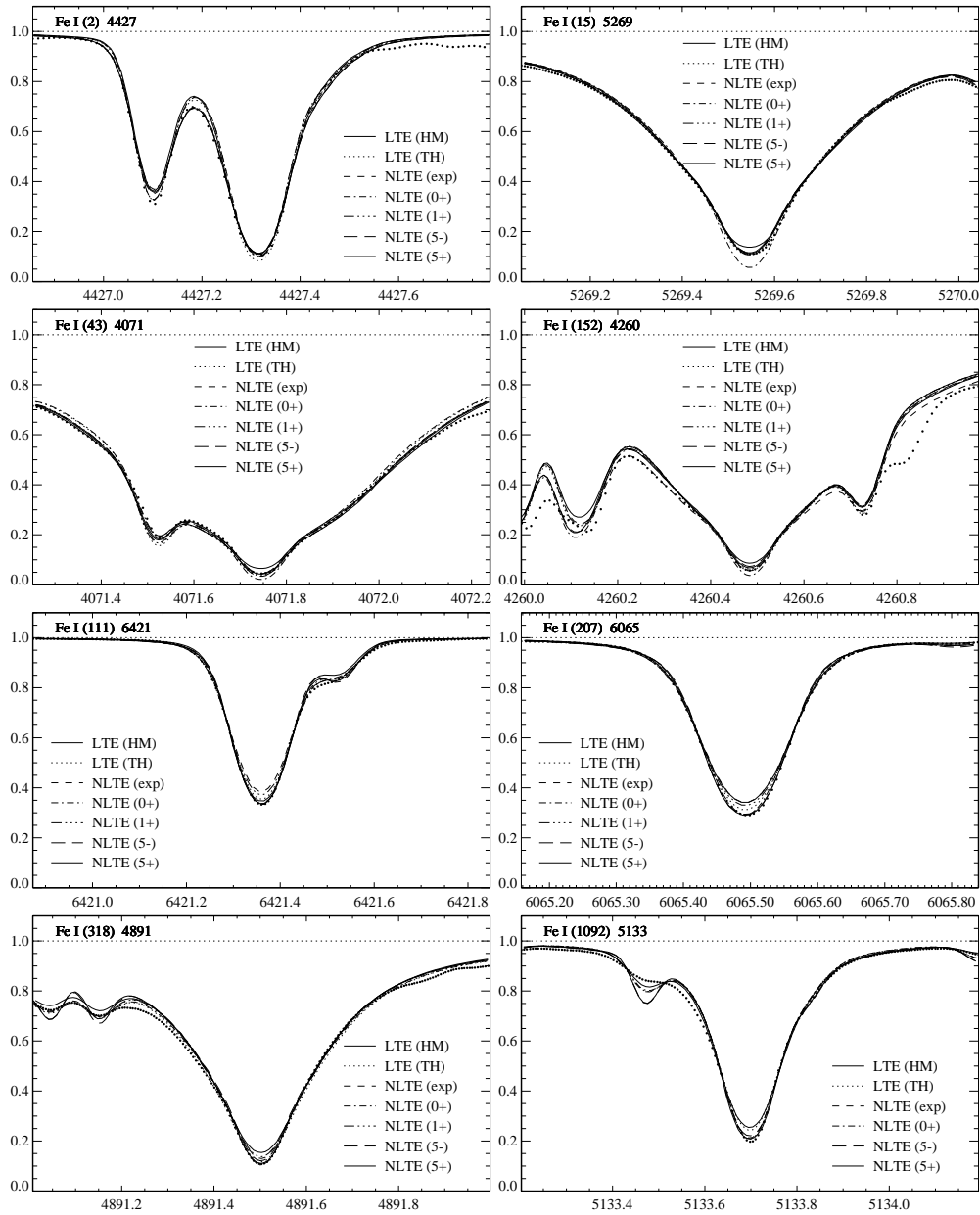


Abbildung 4.11: Vergleich der Profilanpassungen für starke Linien ($W_\lambda > 110 \text{ m}\text{\AA}$). Die hier deutlich werdenden Unterschiede zwischen den Modellen sind Obergrenzen, da Kompromissbereitschaft bei der Linienanpassung (leichtes Unterschneiden des Profils, s. Text) in den meisten Fällen für alle Modelle zu akzeptablen Profilanpassungen führt (vgl. Anhang A). (Abbildung aus Gehren *et al.* 2001a)

Anpassungen sind dann allerdings kaum besser als das integrale Maß der Äquivalentbreite. Folgt man dieser Strategie nicht, so erzeugt das „0+“-Modell die besten Profilanpassungen für starke Linien mit $E_{\text{low}} < 3 \text{ eV}$. Erst selbstkonsistente hydrodynamische Modelle, in denen die externe Verbreiterung kein freier Parameter ist, können in diesem Punkt Abhilfe schaffen.

2. Die Reproduktion der Kerne starker Linien ist in jedem Fall ein problematisches Kriterium, da sie chromosphärisch beeinflusst sein können. Diesen Sachverhalt erläutert Abbildung 4.12. Wir beeinflussen durch erzwungene Vermeidung von Kerndefiziten die Analyse der Linienprofile, und zwar systematisch und auf Basis von Linienkernen, für die unser Atmosphärenmodell nicht geeignet ist.

Demnach wurde ein Kompromiss getroffen: Für die finalen Anpassungen in Anhang A wurde eine leichte Unterschneidung der inneren Linienflügel akzeptiert. Beispiele sind FeI 6546 (268), 5217 (553), 4985 (984) und 5662 (1087). Für stärkere Linien (z. B. FeI 5191 (383) und 5369 (1146)) können die Kerne zum Teil trotzdem nicht reproduziert werden.

Die numerisch beste Übereinstimmung zwischen FeI und FeII ergibt sich für das „0-“-Modell. Wählt man, wie in Gehren *et al.* (2001a) geschehen, verstärkt theoretische gf -Werte nach Raassen & Uylings (1998), so ergibt sich eine um 0.03 dex höhere FeII-Häufigkeit, und die Übereinstimmung zwischen FeI und FeII ist für das „5-“-Modell besser. Nach oben Gesagtem ist dieser Schluss aber statistisch sehr schlecht untermauert. Es bedarf weiterer Einschränkung durch Beobachtung, um eine Entscheidung herbeizuführen, selbst wenn dieses Vorgehen die Gefahr birgt, dass das Ergebnis (noch) modellabhängiger wird. Diesem Gedanken widmet sich Kapitel 5.

Ohne zusätzliche Einschränkung kann das solare Ergebnis nur als Funktion der Wasserstoffstoßeffizienz angegeben werden. Als direkte Folge der Quellfunktionsgleichheit skalieren die non-LTE-Korrekturen mit S_{H} :

Für die 117 FeI-Linien aus Gehren *et al.* (2001a) liegt der mittlere non-LTE-Effekt in der Sonne zwischen +0.06 dex für das Modell mit $S_{\text{H}} = 0-$ und +0.01 dex (quasi thermische Besetzung) für das Modell mit $S_{\text{H}} = 5+$.

Gehren *et al.* (2001b) bringen an dem oben entworfene Bild einige Modifikationen an, die sich aus Hinzunahme schwacher Linien und ersten stellaren Analysen ergaben: Während sich bei starken Linien die Lage des Kontinuums auf die abzuleitende Häufigkeit kaum auswirkt, reagieren schwache Linien sehr empfindlich auf diesen Parameter. Das Kontinuum des KPNO-Sonnenatlas ist unter Benutzung einzelner Hochpunkte über jeweils viele zehn Ångström gespannt worden; obwohl es sich um einen Fourier-Transform(FT)-Spektrographen mit glattem Kontinuumsverlauf handelt, ist das *Kontinuum* somit streng genommen ein *weiterer freier Parameter*. Für alle schwachen Linien mit Äquivalentbreiten unter $100 \text{ m}\text{Å}$ wurde deshalb das Kontinuum *lokal* inspiziert ($\pm 10 \text{ Å}$), gegebenenfalls synthetisiert und angepasst. Die Korrekturen im normierten Fluss liegen zumeist im Zehntel-Prozent-Bereich, erreichen aber in Einzelfällen auch einige Prozent. Dies führt zu systematisch kleineren mittleren Häufigkeiten, da fast ausschließlich in eine Richtung korrigiert wird.

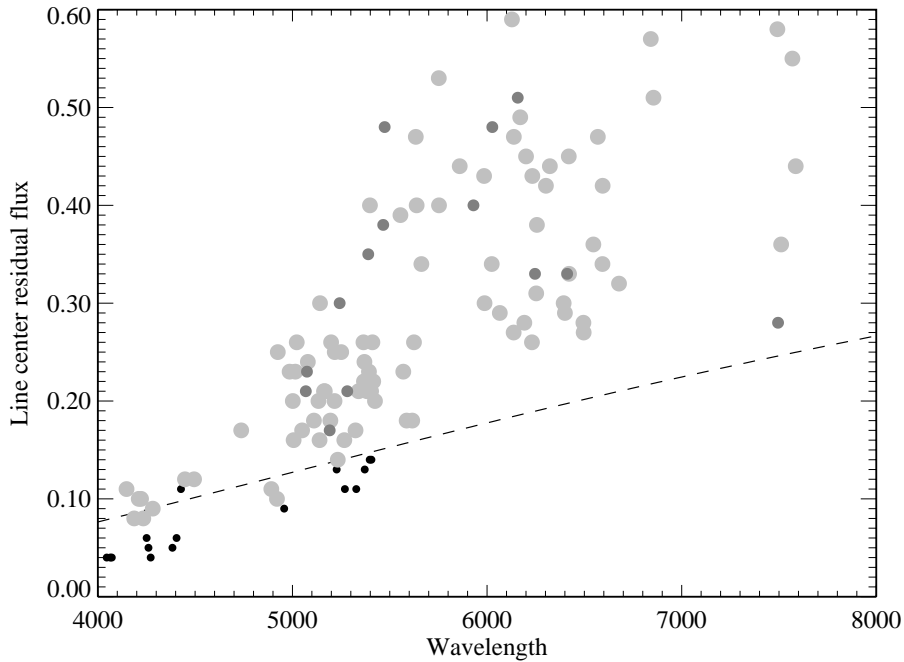


Abbildung 4.12: Flussresiduen R_λ der Linienzentren als Funktion der Wellenlänge. Helle große Symbole deuten auf sehr gute Linienanpassung mit dem $S_H = 0$ -Modell hin. Je dunkler das Symbol, desto schlechter ist die Linienkernreproduktion für dieses Modell. Die Kurve gibt das Verhältnis von $B_\lambda(4200\text{ K})$ zu $B_\lambda(6000\text{ K})$ an und entspricht damit der *photosphärischen* Sättigung, wie sie sich ergibt, wenn man R_λ durch das Verhältnis von emittierten Kontinuumsphotonen (bei 6000 K) zu Photonen aus Bereichen des Temperaturminimums (ca. 4200 K) approximiert. *Unterhalb* dieser Kurve sind signifikante Beiträge aus der Chromosphäre zu erwarten. (Abbildung aus Gehren *et al.* 2001a)

Die *Mikroturbulenz* wurde für die Synthetisierung mit MAFAGS von 0.85 km/s auf 1.00 km/s erhöht. Zum einen erfordern die stärksten Linien in FeII (4923 Å, 5018 Å und 5169 Å, alle Multipllett 42) einen höheren Mikroturbulenzwert. Diese Linien sind für die Analyse der metallärmsten Sterne absolut unerlässlich. Zum anderen ergaben die Turbulenzlinien ($60\text{ mÅ} < W_\lambda < 110\text{ mÅ}$) im Vergleich mit schwachen und gedämpften Linien in der finalen Anpassung zu hohe Häufigkeiten. Durch Anhebung der Mikroturbulenz können die Häufigkeiten aus diesen Linien abgesenkt werden, was gleichzeitig zu einer Reduktion der Gesamtstreuung führt. Die Kerne starker Linien werden durch diesen Schritt noch breiter, die Anpassung etwas schlechter, wie Abbildung 4.13 verdeutlicht. Für einen nicht zu vernachlässigenden Anteil der angepassten Linien (20 %) sind die Profilanpassungen bestenfalls mittelmäßig und stellen gegenüber der Benutzung von Äquivalentbreiten als integrales Maß der Linienstärke keinen Fortschritt dar. Wie bereits erwähnt, manifestieren sich hier die Defizite unseren grundlegenden Modellannahmen (1D, statisch, Parametrisierung der Dynamik durch eine tiefenunabhängige Mikroturbulenz und Makroturbulenz), *nicht* die Defizite der non-LTE-Modellierung. Zwar schneiden die $S_H = 0$ -Modelle in diesem Punkt besser ab, zu breite Kerne für eine Untermenge aller Linien sind aber ein Problem *aller* Modelle, auch des LTE und des HM-Modells.

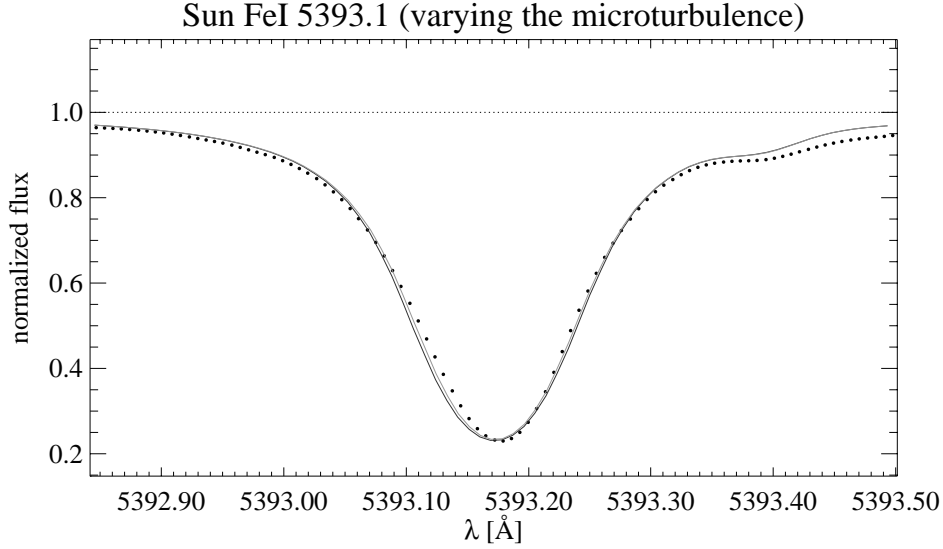


Abbildung 4.13: Profilanpassung als Funktion der Mikroturbulenz anhand einer extremen Beispiellinie: FeI 5393 (553) mit $S_H = 3$ und $\xi = 1$ km/s (schwarz) bzw. $\xi = 0.85$ km/s (grau). Der Dopplerkern ist in beiden Fällen wesentlich zu breit.

Durch das große Spektrum an Linienstärken, das durch Hinzunahme schwacher Linien entstanden ist, wurde auch deutlich, dass die C_6 -Werte nach AOM zur Beseitigung einer Abhängigkeit der Häufigkeit von W_λ bzw. E_{low} modifiziert werden müssen. Dies ist zweifelsohne eine *ad hoc*-Modifikation, die einer quantenmechanischen Grundlage entbehrt (ist die angenommene LS-Kopplung inadäquat?). Die sich ergebende Korrektur ist letztlich klein und führt zu einer merklich besseren Beschreibung des solaren Eisenspektrums. Es wurden also weitere Modelle aufgenommen, die auch eine Absenkung der $\log C_6$ -Werte um 0.4 dex berücksichtigten. Dies war die Stärke der Korrektur, wie sie sich aus starken Linien nach Gehren *et al.* (2001a) ergeben hatte. Dort konnte jedoch keine eindeutige Aussage bezüglich $\log C_6$ getroffen werden, da gf -Wert oder Häufigkeit in gewissen Grenzen gegen $\log C_6$ ausgetauscht werden können. Nur bei Betrachtung aller Linienstärken kann diese Entartung innerhalb eines Multipletts gebrochen werden.

Mit dem so erhaltenen Datensatz (astrophysikalische, an der Sonne angepasste und auf $\log \varepsilon(\text{Fe}) = 7.51$ bezogene gf -Werte, $\log C_6$ -Werte nach AOM um -0.4 dex korrigiert) wurde das Eichensensemble der metallarmen Sterne zum erstenmal analysiert: es ergab sich dabei eine Wasserstoffstoßeffizienz von $S_H \sim 1$ für die drei metallarmen Sterne HD 19445, HD 140283 und HD 84937, wie in Korn und Gehren (2001b) nachzulesen ist. Die abgeleiteten differentiellen non-LTE-Effekte betragen bei HD 140283 immerhin $+0.3$ dex (Faktor 2) in $\log g$. Für die absolute Häufigkeitsanalyse der Sonne kommt der *Auswahl der gf -Wert-Quellen* eine besondere Bedeutung zu, während sie für differentielle Häufigkeitsanalysen keine Rolle spielen, da hier die Kenntnis $\log gf \varepsilon_\odot$ ausreicht. Generell berücksichtigen wir für FeI nur Werte aus Labormessungen, da andere Methoden schwer abzuschätzende Fehler beinhalten können (quantenmechanische Rechnungen) oder gar keine gf -Wert-Information tragen (Inversion des sola-

ren Eisenspektrums). Selbst in der Gruppe der Labormessungen findet man bei vorsichtiger Analyse Quellen, deren Anwendung auf die Sonne keine vertrauens-erweckenden Ergebnisse liefern. So stellen sich insbesondere die gf -Werte aus den Arbeiten von May *et al.* (1974) und O'Brian *et al.* (1991) als fehlerbehaftet heraus.

Die Ergebnisse von May *et al.* (1974) beruhen auf stabilisierten Emissionsbogenmessungen. Wir zitieren die durch Fuhr *et al.* (1988) auf die Oxfordskala renormierten gf -Werte. Abbildung 4.14 zeigt die sich ergebenden Häufigkeiten im Rahmen des HM-Modells, das hier als universeller Standard herangezogen wird (non-LTE-Rechnungen würden bis auf die absoluten Häufigkeiten dieselben Resultate liefern). Danach streuen die Häufigkeiten um $\log \varepsilon(\text{FeI}) = 7.70$, sind also in etwa auf der Oxfordskala. Aber die Streuung ist mit 0.15 dex (1σ) in etwa doppelt so hoch wie die von Hannover oder Oxford. Dies ist Grund genug, die Arbeit von May *et al.* nicht zur Ableitung der solaren Eisenhäufigkeit heranzuziehen.

Ähnlich verhält es sich mit dem Datensatz nach O'Brian *et al.* (1991): Zwar ist er etwa auf der Hannoverskala, wie schon Bard & Kock (1994) bemerken, aber auch hier ist die Streuung inakzeptabel. Zu dem bereits oben gegebenen Beispiel (Multiplett 1164) gesellen sich nun Multipletts 66 und 1042, die jeweils eine Dynamik von mehr als 0.40 dex zeigen (vgl. Tabelle 4.5).

Als gute Quellen stellen sich letztlich nur die aus Oxford (Blackwell *et al.* 1979a, Blackwell *et al.* 1976, Blackwell *et al.* 1982a, Blackwell *et al.* 1982b, Blackwell *et al.* 1979b, Blackwell *et al.* 1980) und Hannover (Bard *et al.* 1991; Bard & Kock 1994) heraus. Aber selbst hier gibt es Multipletts, die Zweifel an den experimentellen Fehlergrenzen (deutlich unter 0.1 dex) aufkommen lassen: Multiplett 114 ist mit drei Linien vertreten, die mittels HM Häufigkeiten von 7.41 ($\lambda 5141.7$, 88mÅ) über 7.65 ($\lambda 5049.8$, 165mÅ) bis 7.78 ($\lambda 4924.7$, 98mÅ) ergeben. Selbst wenn $\lambda 4924.7$ einen bisher unerkannt gebliebenen, zentralen Blendbeitrag⁵ besitzt und somit nicht berücksichtigt werden sollte, ist der Häufigkeitsunterschied der verbleibenden beiden Linien immer noch zu groß.

Für insgesamt 391, nach Symmetrie und Blendfreiheit ausgewählte Linien aus der Zusammenstellung von Nave *et al.* (1994) wurden Häufigkeiten durch interaktive Profilanpassung mittels 10 Modellen abgeleitet (vgl. Tabelle 4.4). Es wurden also ca. 4000 individuelle Linienanpassungen durchgeführt. Von diesen Linien sind nur 96 für die absolute Bestimmung der solaren Eisenhäufigkeit geeignet (s. oben), die anderen, wie die etwa 30 Linien mit gf -Werten nach O'Brian *et al.* (1991) und solaren Äquivalentbreiten von mehr als 100mÅ im Anhang A, finden Verwendung in differentiellen stellaren Analysen.

Insbesondere für *schwache Linien* mit Äquivalentbreiten zwischen 10mÅ und 60mÅ spielen die Profilanpassungen ihre Stärke aus: Diese Linien können quasi beliebig genau angepasst werden, die Empfindlichkeit auf Dämpfung und Mikroturbulenz ist sehr gering. Systematische Schwächen anderer Analysen werden dadurch offensichtlich. So bestimmen Meylan *et al.* (1993) gf -Werte durch

⁵ Die Dopplerbreite des beobachteten Linienkerns ist – wie die meisten Turbulenzlinien – alles andere als zu breit für die Anpassung (s. Anhang A), so dass die potenziell zum Blend beitragende Linie bis auf wenige mÅ dieselbe Zentralwellenlänge besitzen müsste.

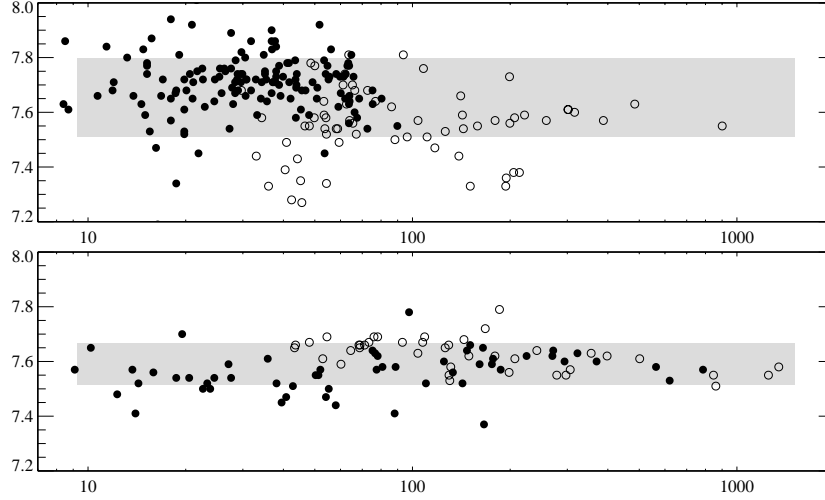


Abbildung 4.14: Solare FeI-Häufigkeiten im Rahmen des HM-Modells als Funktion der Linienstärke (in $m\text{\AA}$) für vier Quellen. *Oberes Diagramm:* May *et al.* (1974, Kugeln), O'Brian *et al.* (1991, Kreise). *Unteres Diagramm:* Hannover (Kugeln), Oxford (Kreise). Die schattierte Fläche umschließt den Mittelwert jeweils beider Datensätze mit $\pm 1\sigma$. Absolute (= Häufigkeit) und relative (= Streuung) Qualitätsunterschiede sind offensichtlich. (Abbildung aus Gehren *et al.* 2001b)

Inversion solarer Äquivalentbreiten. Für FeI 6726.6 (Multipllett 1197) geben sie ein W_λ von $53.6 m\text{\AA}$ an. Unsere Anpassung, die keine Kontinuumsprobleme aufweist, hat aber lediglich eine Äquivalentbreite von $49.9 m\text{\AA}$ (siehe Abbildung 4.15). Die Häufigkeit, die das W_λ von Meylan *et al.* reproduziert, ist ca. 0.09 dex höher, das dazugehörige Profil in deutlichem Widerspruch zur Beobachtung. Zwei Gründe führen zur systematischen Fehlern bei Benutzung von Äquivalentbreiten: Erstens verändert die photosphärische Dynamik das Linienprofil und damit auch die Äquivalentbreite, diese Dynamik wird aber traditionell nicht modelliert. Zweitens muss eine Abschätzung zum Äquivalentbreitenanteil der äußeren kontinuumsnahen (in stellaren Spektren verrauschten) Flügel gemacht werden, deren Anteil oft nicht zu vernachlässigen ist.

Im folgenden beschränken wir uns auf Linien, die *gf*-Werte aus Oxford und Hannover besitzen, 96 an der Zahl. Wie man bereits aus Abbildung 4.14 ersehen kann, umfasst der Datensatz aus Hannover eher schwache Linien, der aus Oxford eher starke. Dieser Umstand ist auf die Bereiche der Anregungsenergie zurückzuführen (Oxford: $E_{\text{low}} < 3 \text{ eV}$, Hannover: $E_{\text{low}} > 2 \text{ eV}$), für die sich der jeweilige Messprozess (Oxford: stabilisierte Absorptionsofenmessungen, Hannover: Hohlkathoden- und laser-induzierte Fluoreszenz) eignet. Überlapp ergibt sich bei den Turbulenzlinien, hier ist ein direkter Vergleich der *gf*-Werte möglich: $\Delta \log gf_{\text{FeI}}^{\text{Ox-Han}} = -0.029 \pm 0.009$. Dieser Unterschied ist also lediglich ein kleiner Teilaspekt des FeI-Streites.

Tabelle 4.4: Definierende Größen aller 10 Modelle der Parameterstudie. $\Delta \log C_6^{\text{res}}$ ist die Korrektur an die $\log C_6$ -Werte von AOM, die die Abhängigkeit der Häufigkeit von der Äquivalentbreite beseitigt (vgl. Abbildung 4.14). Modell 7 und 8 (unterschiedliche Dämpfung) liefern interpoliert dasselbe Ergebnis. Modellbezeichnungen wie in Tabelle 4.3.

Nr.	Modellbezeichnung	ξ [km/s]	$\Delta \log C_6^{\text{res}}$	$\log \varepsilon(\text{Fe})_{\odot} \pm 1\sigma$
0	MAFAGS LTE	0.85	-0.12	7.508 ± 0.080
1	NLTE 0+	0.85	-0.23	7.605 ± 0.087
2	NLTE 5+	0.85	-0.10	7.521 ± 0.089
3	NLTE 5-	0.85	-0.15	7.629 ± 0.094
4	HM LTE	1.00	0.09	7.574 ± 0.074
5	MAFAGS LTE	1.00	-0.14	7.477 ± 0.070
6	NLTE 5+	1.00	-0.12	7.488 ± 0.075
7	NLTE 1+	1.00	-0.13	7.503 ± 0.077
8	NLTE 1+(AOM-0.4)	1.00	-0.16	7.499 ± 0.075
9	NLTE $\frac{1}{2}$ +(AOM-0.4)	1.00	-0.17	7.509 ± 0.077

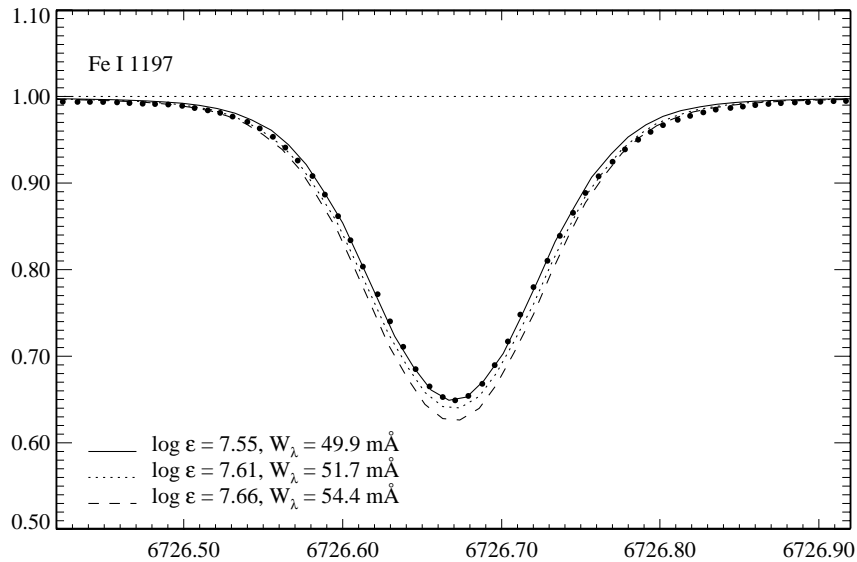


Abbildung 4.15: Beispiel einer schwachen Linie. Mit Ausnahme einer dynamisch bedingten Asymmetrie im roten Linienflügel ist die Anpassung durchweg überzeugend (hier mittels HM-Modell). Ein $W_{\lambda} > 50 \text{ mÅ}$ ist auszuschließen (s. Text; Abbildung aus Gehren *et al.* 2001b).

Tabelle 4.5 gibt die Ergebnisse der Linienanpassung aller Modelle mit $\xi = 1.00$ km/s wieder. Abbildung 4.18 zeigt die bezüglich $\log C_6$ interpolierten Ergebnisse. Demnach ergibt sich folgendes Bild für die solare Eisenhäufigkeit:

- Die Anpassungen mit $\xi = 1.00$ km/s sind denen mit 0.85 km/s aufgrund von reduzierter Streuung und flacherem Gradienten mit der Anregungsenergie vorzuziehen (direkter Vergleich MAFAGS LTE oder NLTE 5+).
- Alle theoretischen Modelle mit $\xi = 1.00$ km/s benötigen eine Korrektur der $\log C_6$ -Werte gegenüber Anstee & O'Mara (1995) von ca. -0.15 dex, um den Häufigkeitsgradienten mit W_λ zu minimieren. Alle non-LTE-Modelle liefern bei vergleichbarer Streuung mittlere Häufigkeiten von 7.49 (5+) bis 7.51 ($\frac{1}{2}$ +). Demnach sind sie mit der meteoritischen Eisenhäufigkeit von $\log \varepsilon(\text{Fe})_{\text{CI}} = 7.50$ (Grevesse & Sauval 1998) voll vereinbar. Selbst das LTE-Ergebnis ($\log \varepsilon(\text{FeI})_{\text{LTE}} = 7.48 \pm 0.07$) ist – statistisch betrachtet – mit dem meteoritischen Wert noch kompatibel.
- Das Holweger-Müller-Modell (1974) schneidet weder in Sachen Profilanpassung noch Streuung besser ab. Der Gradient von Häufigkeit mit Anregungsenergie (-0.02 dex/eV) könnte durch eine höhere Mikroturbulenz verringert werden. Die andersartige Temperaturschichtung (150 K heißer als MAFAGS, anderer T -Gradient) bedingt sowohl größere Dämpfungskonstanten als auch höhere Häufigkeiten.

Abbildung 4.14 zeigt anhand des HM-Modells, dass der Kompromiss der gemeinsamen Behandlung beider Datensätze nicht unproblematisch ist: Zwar zeigen die Hannover-Linien keinen Gradienten mit W_λ , die Oxford-Linien dafür einen sehr starken. Die mittleren Häufigkeiten aus beiden Quellen sind zudem signifikant unterschiedlich: $\Delta \log \varepsilon(\text{FeI})_{\text{Ox-Han}} = -0.067$.

Behandelte man die Datensätze individuell, so ergäben sich folgende mittlere Häufigkeiten und $\log C_6$ -Korrekturen:

$$\begin{aligned} \log \varepsilon(\text{FeI})_{\text{Oxford}} &= 7.69 \pm 0.05 \quad \text{bei } \Delta \log C_6^{\text{res}} = -0.28 \\ \log \varepsilon(\text{FeI})_{\text{Hannover}} &= 7.54 \pm 0.07 \quad \text{bei } \Delta \log C_6^{\text{res}} = +0.13 \end{aligned}$$

Der Unterschied zwischen diesen Datensätzen ist in den theoretischen Modellen etwas geringer, aber überall vorhanden. Dies verdeutlicht, dass wir zwar in der Lage sind, die hohe Blackwellsche Eisenhäufigkeit *künstlich* zu erzeugen, dadurch wird aber der Streitpunkt mitnichten beseitigt.

Bei aller Unsicherheit in den gf -Werten ist vor allem erstaunlich, wie erfolgreich der simple Ansatz, atmosphärische Dynamik durch zwei tiefenunabhängige Größen zu parametrisieren, letztlich ist. Lediglich die Anpassung der Turbulenzlinien (*nomen est omen*) gibt kein überzeugendes Bild ab und ist wohl exklusives Betätigungsfeld hydrodynamischer Modelle.

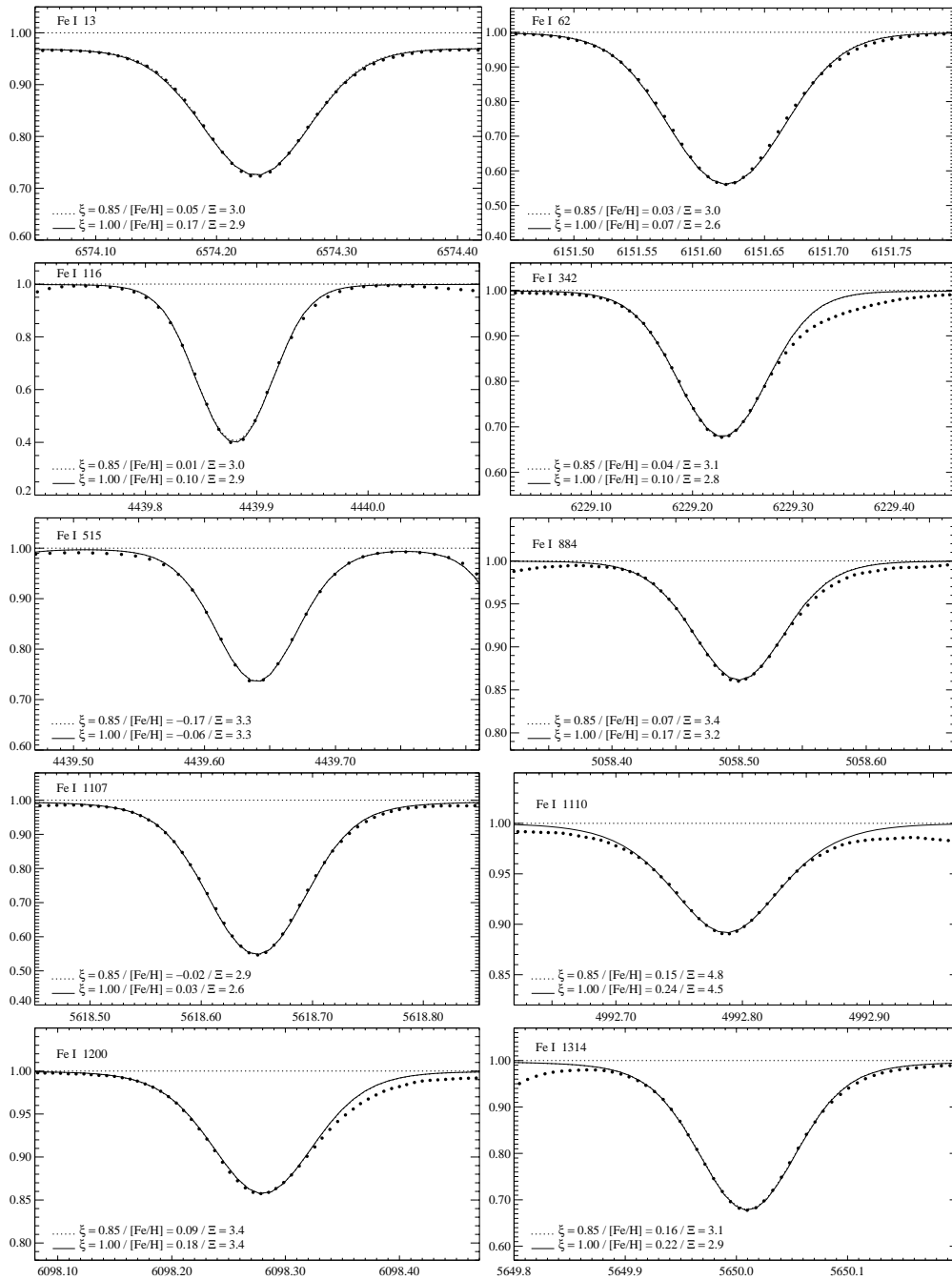


Abbildung 4.16: Beispiele für Profilanpassungen schwacher Linien ($10 \text{ m\AA} < W\lambda < 60 \text{ m\AA}$), hier für Modell 0 (MAFAGS LTE) und 4 (HM). Anpassungsparameter (ξ [km/s], $[Fe/H]$, Ξ_{RT} [km/s]) sind jeweils angegeben. Sieht man von Blends und marginalen, dynamisch bedingten Asymmetrien im roten Flügel ab, so beschreiben die Modelle diese Linien nahezu perfekt. Der Unempfindlichkeit auf Mikroturbulenz und Dämpfung steht die Abhängigkeit der Häufigkeit von der Kontinuumslage gegenüber (Abbildung aus Gehren *et al.* 2001a).

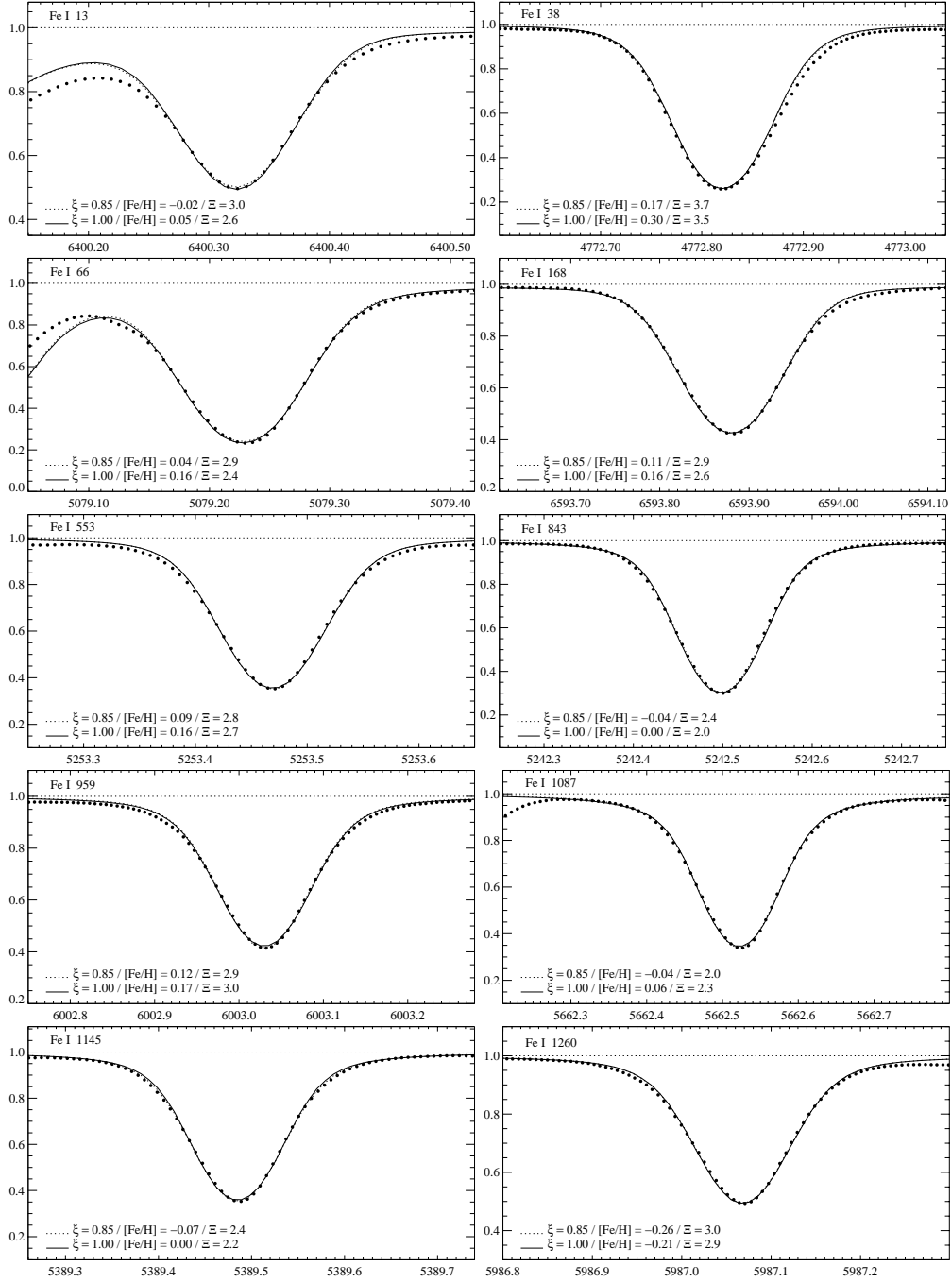


Abbildung 4.17: Beispiele für Profilanpassungen an **Turbulenzlinien** ($60 \text{ m\AA} < W\lambda < 110 \text{ m\AA}$), hier für Modell 0 (MAFAGS LTE) und 4 (HM). Anpassungsparameter (ξ [km/s], [Fe/H], Ξ_{RT} [km/s]) sind jeweils angegeben. In vielen Fällen finden sich Kerndefizite und zu breite Dopplerkerne, die sich z.T. wechselseitig bedingen. Anhang A zeigt Profilanpassungen für das finale non-LTE-Modell mit $\xi = 1.00 \text{ km/s}$: Die Dopplerkerne sind noch breiter und erzwingen teilweise eine „integrale“ Anpassungsstrategie (s. Text). Die Fitgenauigkeit ist dann gering ($\pm 0.03 \text{ dex}$) (Abb. aus Gehren *et al.* 2001b).

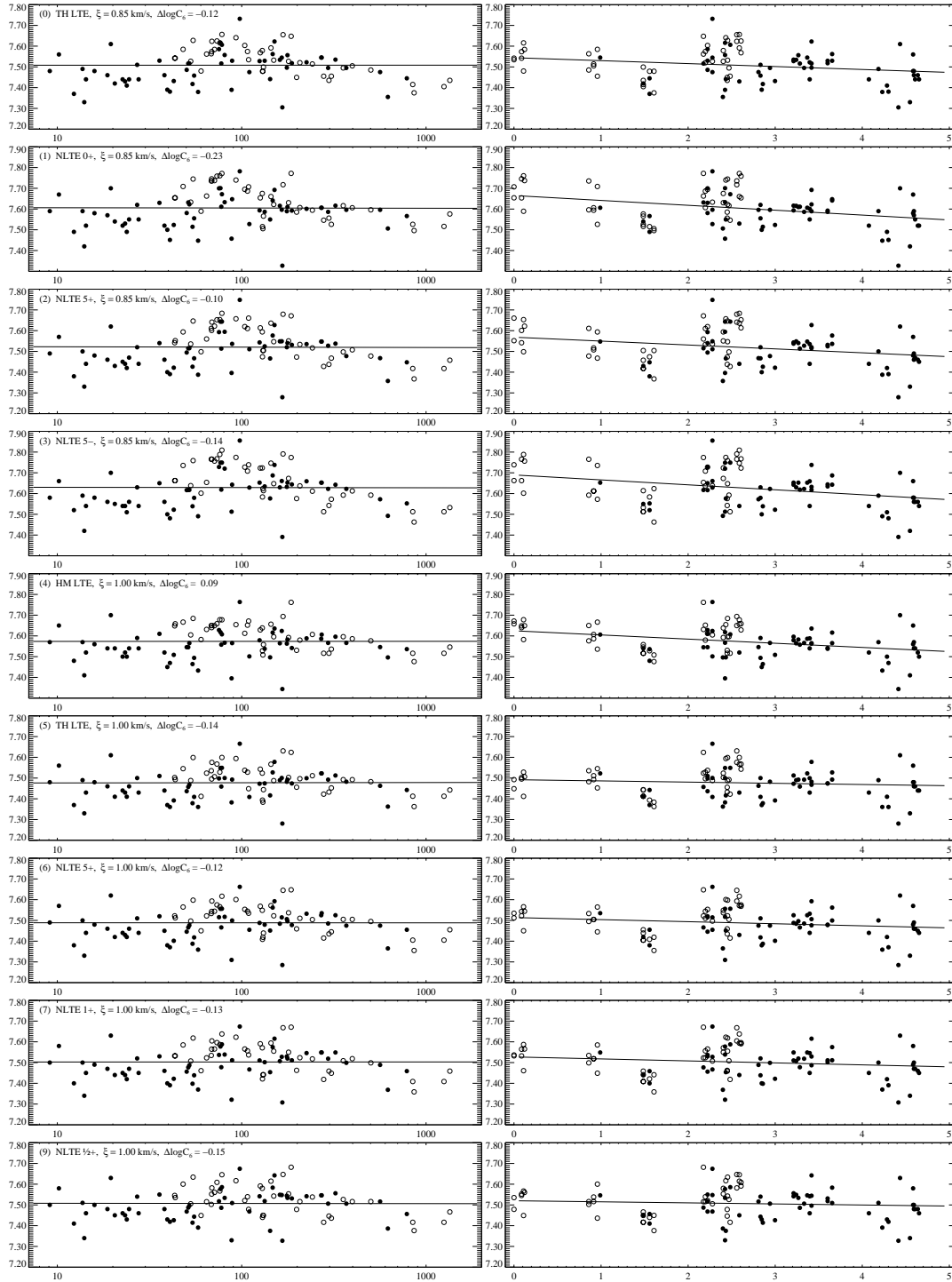


Abbildung 4.18: Häufigkeiten aus Hannover- (Kugeln) und Oxfordlinien (Kreise) als Funktion der Linienstärke W_λ (in $m\text{\AA}$, *linke Seite*) bzw. der Anregungsenergie E_{low} (in eV, *rechte Seite*). Der Trend mit der Äquivalentbreite wurde durch Variation der Dämpfung ($\log C_6$) minimiert. Alle Modelle mit $\xi = 0.85$ km/s schneiden sowohl bezüglich Streuung als auch bezüglich eines residuellen Trends mit E_{low} schlechter ab als die $\xi = 1$ km/s-Modelle. Diese benötigen in etwa $\Delta \log C_6$ (AOM) ~ -0.15 , das $S_H = 1/2+$ -Modell schneidet insgesamt marginal am besten ab (Abbildung aus Gehren *et al.* 2001a).

Table 4.5 (continued)

Mult	Transition	λ [Å]	E [eV]	log gf	log C_6	log $\epsilon(\text{FeI})_{\odot}$ ($\xi = 1.00$ km/s)					Rem	W_{λ} [mÅ]	
						HM	LTE	5+	1+	1+ -0.4			0.5+ -0.4
1228	$d^3F_3 - u^3D_3^{\circ}$	6667.719	4.584	-2.11 q	-30.299	7.65	7.56	7.57	7.58	7.58	7.58	acg	10.2
1228	$d^3F_4 - u^3D_3^{\circ}$	6699.140	4.593	-2.10 q	-30.299	7.57	7.48	7.49	7.50	7.50	7.50	ac	9.1
1229	$d^3F_4 - t^3D_3^{\circ}$	6591.320	4.593	-2.07 m	-30.299	7.68	7.58	7.58	7.59	7.59	7.60	ac	11.0
1253	$y^3D_2^{\circ} - g^3F_1$	6364.370	4.795	-1.43 b	-30.093	7.79	7.68	7.68	7.69	7.70	7.71	bcl	28.5
1253	$y^3D_3^{\circ} - g^3F_3$	6385.740	4.733	-1.91 m	-30.187	7.66	7.58	7.58	7.59	7.58	7.59	a	11.6
1253	$y^3D_3^{\circ} - g^3F_4$	6569.221	4.733	-0.42 b	-30.255	7.68	7.58	7.60	7.61	7.66	7.68	ach	75.3
1254	$y^3D_3^{\circ} - h^3D_2$	6330.860	4.733	-1.74 b	-30.163	8.13	8.05	8.06	8.07	8.07	8.08	ac	34.6
1255	$y^3D_2^{\circ} - f^5P_2$	6713.760	4.795	-1.60 b	-30.237	7.75	7.68	7.69	7.70	7.70	7.70	a	21.7
1256	$y^3D_3^{\circ} - f^5G_3$	6253.820	4.733	-1.66 m	-30.131	7.67	7.58	7.58	7.59	7.59	7.60	bcl	20.1
1258	$y^3D_2^{\circ} - f^3D_2$	6633.440	4.835	-1.49 b	-30.155	7.82	7.76	7.77	7.78	7.78	7.79	bl	29.7
1258	$y^3D_2^{\circ} - f^3D_1$	6338.900	4.795	-1.06 b	-30.081	7.69	7.62	7.62	7.63	7.65	7.66	bcl	43.8
1258	$y^3D_2^{\circ} - f^3D_2$	6496.473	4.795	-0.57 b	-30.151	7.60	7.52	7.53	7.55	7.58	7.60	ac	66.3
1258	$y^3D_2^{\circ} - f^3D_3$	6634.100	4.795	-1.43 b	-30.206	7.86	7.77	7.77	7.78	7.78	7.79	bl	37.7
1258	$y^3D_3^{\circ} - f^3D_3$	6419.954	4.733	-0.24 b	-30.200	7.55	7.45	7.47	7.48	7.56	7.57	bl	89.8
1259	$y^3D_3^{\circ} - f^3F_4$	6056.010	4.733	-0.46 k	-30.036	7.62	7.51	7.52	7.54	7.59	7.60	a	74.2
1260	$y^3D_3^{\circ} - e^3F_1$	5987.068	4.795	-0.15 c	-29.910	7.30	7.22	7.22	7.24	7.29	7.30	a	76.1
1260	$y^3D_2^{\circ} - e^3P_2$	6170.515	4.795	-0.44 k	-30.003	7.72	7.61	7.63	7.64	7.69	7.71	cd	82.3
1260	$y^3D_3^{\circ} - e^3P_2$	5984.822	4.733	0.17 c	-30.001	7.15	7.06	7.07	7.09	7.15	7.16	ach	85.8
1281	$x^5D_3^{\circ} - i^5D_2$	5552.700	4.955	-1.99 b	-29.620	7.86	7.76	7.77	7.78	7.77	7.78	a	8.5
1313	$x^5F_4^{\circ} - i^5D_3$	5805.756	5.033	-1.59 b	-29.624	7.77	7.68	7.68	7.70	7.70	7.70	ac	15.2
1313	$x^5F_4^{\circ} - i^5D_4$	5845.270	5.033	-1.82 m	-29.624	7.65	7.55	7.56	7.57	7.56	7.57	ac	7.3
1313	$x^5F_5^{\circ} - i^5D_4$	5732.290	4.991	-1.56 b	-29.622	7.74	7.65	7.65	7.66	7.66	7.67	ac	15.2
1314	$x^5F_1^{\circ} - g^5G_2$	5650.010	5.099	-0.92 b	-29.627	7.71	7.65	7.64	7.67	7.68	7.69	a	37.7
1314	$x^5F_2^{\circ} - g^5G_3$	5650.710	5.085	-0.96 b	-29.627	7.78	7.71	7.72	7.73	7.73	7.74	a	41.6
1314	$x^5F_3^{\circ} - g^5G_4$	5655.180	5.064	-0.64 b	-29.626	7.72	7.64	7.64	7.66	7.67	7.68	a	55.1
1314	$x^5F_5^{\circ} - g^5G_6$	5633.950	4.991	-0.27 b	-29.622	7.54	7.43	7.43	7.45	7.50	7.51	ac	72.6

Sources of f values: (a) O'Brian *et al.* (1991), (b) May *et al.* (1974), (c) Meylan *et al.* (1993), (e) Blackwell *et al.* (1979a), (f) Blackwell *et al.* (1976), (g) Blackwell *et al.* (1982a), (h) Blackwell *et al.* (1982b), (i) Bridges & Kornblith (1974), (j) Garz & Kock (1969), (k) Wolnik *et al.* (1970), (l) Richter & Wulff (1970), (m) Gurtovenko & Kostik (1981), (n) Blackwell *et al.* (1979b), (o) Blackwell *et al.* (1980), (p) Bard *et al.* (1991), (q) Bard & Kock (1994)

Line synthesis remarks: (a) no blend, no asymmetry, (b) resolved blend(s), (c) continuum adjusted, (d) unresolved blend(s), (e) core asymmetry, (f) blue and red wing deficit, (g) only red wing deficit, (h) core too wide, (i) core too narrow, (j) core too deep, (k) core too shallow, (l) all faint lines included

4.4 Ergebnisse anderer Gruppen

3D-hydrodynamische Rechnungen im LTE

Die Linienauswahl dieser Arbeit hat knapp 50 Linien mit der Arbeit von Asplund *et al.* (2000c) gemeinsam, die das solare Eisenspektrum mittels “*realistic ab initio 3D, time-dependent, hydrodynamical model atmospheres*” im LTE analysieren. Abbildung 4.19 vergleicht die sich ergebenden Häufigkeiten mit unseren LTE-Anpassungen (vgl. Tabelle 4.5). Während für gedämpfte Linien keine Systematik vorliegt, ergeben sich für schwache und turbulenzempfindliche Linien im Mittel 0.05 dex kleinere Häufigkeiten in hydrodynamischen Atmosphären. Die Differenz ist kleiner für die Untergruppe von Linien, für die der KPNO-Sonnenatlas lokal nachrektifiziert wurde. Ein typischer Wert für modellbedingte Unterschiede liegt also eher im Bereich von 0.03 dex. Die mittlere Häufigkeit aus schwachen und starken Linien (insgesamt 63) ergibt sich bei Asplund *et al.* zu $\log \varepsilon(\text{FeI})_{\odot}^{3\text{D}} = 7.44 \pm 0.05$, die Streuung ist also etwas kleiner als in dieser Arbeit (0.07 dex).

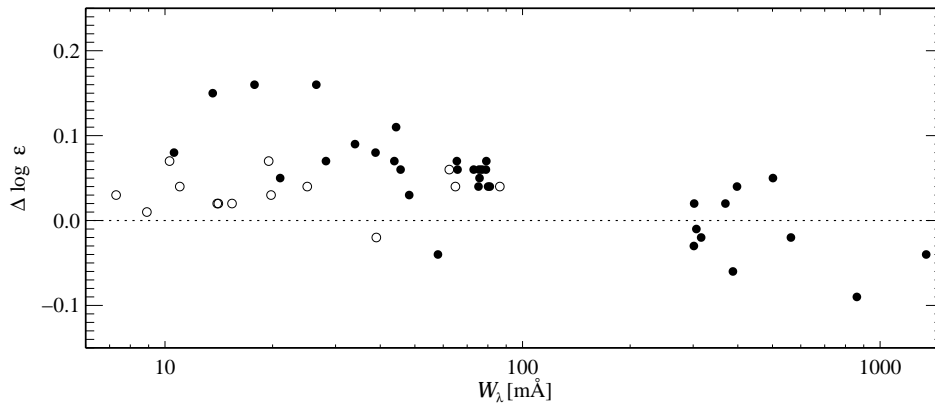


Abbildung 4.19: Häufigkeitsunterschiede für FeI-Linien zwischen der 3D-hydrodynamischen LTE-Modellierung durch Asplund *et al.* (2000c) und der LTE-Analyse mittels MAFAGS. Kreise geben Linien an, für deren Anpassung das lokale Kontinuum nachrektifiziert wurde. Das 1D-Modell liefert im Mittel höhere Werte (Abbildung aus Gehren *et al.* 2001b).

Auch für FeII leiten Asplund *et al.* aus 15 Linien eine etwas niedrigere Häufigkeit ab ($\log \varepsilon(\text{FeII})_{\odot}^{3\text{D}} = 7.45 \pm 0.10$), die Streuung ist aber nicht reduziert (die Streuung ohne fünf hochangeregte rote Linien mit $E_{\text{low}} \sim 3.9$ eV und einem dynamischen Bereich von 0.32 dex (7.28–7.60) beträgt 0.09 dex). Für 7 gemeinsame Linien (keine davon aus der Gruppe der besagten hochangeregten Linien) ergibt sich auf derselben *gf*-Wertskala ein mittlerer Unterschied von lediglich 0.05 dex, den man als Granulationskorrektur interpretieren kann. Mit dem Ergebnis für FeI schließen wir also, dass 1D-statische Modelle die abzuleitende solare Eisenhäufigkeit aus FeI und FeII *gleichermaßen* um 0.03–0.05 dex *überschätzen*. Ob eine photosphärische Eisenhäufigkeit unterhalb von 7.50 ein weiteres Argument für eine Revision der meteoritischen Häufigkeitsskala ist (Asplund 2000, vgl. Kapitel 1.1), darf im Licht unmodellierter Physik (non-LTE, Diffusion) bezweifelt werden.

1D-statische Rechnungen im non-LTE

Trotz der zentralen Wichtigkeit der Sonne als Eich- und Testobjekt mit bekannten Parametern, halten sich weder Gratton *et al.* (1999) noch Thévenin & Idiart (1999) lange bei ihr auf. Die Erkenntnis, dass eine Eichung der non-LTE-Effekte an der Sonne allein nicht möglich ist, entbindet diese Autoren nicht von der Pflicht, den solaren Fall zu diskutieren.

Gratton *et al.* erhalten je nach Berücksichtigung der UV-Flüsse (empirischer *vs.* theoretischer Ansatz) unterschiedlich starke non-LTE-Effekte für die Sonne: thermische Besetzung für den empirischen, FeI-Überionisation von der Größenordnung 0.1 dex für den theoretischen Ansatz. Sie räumen aber ein, dass sie das theoretische Modell nicht adäquat geeicht haben, da sie ihm sowieso kein Vertrauen schenken. Wir beziehen uns im folgenden also auf die empirischen Ergebnisse.

Ein wesentliches Defizit der Modellierung durch Gratton *et al.* ist die Nichtberücksichtigung existierender quantenmechanischer Rechnungen zur Photoionisation von FeI. Stattdessen werden für einige wenige Niveaus experimentelle Werte herangezogen (nach Athay & Lites 1972), im wesentlichen wird aber hydrogenisch approximiert. Gerade diese Annahme stellt sich im Lichte der Bautista-Ergebnisse als unzulänglich heraus.

Die Hinzunahme 9 künstlicher Niveaus zwischen 6.88 eV und der Ionisationsgrenze mit einem statistischen Gesamtgewicht von ca. 800 erscheint nicht ausreichend (zum Vergleich tragen die Terme unseres Modells in diesem Energiebereich ein Gesamtgewicht von über 3000). Die Autoren argumentieren hier im Sinne einer sogenannten Rydberg-Leiter, die den Transfer von rekombinierenden Elektronen gewährleisten soll (Carlsson *et al.* 1992, vgl. Gehren *et al.* 1991). Aber auch unterhalb von 6.88 eV (vgl. Tabelle 4.1) ist ihr Modell etwa einen Faktor 3 unvollständig. Die Summe aller Defizite wirkt sich nicht verstärkend auf die abgeleiteten non-LTE-Effekte aus (was zu befürchten wäre), da die S_{H} -Eichung mit RR Lyrae-Sternen auf $S_{\text{H}} = 30$ führt und nahezu thermische Besetzung zur Folge hat.

Thévenin & Idiart erhalten für die Sonne ebenfalls thermische Ergebnisse, wie man ihrer Tabelle 1 entnehmen kann. Dieser Sachverhalt ist sonderbar, da für metallarme Sterne geradezu gewaltige non-LTE-Effekte vorhergesagt werden (vgl. Kapitel 5.7). Möglicherweise deutet dies auf eine inadäquate Modellierung der UV-Flüsse (Hintergrundopazitäten) als Funktion der Metallizität hin. Über diesen Aspekt ihres Modells sagen die Autoren lediglich, dass das Strahlungsfeld mittels “*effects of some line blanketing*” berechnet wird. Geeicht wurde gar nicht, S_{H} wurde zu 0 angenommen.

Die Konsequenzen der Nichtberücksichtigung hochangeregter Niveaus ($E > 6.48$ eV) ist schwer abzuschätzen, kann aber sehr wohl dazu führen, dass FeI schlecht an FeII koppelt und non-LTE-Effekte künstlich verstärkt werden. Dies sollte allerdings bereits in der Sonne zu merklichen Effekten führen, was nicht der Fall ist.

Shchukina & Trujillo Bueno (2001) diskutieren die solaren non-LTE-Effekte hingegen sehr ausführlich. Die Kenndaten ihrer Modellierung sind *a)* ein 3D-hydrodynamisches Atmosphärenmodell nach Asplund (2000a, 2000b) bzw. gra-

nulare und intergranulare 1D-Schnappschüsse davon, *b)* Strahlungstransport ohne horizontale Beiträge, *c)* hydrogenische Photoionisation und *d)* Vernachlässigung von Wasserstoffstößen. Während es sicherlich ein zukunftssträchtiger Ansatz ist, non-LTE-Rechnungen in „3D“ durchzuführen, relativiert Punkt *b)* die Aussagekraft dieses ersten Versuchs: Gerade der horizontale Strahlungstransport ist von zentraler Bedeutung, da sich 3D-hydrodynamische Rechnungen gegenüber 1D-statischen durch explizite Ableitung der tiefenabhängigen Dichte- und Temperaturfluktuationen durch Konvektion und Oszillationen auszeichnen.

Der mittlere non-LTE-Effekt schwacher und starker Linien wird im Rahmen der gemachten Annahmen zu 0.07 dex abgeleitet, es ergibt sich erstaunlicherweise genau die meteoritische Eisenhäufigkeit. Obwohl ein direkter Vergleich mit unseren Rechnungen schwierig ist, ist die Stärke der mittleren non-LTE-Effekte am ehesten mit dem $S_{\text{H}} = 0$ -Modell vergleichbar, was mit den diesbezüglich gemachten Annahmen konsistent ist. Eine Anwendung dieses Modells auf andere Sterne steht noch aus, wobei die Anwendung beim derzeitigen rechentechnischen Aufwand nicht über die Ableitung von Eisenhäufigkeiten *bei gegebenen Sternparametern* hinauskommt. Es bleibt in jedem Fall abzuwarten, ob sich auch für andere Objekte (Referenzsterne) plausible Ergebnisse ergeben.

Die stellaren Ergebnisse der Arbeiten von Gratton *et al.* und Thévenin & Idiart werden in Kapitel 5.7 besprochen.

4.5 Zusammenfassung

Die durchgeführte kinetische Modellierung von FeI/FeII in der Sonne gemäß Tabelle 4.2 isoliert die wesentlichen atomphysikalischen Prozesse, die Besetzung, Anregung und Ionisation von Eisen in Kühlsternatmosphären dominieren:

- FeI ist photoionisationsdominiert, seine Besetzung im Vergleich zur LTE-Situation verringert.
- FeII ist in sehr guter Näherung im LTE. Trotzdem ist die Modellierung mit einem Gradienten in E_{low} verbunden (vgl. Anhang G).
- Inelastische Stöße mit Wasserstoff sind in der Lage, die beobachteten FeI-Terme untereinander zu thermalisieren, so dass sich die non-LTE-Effekte auf reduzierte Linienopazitäten bzw. vergrößerte Linienentstehungstiefen beschränken.
- Der mittlere non-LTE-Effekt skaliert mit der Wasserstoffstoßeffizienz und variiert zwischen $+0.10$ dex ($S_{\text{H}} = 0$) und thermischer Besetzung ($S_{\text{H}} = 5$).
- Eine ausführliche Parameterstudie in $\{S_{\text{H}}, E_{\text{lim}}, \xi, \log C_6\}$ zeigt, dass zur Ableitung der solaren Eisenhäufigkeit nur die gf -Werte der Hannover- und Oxford-Gruppe geeignet sind. Desweiteren müssen zur Minimierung der Häufigkeitsabhängigkeit von Äquivalentbreite und Anregungsenergie die Dämpfungskonstanten nach Anstee & O'Mara (1995) um typischerweise $\Delta \log C_6 = 0.15$ dex reduziert werden. $\xi = 1.00$ km/s stellt den besten Kompromiss für eine feste Mikroturbulenz dar, die Turbulenzlinien auf die absolute Häufigkeit schwacher und starken Linien bringt, ohne die Profilanpassungen für Turbulenzlinien massiv zu verschlechtern.
- Aufgrund der großen Streuung selbst in diesen gf -Wert-Sätzen kann kein Modell isoliert werden, das das solare Eisenspektrum signifikant besser beschreibt als alle anderen. Die solare photosphärische Eisenhäufigkeit aus FeI und FeII ist (innerhalb der 1σ -Streuung) in allen Fällen mit dem meteoritischen Wert ($\log \varepsilon(\text{Fe}) = 7.50$, Grevesse & Sauval 1998) vereinbar.
- Für das in Kapitel 5 gefundene Modell ergibt sich mit $\Delta \log C_6 = -0.15$ $\log \varepsilon(\text{FeI}) = 7.486 \pm 0.075$ ($\log \varepsilon(\text{FeII})_{\text{LTE}} = 7.528 \pm 0.101$). Der mittlere absolute non-LTE-Effekt für 96 Linien aller Stärken ist in dieser Eichung sehr klein und beläuft sich auf

$$\Delta (\log \varepsilon(\text{FeI})_{\text{non-LTE}} - \log \varepsilon(\text{FeI})_{\text{LTE}})_{\odot} = 0.02 \pm 0.01.$$

Dieser Wert ist mit Literaturwerten zu vergleichen, die – bei Implementierung unterschiedlich ausgereifter Eingabephysik – zwischen 0.00 bzw. 0.02 dex (Gratton *et al.* 1999 bzw. Thévenin & Idiart 1999) und 0.07 dex (Shchukina & Trujillo Bueno 2001) variieren.

5. Eichung der Wasserstoffstöße

Im folgenden werden die Eichsterne einzeln diskutiert. Zur Ableitung HIPPARCOS-konsistenter Sternparameter wird stets folgendermaßen vorgegangen: Mit geeigneten Startwerten für $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$ und $[\alpha/\text{Fe}]$ (z. B. den Sternparametern nach Fuhrmann 1998, 2000) wird die Effektivtemperatur aus $\text{H}\alpha$ und $\text{H}\beta$ bestimmt, die bolometrische Korrektur (BC) aus Tabellen von Alonso *et al.* (1996) interpoliert, kontrolliert, ob signifikante interstellare Rötung vorliegt (nach Hauck & Mermilliod 1998) und mittels bolometrischer Helligkeit die Masse aus Entwicklungswegen nach Vandenberg *et al.* (2000) bestimmt. Sodann kann mittels Gleichung 1.1 die spektroskopische Entfernung mit der trigonometrischen verglichen bzw. direkt die trigonometrische eingesetzt werden, um das HIPPARCOS-konsistente $\log g$ festzulegen. Gegebenenfalls wird diese Prozedur iteriert. Schließlich wird das S_{H} gesucht, das $\log \varepsilon(\text{FeI})_{\text{diff}}^{\text{non-LTE}}$ in Einklang mit $\log \varepsilon(\text{FeII})_{\text{diff}}^{\text{LTE}}$ bringt. Dazu werden die differentiellen gf -Werte der Linien aus Anhang A und B verwandt. Das Ionisationsgleichgewicht gilt dabei als erfüllt, sobald $|\log \varepsilon_{\text{FeI}} - \log \varepsilon_{\text{FeII}}| \leq 0.01$ dex ist. Berücksichtigt man die die sich ergebende Streuung um die Mittelwerte (0.08 dex für FeI, 0.05 dex für FeII in den drei wesentlichen Eichsterne mit $[\text{Fe}/\text{H}] < -2$, vgl. Anhang G), so ist diese Genauigkeit ausreichend.

Nur bei Procyon wird von diesem Vorgehen abgewichen, da seine Schwerebeschleunigung und Masse aus unabhängigen Messungen bekannt sind (siehe unten).

Es sei vorweggenommen, dass zum Erlangen von Konkordanz zwischen FeI und FeII *im Ensemble-Mittel* die Wasserstoffstoßeﬃzienz auf $S_{\text{H}} = 3$ erhöht werden muss.

5.1 Procyon (6510 K, 3.96, -0.03)

α CMi ist ein F5-Stern auf der entwickelten Hauptreihe. Er ist neben der Sonne der einzige Stern, dessen Winkeldurchmesser, Masse und Entfernung uns fundamental zugänglich sind. Demnach ist Procyon nach der Sonne der Stern, dessen Parameter wir am besten kennen.

Aus der hochpräzisen HIPPARCOS-Parallaxe ($\pi_{\text{HIP}} = (285.93 \pm 0.88)$ mas (Millibogensekunden)) ergibt sich seine Entfernung zu $d_{\text{HIP}} = (3.50 \pm 0.01)$ pc. Mit einem Winkeldurchmesser von $\vartheta = (5.51 \pm 0.05)$ mas (Mozurkewich *et al.* 1991) ergibt sich der Sternradius zu $R = (2.071 \pm 0.020) R_{\odot}$. Die Masse ist über die Gegenwart eines Weißen Zwergs (Procyon B) als Begleiter abzuleiten (3. Keplergesetz) und beläuft sich auf $M = (1.42 \pm 0.06) M_{\odot}$ (Allende Prieto *et al.* 2002). Demnach ist die Schwerebeschleunigung auf den Bereich $\log g = \log (GM/R^2) = (3.96 \pm 0.02)$ eingeschränkt (es sind jeweils die 1σ -Fehler angegeben). Girard *et*

al. (2000) leiten eine etwas höhere Masse ab ($M = (1.50 \pm 0.04) M_{\odot}$), da sie im Gegensatz zu Allende Prieto *et al.*, die Girard *et al.* zitieren, auch bodengebundene Messungen für die Winkeltrennung von Procyon A und B zulassen. Diese Masse hätte ein um 0.02 dex höheres $\log g$ zur Folge. Die Entwicklungswegmasse nach VandenBerg *et al.* (2000) für solare Zusammensetzung liegt bei $1.52 M_{\odot}$, also näher am Ergebnis von Girard *et al.* (2000).

Zur Vergleichbarkeit mit der Eisenanalyse von Allende Prieto *et al.* (s. unten) wird trotzdem deren Wert gewählt, zumal 0.02 dex eine minimale Korrektur darstellt.

Was nun die Effektivtemperatur betrifft, so lässt sie sich über den Winkeldurchmesser und die bolometrische Helligkeit (m_{bol}) direkt berechnen. Um m_{bol} zu berechnen, benötigt man BC, die bolometrische Korrektur, ein Maß für den Fluss außerhalb des optischen Spektralbereichs. Code *et al.* (1976) leiten ein fundamentales $T_{\text{eff}}(\text{Procyon}, \text{BC}) = (6561 \pm 166)$ K ab. Alternativ kann die Effektivtemperatur über den integrierten Fluss bestimmt werden. Fuhrmann *et al.* (1997) sammeln Literaturwerte, die im Mittel auf $T_{\text{eff}} = (6516 \pm 103)$ K führen. Dies ist auch der Wert, auf den sich Allende Prieto *et al.* (2002) beziehen, allerdings mit einer reduzierten Unsicherheit von rund 50 K. Bei gleicher Gewichtung dieser beiden Methoden ergibt sich also ein

$$\text{fundamentales } T_{\text{eff}}(\text{Procyon}) = (6530 \pm 100) \text{ K.}$$

Schließlich zum Metallgehalt: Er kann nur über die spektroskopische Analyse genau ermittelt werden, liegt aber mit einer Unsicherheit von ± 0.15 dex um solar. Diese Kenntnis ist zumindest ausreichend, um die Balmerprofilanalyse durchzuführen.

Mit einem 5:3-Gewicht zugunsten $\text{H}\alpha$ (besseres S/N, bessere Rektifizierbarkeit, Unempfindlichkeit bezüglich α_{konv} , aber dafür geringere Temperaturempfindlichkeit) ergibt sich T_{eff} aus $\text{H}\alpha$ und $\text{H}\beta$ zu $T_{\text{eff}} = (6508 \pm 60)$ K (s. Anhang G), in sehr guter Übereinstimmung mit den fundamentalen Messungen. Die Schwerebeschleunigung setzen wir, der Astrometrie folgend, bei $\log g = 3.96$ an. Wie man den Abbildungen im Anhang G entnehmen kann, führen diese Sternparameter unter Verwendung unseres $\text{S}_{\text{H}} = 3$ -Modells zu einem *Eisen-Ionisationsungleichgewicht von 0.07 dex* in der Häufigkeit. Die absoluten non-LTE-Effekte sind dabei denen in der Sonne vergleichbar, so dass *differentielle* non-LTE-Effekte quasi verschwinden (+0.01 dex). Trotz der höheren Effektivtemperatur, die in hohen, photoionisationsbegünstigenden UV-Flüssen resultiert, sind die Wasserstoff- und Elektronenstöße offensichtlich stark genug, um größere Abweichungen vom LTE zu unterbinden.

Es ist nun naheliegend zu überprüfen, ob nicht ein Modell mit weniger effizienten Wasserstoffstößen Abhilfe schafft. Aber selbst bei $\text{S}_{\text{H}} = 0$ ändert sich an den gefundenen Diskrepanzen wenig: Zwar sind die mittleren *absoluten* non-LTE-Effekte wesentlich größer als mit dem $\text{S}_{\text{H}} = 3$ -Modell (0.10 dex gegenüber 0.04 dex in $\log \epsilon(\text{Fe})$), aber dasselbe gilt eben auch für die Sonne, so dass die *differentiellen* non-LTE-Effekte nur 0.02 dex größer sind. Abbildung 5.1 verdeutlicht dies, wenn man sie mit der entsprechenden Abbildung im Anhang G vergleicht.

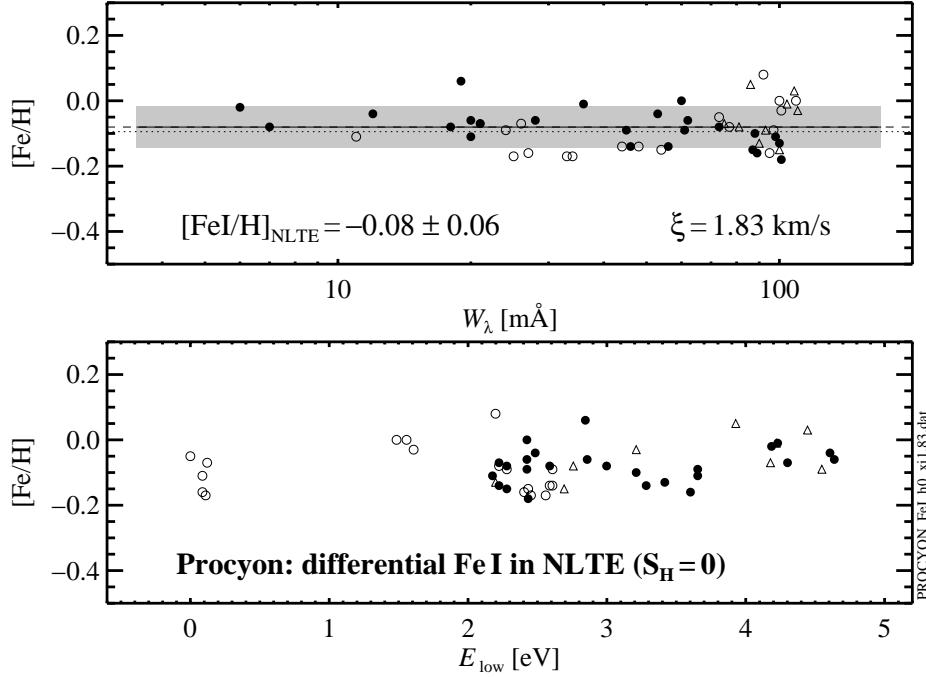


Abbildung 5.1: Differentielle FeI-Häufigkeit Procyons im Rahmen des $S_{\text{H}}=0$ -Modells. Zwar ist die Diskrepanz zur FeII-Referenzhäufigkeit ($\log \varepsilon(\text{FeII}) = -0.03$, vgl. Seite 195 im Anhang G) im Vergleich zum $S_{\text{H}} = 3$ -Modell etwas kleiner, aber vom Ionisationsgleichgewicht ist man noch weit entfernt.

Das Eisen-Ionisationsgleichgewicht Procyons lässt sich mit *keiner* gewählten Wasserstoffstoßeffizienz bei $T_{\text{eff}} = 6510 \text{ K}$ und $\log g = 3.96$ herstellen.

Immerhin ist die verbleibende Diskrepanz in $\log g$ nur noch etwa ein Drittel derer, die Fuhrmann angibt (vgl. Abbildung 1.6), was der verbesserten $\log C_6$ -Eichung zu danken ist. Eine weitere Diskussion Procyons folgt im Anschluss an die Präsentation der anderen Eichsterne, da das Ensemble als Ganzes bewertet werden muss.

5.2 HD 103095 (5070 K, 4.66, -1.36)

Mit einer Entfernung von lediglich 9 pc (30 Lichtjahren) ist HD 103095 (Groombridge 1830) der nächste Stern, der mit einiger Sicherheit der Halopopulation zugewiesen werden kann. Zwar schließt seine Metallizität von $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.3$ eine Zugehörigkeit zur postulierten *metal-weak thick disk* (Morrison *et al.* 1990) nicht aus, seine recht extreme Kinematik spricht aber eher für ein wirkliches Haloobjekt. Abbildung 1.6 weist diesen Stern als einen der kühlestern in F98/2000 aus, der mit einer Effektivtemperatur von $T_{\text{eff}} \sim 5100 \text{ K}$ die Benutzung des Eisen-Ionisationsgleichgewichts erlaubt.

Fuhrmann (F98) leitet aus zwei Spektren vom Mai 1997 folgende mittlere Sternparameter ab:

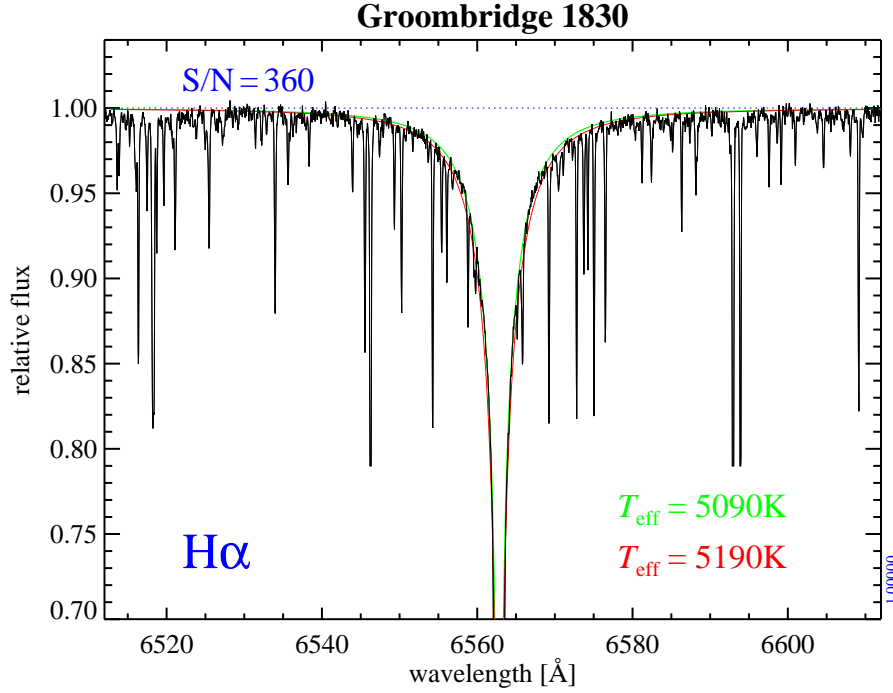


Abbildung 5.2: $H\alpha$ -Temperatur für HD 103095. Diese bestmögliche Anpassung ist mit der um 20 K kühleren im Anhang G zu vergleichen, die für die finalen Sternparameter herangezogen wurde.

$$T_{\text{eff}} = 5110 \text{ K}, \log g = 4.66, [\text{Fe}/\text{H}]_{\text{LTE}} = -1.35, \\ [\text{Mg}/\text{Fe}]_{\text{LTE}} = +0.28, M = 0.62 M_{\odot}.$$

Mit diesem Parametersatz ergibt sich eine überaus vorteilhafte Konkordanz mit der HIPPARCOS-Entfernung: $\pi_{\text{HIP}} = (109.21 \pm 0.78) \text{ mas} \Leftrightarrow d_{\text{HIP}} = (9.16 \pm 0.07) \text{ pc}$ gegenüber $d_{\text{spec}} = (9.05 \pm 1.3) \text{ pc}$. Leider ist dieses Ergebnis sehr stark von der gewählten Masse abhängig, und Fuhrmann benutzt Entwicklungswegrechnungen von Bernkopf, um die nicht adäquat an der Sonne geeichten Entwicklungswege nach VandenBerg *et al.* (1996) in T_{eff} zu verschieben. Dieses Verfahren unterliegt einer gewissen Willkür. Vergleicht man die abgeleitete Masse mit der, die sich aus neuen – nun adäquat kalibrierten – Entwicklungswegen ergibt, so stellt man doch erhebliche Unterschiede fest. Die neue Masse ist wesentlich kleiner, so dass die Diskrepanz bezüglich HIPPARCOS auf bis zu 7% anwächst. Diese Kritik an der Vorgehensweise von Fuhrmann deutet auf ein generelles Problem mit Sternen wie HD 103095 hin: Auf der kühlen Hauptreihe liegen die Entwicklungswege als Funktion der Masse so dicht beieinander, dass bereits kleine Veränderungen in den Entwicklungswegen oder Sternparametern zu einer wesentlich veränderten Masse führen können. Hinzu kommt, dass das aus Mg I (im LTE) abgeleitete $[\alpha/\text{Fe}]$ nicht repräsentativ für alle α -Elemente sein muss. So leitet Reetz (1999) aus dem O I-Infrarottriplett ein $[\text{O}/\text{Fe}]_{\text{NLTE}}$ von +0.63 ab. Da die neuen Entwicklungswege von VandenBerg *et al.* (2000) für zwei α -Element-Überhäufigkeiten (+0.3 und +0.6) vorliegen, kann man praktisch jede Überhäufigkeit durch Interpolation simulieren. Die Unkenntnis von $[\alpha/\text{Fe}]$

(+0.3 oder +0.6) führt auf der kühlen metallarmen Hauptreihe in Sternmasse übersetzt schon zu einem dynamischen Bereich von $\pm 0.07 M_{\odot}$! Dementsprechend ungenau ist unsere Kenntnis der Schwerebeschleunigung, selbst bei einer gegebenen Effektivtemperatur. (Es verwundert zudem nicht, dass man auf der Hauptreihe bei den gegebenen Unsicherheiten in den Sternparametern keine sinnvollen Sternalter ableiten kann.)

Obige Überlegungen führen zu dem Schluss, dass sich HD 103095 – im Gegensatz zu den noch zu besprechenden Sternen – nur mäßig als Eichstern eignet. Er wird im Rahmen dieser Arbeit analysiert, um zu zeigen, dass dieser Stern auch mittels Eisen-Ionisationsgleichgewicht im non-LTE plausible Ergebnisse liefert. In diesem Sinne stellt er den Anschluss an F98/2000 dar.

Die Balmerprofilanalyse beruht im wesentlichen auf $H\alpha$, da $H\beta$ trotz der geringen Metallizität sehr stark von Metalllinien gestört ist (vgl. Anhang G). Mit $\log g = 4.7$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.35$ und $[\alpha/\text{Fe}] = +0.4$ ergibt sich eine Temperatur von $T_{\text{eff}} = (5090 \pm 70)$ K, lediglich 20 K kühler als bei Fuhrmann (s. Abb. 5.2).

Die Metalllinienanalyse beruht – wie auch bei den anderen Eichsternen – auf wesentlich mehr Linien als bei Fuhrmann (41 gegenüber 20 FeI-Linien, 16 gegenüber 5 FeII-Linien). Die kleinen, aber systematischen Unterschiede in den *differentiellen* gf -Werten, wie sie sich für schwache Linien durch lokale Nachrektilifizierung des Kitt-Peak-Kontinuums ergeben (vgl. Kap. 4), führen insbesondere für FeI zu etwas *höheren* Häufigkeiten im Vergleich zu Fuhrmann. Dies hat zur Folge, dass sich das Eisen-Ionisationsgleichgewicht bei der gegebenen Effektivtemperatur von 5090 K erst oberhalb von $\log g \sim 4.8$ einstellt, was eine unrealistisch hohe Sternmasse von $M > 0.89 M_{\odot}$ mit sich brächte.

In diesem Temperaturbereich reagiert FeI ähnlich stark auf Temperaturänderungen wie FeII auf $\log g$. Es ist also sinnvoll, auch eine Variation der Temperatur zuzulassen. Es zeigt sich, dass bereits eine Reduktion der Temperatur um 20 K vernünftige Sternparameter ergibt: Mit $T_{\text{eff}} = 5070$ K stellt sich das Eisen-Ionisationsgleichgewicht bei $\log g = 4.66$ und $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.35$ ein, denselben Werten wie bei Fuhrmann. Diese leichte Korrektur ist durchaus mit der Balmerprofilanalyse kompatibel (s. Anhang G).

Die differentielle FeI-Häufigkeit im LTE liegt bei $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{LTE}} = -1.33$ (die absoluten non-LTE-Effekte sind kleiner als in der Sonne, so dass die differentielle non-LTE-Korrektur zu kleineren Metallizitäten führt), das $\log g$ müsste also um 0.06 dex *vergrößert* werden, um das Ionisationsgleichgewicht im LTE zu erfüllen. Wie ist es nun im Rahmen dieser Analyse um die HIPPARCOS-Astrometrie bestellt? Folgender Datensatz stimmt laut Gl. 1.1 mit der HIPPARCOS-Parallaxe bestmöglich überein:

$$T_{\text{eff}} = 5070 \text{ K}, \log g = 4.66, [\text{Fe}/\text{H}] = -1.35, M = 0.66 M_{\odot}.$$

Es wurde bewusst kein $[\alpha/\text{Fe}]$ -Verhältnis angegeben, da *a priori* nicht bekannt ist, ob +0.3 oder +0.6 die insgesamt bessere Wahl darstellt ($[\text{Mg}/\text{Fe}]$ wurde im non-LTE zu +0.26 abgeleitet, non-LTE-Effekte sind dabei +0.05 dex). Um die Entwicklungswegmasse für HD 103095 abzuleiten, nehmen wir den Standpunkt der Sternentwicklung ein und fragen uns, welches α -Element die Morphologie der Entwicklungswege am stärksten beeinflusst. Aus diesem Sichtwinkel ist es eindeutig der Sauerstoff, denn er allein sorgt über die Opazität für ca. 90 %

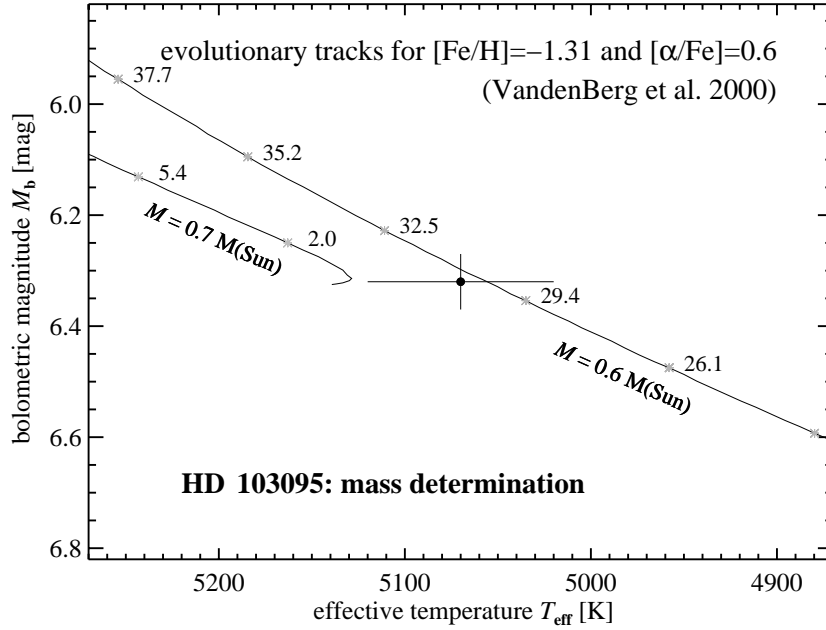


Abbildung 5.3: Massenbestimmung für HD 103095. Massen [M_{\odot}] und Alter [Gyr] sind an den Entwicklungswegen angegeben. Als Masse ergibt sich $M = (0.62 \pm 0.08) M_{\odot}$, als Alter $t = (25 \pm 25)$ Gyr.

der Veränderung im Übergang zu α -reichen Mischungen (s. Bernkopf 2002). Nimmt man also $[\alpha/\text{Fe}] = +0.6$ an, so ergibt sich eine Entwicklungswegmasse von $M = 0.62 M_{\odot}$, wie man Abb. 5.3 entnehmen kann. Wir haben also eine Massendiskrepanz von $0.04 M_{\odot}$ gegenüber HIPPARCOS, die mit einem um 0.03 dex *verkleinerten* $\log g$ kompensiert werden kann. Gemäß der Faustformel aus Kapitel 1.3.2 (S. 20) ergibt sich demnach im Endergebnis etwa eine 3-prozentige Diskrepanz gegenüber HIPPARCOS, was aufgrund der Unsicherheit in der Massenbestimmung als akzeptabel anzusehen ist. Nur eine detaillierte Analyse *aller* verfügbaren α -Elemente kann die Situation verbessern.

5.3 HD 19445 (6030 K, 4.40, -2.08)

Neben HD 140283 ist HD 19445 der vermeintliche „A“-Stern, den schon Chamberlain & Aller (1951) als metallarm erkannt hatten. Er repräsentiert in diesem Ensemble die entwickelte metallarme Hauptreihe. Die Balmerprofiltemperaturen von $H\alpha$ und $H\beta$ sind nur in mäßiger Übereinstimmung miteinander¹, sie weichen 80 K voneinander ab. Dies ist die größte Diskrepanz, die im Rahmen

¹ Es bestand anfänglich die Hoffnung, für Diskrepanzen wie diese könne im Rahmen der BPO-Theorie eine Erklärung gefunden werden. Leider geben Barklem *et al.* (2002) die Diskrepanz zwischen $H\alpha$ und $H\beta$ mit 66 K an, so dass auch in diesem Punkt nicht von einem substanziellen Fortschritt gesprochen werden kann (vgl. Kapitel 3.2.3). Grupp (2002, private Mitteilung) erlangt mittels *opacity sampling* und einer leicht modifizierten A&G-Theorie Übereinstimmung zwischen $H\alpha$ und $H\beta$.

dieser Arbeit gefunden wurde. Sie ist an mehreren Spektren so bestätigt worden, so dass Rektifizierungsprobleme als Ursache ausscheiden. $H\alpha$ und $H\beta$ (5:3 gewichtet) ergeben $T_{\text{eff}} = 6032$ K.

Die Skalierbarkeit der non-LTE-Effekte als direkte Folge der Quellfunktionsgleichheit führt am HIPPARCOS- $\log g$ auf $S_H = 3$; differentielle non-LTE-Effekte sind dabei verschwindend. Das heißt jedoch nicht, dass HD 19445 eine triviale Lösung im non-LTE-Problem darstellt: Größere non-LTE-Effekte ($S_H < 3$) würden zu höheren FeI-Häufigkeiten, kleinere ($S_H > 3$) zu niedrigeren FeI-Häufigkeiten führen und somit das Ionisationsgleichgewicht verschieben. Es ist stets zwischen *absoluten* (für diese Linien hier wie in der Sonne 0.03 dex) und *differentiellen* non-LTE-Effekten (hier < 0.01 dex) zu unterscheiden.

Das $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ -Verhältnis wurde mithilfe des Modellatoms nach Zhao *et al.* (1998) zu $[\text{Mg}/\text{Fe}]_{\text{NLTE}} = 0.49$ bestimmt.

5.4 HD 140283 (5810 K, 3.68, -2.43)

Dieser klassischste aller Halosterne ist seit 80 Jahren (Adams & Joy 1922) Gegenstand unzähliger Arbeiten. Trotzdem oder gerade deshalb haben seine Sternparameter eine große Entwicklung durchlebt: In Unkenntnis des Sternparameters Metallizität war die ursprüngliche Spektralklassifizierung A2 und ist seither stetig zu späteren Typen hin korrigiert worden. Dementsprechend hat sich die Effektivtemperatur verringert. Die Schwerebeschleunigung wurde anfangs überschätzt; erst seit HIPPARCOS weiß man definitiv, dass HD 140283 ein Unterriese ist. Auch die Metallizität hat im Laufe der Jahrzehnte einen großen

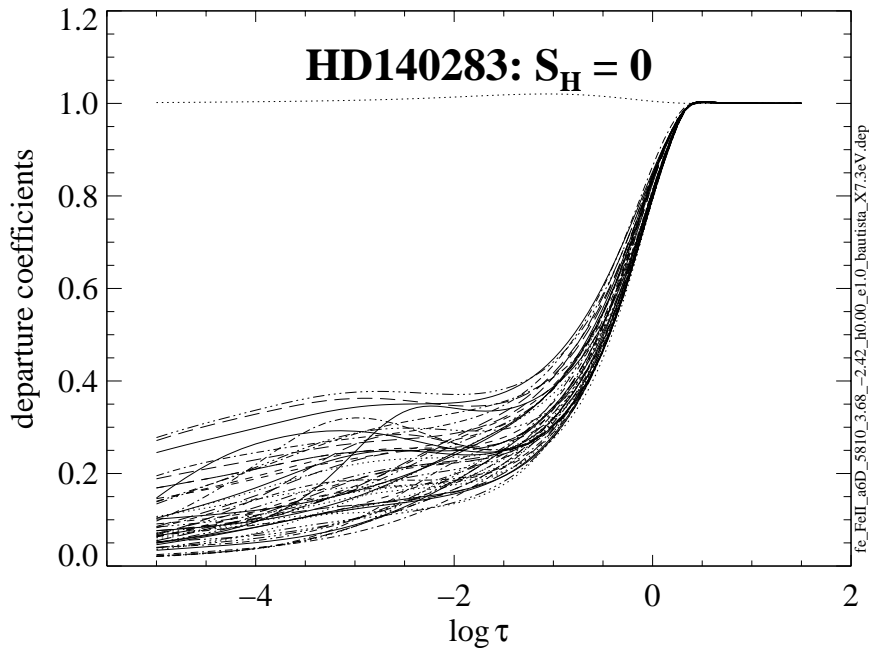


Abbildung 5.4: Abweichkoeffizienten für HD 140283 mit $S_H = 0$. Dies ist im Rahmen dieser Eichung das extremste gerechnete Modell für den extremsten Eichstern.

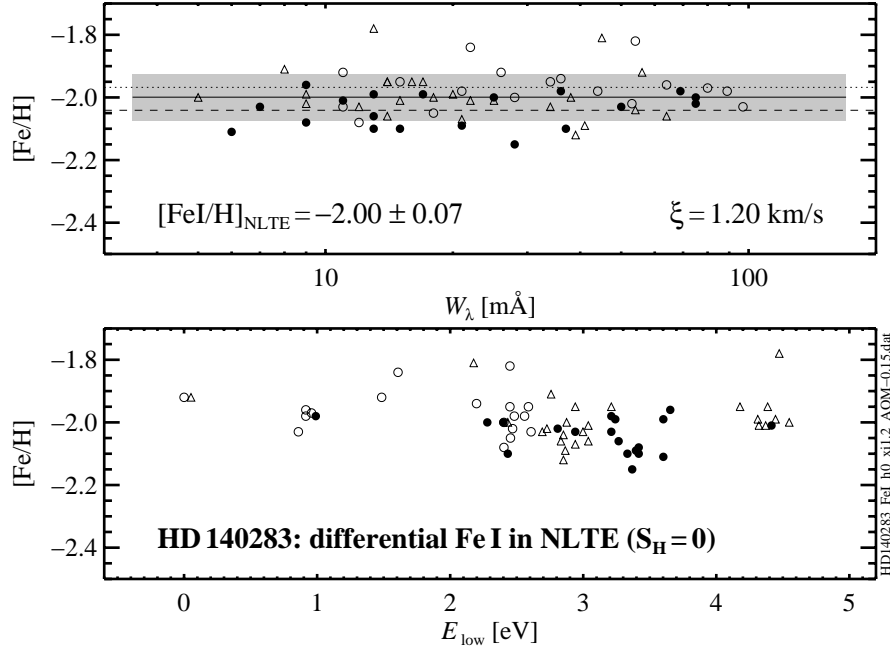


Abbildung 5.5: Das $S_{\text{H}} = 0$ -Modell führt für HD 140283 zu einer eklatanten Diskrepanz zwischen FeI ($\log \varepsilon(\text{Fe I}) = -2.00$) und FeII ($\log \varepsilon(\text{Fe II}) = -2.43$, siehe Anhang G) und steht damit in deutlichem Widerspruch zur Beobachtung.

Wandel erfahren: $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.05$ (Chamberlain & Aller 1951) bis -3.06 bei Magain (1984), einem Wert aus den 1980er Jahren, als der Wettlauf um das Objekt mit der vermeintlich geringsten Metallizität im vollen Gange war. In den 1990er Jahren pendelten sich die Werte langsam um ~ -2.3 ein. Schon Baschek (1959) leitete einen vergleichbaren Wert von -2.48 ± 0.3 ab. Die gute Übereinstimmung mit dem Wert dieser Arbeit ist allerdings eher zufällig, da eine Modellatmosphäre ohne Berücksichtigung von Konvektion mit $T_{\text{eff}} = 5940 \text{ K}$ und $\log g = 4.44$ zugrundegelegt wurde.

Auch der metallärmste Eichstern lässt sich mittels $S_{\text{H}} = 3$ sehr gut beschreiben. Im Gegensatz zu Procyon, wo die Variation von S_{H} kaum einen Effekt zeigte, weist Abbildung 5.5 im Vergleich mit der korrespondierenden Abbildung in Anhang G die gewaltige Dynamik dieses Parameters in den metallarmen Sternen aus: Hätte man $S_{\text{H}} = 0$ gewählt, so bestünde eine Diskrepanz zwischen FeI und FeII von über 0.4 dex! Zudem forderte FeI dann ein wesentlich kleineres ξ , was im Widerspruch zu FeII ($\xi_{\text{FeII}} = 1.7 \text{ km/s}$) steht. Wenn der Photoionisation nicht durch Wasserstoffstöße ein konkurrierender Prozess gegenübergestellt wird, treibt sie in den UV-transparenten Atmosphären metallarmer Sterne die Überionisation von FeI in einem Maße, das mit der Beobachtung unverträglich ist (vgl. Thévenin & Idiart 1999).

Auch im LTE ($\log \varepsilon(\text{FeI})_{\text{LTE}} = -2.46 \Rightarrow \log g_{\text{LTE}} = 3.62$) würde die Analyse noch marginal mit der HIPPARCOS-Astrometrie übereinstimmen, da sie bei knapp 60 pc bereits einen Fehler von 5.5 % aufweist. Aber erst die Modellierung im non-LTE beseitigt diese Diskrepanz auf bis 1 %.

5.5 HD 84937 (6350 K, 4.00, −2.16)

Dieser Stern ist nicht ganz so berühmt wie die oben diskutierten metallarmen Objekte, ist aber aufgrund seines Entwicklungsstadiums in vielerlei Hinsicht sehr interessant: Er befindet sich am metallarmen Turnoff bei einer Temperatur von rund 6350 K, was die Ableitung seines Isochronenalters und der primordialen Lithiumhäufigkeit erlaubt. Oberhalb von ca. 5800 K zeigen nämlich die meisten metallarmen Sterne das sogenannte Spite-Plateau in Lithium (Spite & Spite 1982), einen Wert, der mit der im Urknall erzeugten Menge ($\log \epsilon(\text{Li}) \sim 2.2$) identifiziert wird.

Was das Alter angeht, so leitet man auf Basis der HIPPARCOS-Entfernung und V -Magnitude, der Effektivtemperatur von (6346 ± 60) K und der bolometrischen Korrektur unter der Annahme von $[\alpha/\text{Fe}] = 0.3$ ein Isochronenalter von (14 ± 2) Gyr ab, ein sehr plausibler Wert im Vergleich mit Kugelsternhaufen und der aktuell favorisierten Kosmologie (s. \triangleright Hubblezeit)². Bei einem höheren mittleren $[\alpha/\text{Fe}]$ wäre er entsprechend geringer. Weder aus dem Spektrum noch aus den abgeleiteten Sternparametern samt Alter lässt irgendetwas auf ein ungewöhnliches Objekt schließen. Lediglich Carney *et al.* (2001) führen ihn als langzeit-variablen Stern in einer Gruppe von *blue straggler*-Sternen.

Die Linienanpassungen aller FeI- und FeII-Linien in HD 84937 sind in Anhang C und D exemplarisch wiedergegeben, für diesen (scheinbar) leuchtschwächsten Stern des Eichensembles kann man daran die Güte der Spektren und der Profilanpassung ermessen. Die non-LTE-Effekte sind denen in HD 140283 vergleichbar und belaufen sich auf +0.03 dex, so dass das LTE-Ionisationsgleichgewicht bei $\log g = 3.94$ erreicht wird.

Auch für diesen Stern gilt streng die aus der Quellfunktionsgleichheit resultierende Skalierbarkeit der non-LTE-Effekte. So ergab sich wie bei HD 19445 $S_{\text{H}} = 1$ bei Benutzung von um 0.4 dex verkleinerten $\log C_6$ -Werten (vgl. Korn & Gehren 2001b). Die finale solare Eichung mit $\log C_6(\text{AOM}) - 0.15$ führt auf $S_{\text{H}} = 3$. Demnach zeigen alle drei metallarmen Eichsterne dasselbe Verhalten in Bezug auf die Eichung der Wasserstoffstöße. Die Benutzung der BPO-Theorie würde diese Konkordanz deutlich verschlechtern, da ja lediglich HD 19445 und HD 140283 eine Temperaturkorrektur erfahren würden (vgl. Kapitel 3.2.3). Auch aus dieser Sichtweise ergibt sich also mittels BPO keine Verbesserung.

Auf einen interessanten Aspekt soll noch hingewiesen werden: Bei allen drei metallarmen Eichsternen besteht zwischen dem Mittelwert aus Oxford- und aus Hannover-Linien ein Unterschied von ~ 0.1 dex, wobei Oxford den höheren Wert erzeugt (vgl. Anhang G). Diese Diskrepanz ist mehr als doppelt so groß wie in der absoluten solaren Analyse (0.04 dex) und sollte im Rahmen von differentiellen stellaren Analysen gar nicht auftreten. Im wesentlichen zeigen sich hier anregungsabhängige Modellierungsdefizite, die eventuell der Temperaturschichtung zuzuschreiben sind.

² Dass ein statistisch signifikantes Ensemble von Einzelsternen wie HD 84937 das Weltenalter wahrscheinlich genauer festzulegen erlaubt als derzeitige, zumeist photometrische Analysen von Kugelsternhaufen oder Invertierungen der Hubble-Konstante, ist den meisten Kosmologen nicht bewusst.

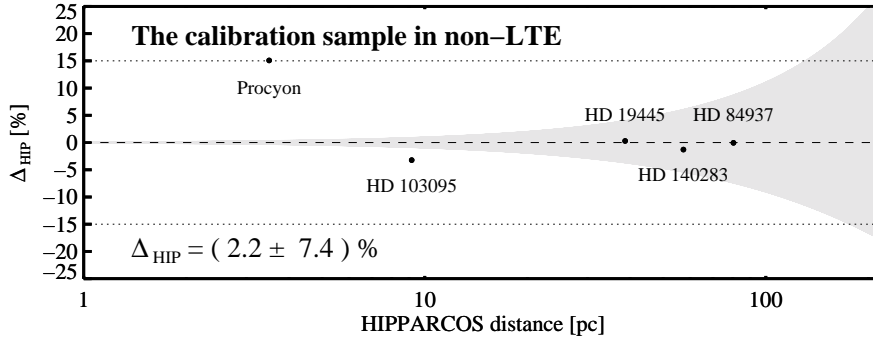


Abbildung 5.6: HIPPARCOS-Entfernung gegen $\Delta_{\text{HIP}} := 100 \cdot (d_{\text{spec}} - d_{\text{HIP}}) / d_{\text{HIP}}$ (vgl. Gleichung 1.2). Der graue Keil gibt die entfernungsabhängige Unsicherheit der HIPPARCOS-Astrometrie wieder, die gestrichelten Linien die nominell aus den Sternparameterfehlern resultierende Unsicherheit (gleichbleibend gute Spektren vorausgesetzt).

5.6 Das Eichensemble

Betrachtet man Abbildung 5.6, so fällt die hervorragende Reproduktion der HIPPARCOS-Entfernungen für die metallarmen Sterne auf. Dahingegen steht Procyon mit einer Diskrepanz von 15 % in deutlichem Widerspruch zum gewählten Modell mit $S_{\text{H}} = 3$. Diese zwei Sachverhalte sind für sich genommen bemerkenswert und verdienen eine gesonderte Diskussion, deren Ergebnisse schließlich zusammengeführt werden sollen.

5.6.1 Die metallarmen Eichsterne

Es ist alles andere als trivial, dass eine Eichung des Eisen-Ionisationsgleichgewichtes gefunden werden konnte, die die nunmehr hinlänglich bekannten vier metallarmen Standardsterne gleichermaßen gut reproduziert. Dazu betrachte man nochmals Abbildung 1.6, aus der hervorgeht, dass die von Fuhrmann gefundenen Diskrepanzen in dieser Gruppe zwischen 0 dex und 0.5 dex variieren. Während auf der metallarmen Hauptreihe (HD 103095) keine Diskrepanzen vorhanden sind, betragen sie auf der entwickelten Hauptreihe (HD 19445) 0.25 dex, um am Turnoff (HD 84937) und auf dem Unterriesenast (HD 140283) einen Faktor 3 (0.5 dex) zu erreichen.

Die hervorragende Übereinstimmung mit HIPPARCOS ist neben dem non-LTE insbesondere der verbesserten Eichung der $\log C_6$ -Werte zu verdanken, die bereits einen Großteil der Diskrepanzen aufhebt. Das non-LTE beseitigt dabei einen kleinen, aber systematischen Trend zu niedrigeren $\log g$ (größeren Entfernungen) und reduziert die Streuung, wie Abbildung 5.7 zeigt. Wir halten fest:

Die Kombination aus $\Delta \log C_6(\text{AOM}) = -0.15$ und Fe I im non-LTE mit $S_{\text{H}} = 3$ ermöglicht es, die von HIPPARCOS gemessenen Entfernungen zu den metallarmen Standardsternen der Sonnenumgebung zu reproduzieren.

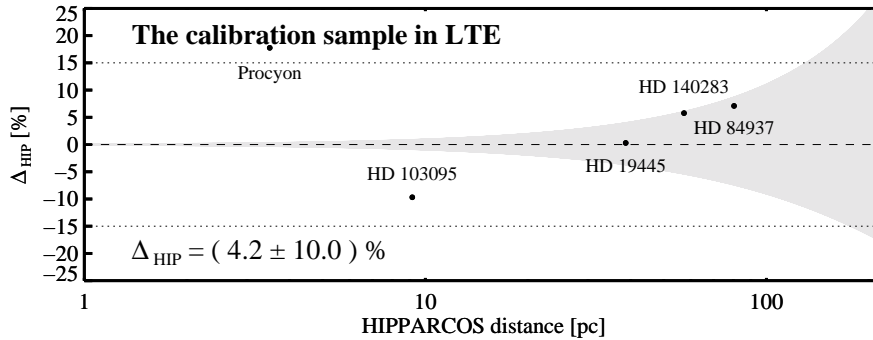


Abbildung 5.7: Wie Abbildung 5.6, jedoch in der LTE-Approximation. Da die Fe-Häufigkeit im LTE den niedrigsten Wert annimmt, stellt sich das Ionisationsgleichgewicht bei *kleineren* Schwerebeschleunigungen ein. Die Ausnahme bildet HD 103095, da hier die differentiellen non-LTE-Effekte ein anderes Vorzeichen haben. Für HD 19445 ergibt die differentielle LTE- und non-LTE-Modellierung dasselbe Ergebnis.

Dieser Erfolg wird allerdings durch die offensichtlichen Probleme mit dem Primärstandard Procyon etwas geschmälert.

5.6.2 Der Vorhund Procyon

Welchen Ausweg gibt es für die Nichtreproduktion der Procyon-Entfernung? Tatsächlich sind die Möglichkeiten hier sehr stark eingeschränkt: Entfernung, Radius und Masse sind praktisch über jeden Zweifel erhaben, nur die Temperatur bietet noch einen gewissen Spielraum.

Betrachten wir zuerst die Korrekturen, die anzubringen wären, um die gefundene Diskrepanz zu beseitigen (im Sinne von „Procyon als normaler Stern“). Tabelle 5.1 zeigt die Amplituden der $\log g$ - bzw. T_{eff} -Korrekturen, die zum Ionisationsgleichgewicht führen würden. Demnach müsste entweder $\log g$ um 0.15 dex *reduziert* oder T_{eff} um 80 K *erhöht* werden, beides Korrekturen, die den jeweiligen spektroskopischen 1σ -Fehlern vergleichbar sind. Ebenso wäre eine kombinierte Anpassung auf $T_{\text{eff}} = 6550$ K und $\log g = 3.88$ denkbar.

In jedem Fall ist es bedenklich, dass unser Verständnis offensichtlich nicht einmal bis zum, fundamental gesprochen, zweitwichtigsten Stern überhaupt reicht! In diesem Zusammenhang seien noch chemische Besonderheiten Procyons angesprochen: Reetz (1999) findet zwischen [O I] 6300 Å und dem Infrarot-Triplett im non-LTE bei Verwendung der astrometrischen Sternparametern eine Diskrepanz von 0.2 dex, die nur durch eine wesentlich erhöhte Temperatur zu beheben ist. Zu einer ähnlichen Schlussfolgerung kommt Steffen (1985) bei Betrachtung verschiedener Ionisationsgleichgewichte (u.a. auch das von Eisen im LTE). Mashonkina (2002, private Mitteilung; siehe auch Mashonkina & Gehren 2000) findet ein sehr niedriges [Ba/Fe]-Verhältnis von -0.17 , äußerst ungewöhnlich für einen Stern der Dünnen Scheibe mit solarer Metallizität. [Eu/Fe] ist hingegen normal. Man könnte mutmaßen, dass es in der Vergangenheit eine Phase des Massentransfers zwischen Procyon A und B gegeben hat; laut Steffen (1985) weisen die CNO-Häufigkeiten allerdings keine dementsprechende Signatur auf.

Tabelle 5.1: Drei mit HIPPARCOS konkordante Sternparametersätze für Procyon.

Procyon	T_{eff}	$\log g$	[Fe/H] (Ion)	[Mg I/Fe II]
	[K]	[dex]	Fe I _{NLTE} , Fe II _{LTE}	Mg I _{NLTE}
„Astrometrie“	6510	3.96	-0.10 (Fe I), -0.03 (Fe II)	+0.03
„ $\Delta \log g$ “	6510	3.81	-0.10 (Fe I/Fe II)	+0.03
„ ΔT_{eff} “	6590	3.96	-0.02 (Fe I/Fe II)	+0.07

Unsicherheit im fundamentalen T_{eff}

Wie gut ist die fundamentale Temperatur Procyons, sei es aus BC, sei es aus integrierten Flüssen, nun wirklich? Steffen (1985) weist in diesem Zusammenhang auf einen interessanten Sachverhalt hin: UV-Spektren von IUE (*International Ultraviolet Explorer*) wurden als Funktion der Effektivtemperatur mit Modellflüssen (ATLAS6) verglichen. Dabei ergab sich im UV (und Optischen) gute Übereinstimmung bei $T_{\text{eff}} \sim 6500$ K, so dass man annehmen möchte, diese Beobachtungen sprächen für die Richtigkeit der fundamentalen Messungen. Führt man vergleichbare Rechnungen für die Sonne durch, so stellt man jedoch fest, dass die Modellflüsse um 2200 \AA ca. einen Faktor 2 zu hoch sind, ebenso nahe 3100 \AA . Dies ist das Ergebnis der sogenannten *missing opacity*, der fehlenden UV-Opazität, die heute im allgemeinen mit einem Linient Teppich der Eisengruppenelemente identifiziert wird.

Folgt man also diesem Gedankengang und macht die Annahme, dass auch Procyon ein (eventuell weniger stark ausgeprägtes) UV-Opazitäts-Problem aufweisen sollte, so erscheint eine Temperatur am oberen Ende des Fehlerintervalls (T_{eff} zwischen 6600 K und 6700 K) als wahrscheinlich.

Die Messung von Smalley & Dworetzky (1995), die mittels Winkeldurchmesser und integriertem Fluss $T_{\text{eff}} = (6560 \pm 130)$ K ableiten, weist in dieselbe Richtung.

Temperaturen für Procyon: Ein kurzer Vergleich

Zwar kann nichts mit einer fundamental abgeleiteten Effektivtemperatur konkurrieren, dennoch sei ein Blick in die Literatur erlaubt. Alonso *et al.* (1996) leiten mittels IRFM 6579 K ab (vgl. Tabelle 3.1), Saxner & Hammarbäck (1985) sogar 6640 K. Für Objekte mit verschwindender Rötung sollte die IRFM eigentlich ähnlich präzise Temperaturen liefern wie die direkte Flussintegration.

Mittels Strömgren-Photometrie leiten Edvardsson *et al.* (1993, EAGLNT) $T_{\text{eff}} = (6705_{-50}^{+100})$ K ab³.

Gardiner *et al.* (1999) bestimmen den Einfluss verschiedener Konvektionstheorien auf $H\alpha$ und $H\beta$, unter anderem auch für die fundamentalen Sterne aus Smalley & Dworetzky (1995). Mit ATLAS9 (Kurucz 1993b) und $\alpha_{\text{BV}} = 0.5$

³ Entweder ist die Strömgren-Photometrie nicht auf so heiße Sterne anwendbar (700 K heißer als die Sonne führt zu 200 K Diskrepanz!) oder Procyons Temperatur ist tatsächlich höher als bisher angenommen.

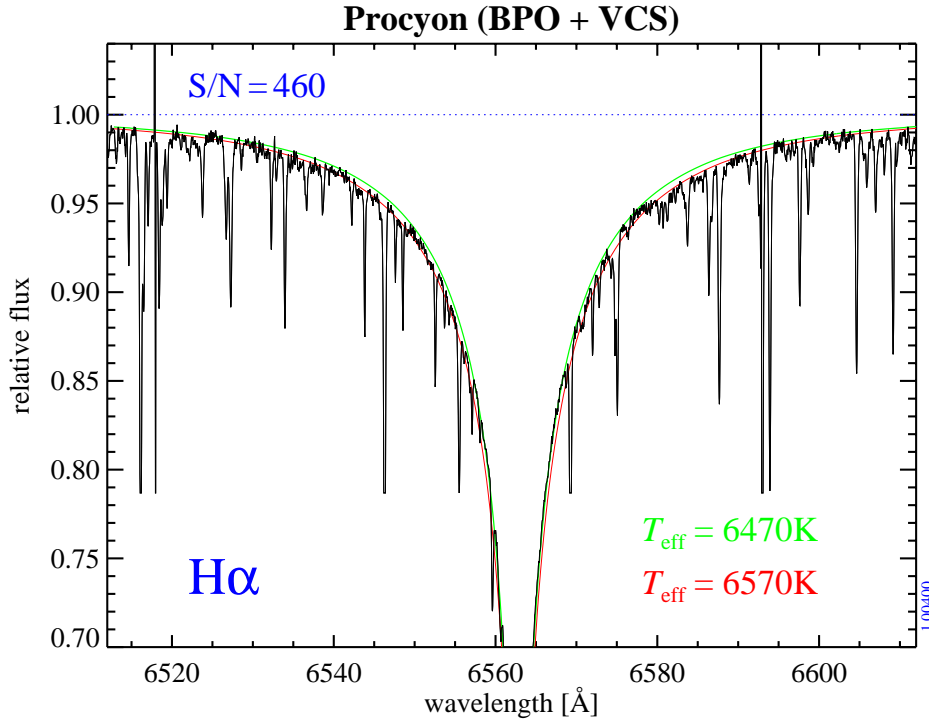


Abbildung 5.8: Profilanpassung im Rahmen der BPO-Theorie. Die abgeleitete Effektivtemperatur von 6470 K muss noch für das bestehende Nullpunktproblem mit der Sonne korrigiert werden, so dass sich schließlich 6570 K ergeben.

leiten sie für $H\alpha$ (6505 ± 60) K ab, für $H\beta$ allerdings (6311 ± 107) K⁴.

Versuchen wir uns zuletzt an der neuen Verbreiterungstheorie nach BPO. Abbildung 5.8 zeigt $H\alpha$ mit einer Anpassungstemperatur von $T_{\text{eff}} = 6470$ K (der Profilverlauf ist mit dem nach A&G praktisch identisch, siehe Anhang G). Zu diesem Wert ist aber noch die in Abbildung 3.4 auf Seite 41 dokumentierte Diskrepanz zum Sonnen- T_{eff} hinzuzuzaddieren, so dass sich final $T_{\text{eff}} = 6570$ K ergibt. Ist man also gewillt, die Probleme der BPO-Theorie in Kauf zu nehmen, so scheinen auch hier höhere Temperaturen durchaus möglich.

Abschließend noch ein Blick auf Allende Prieto *et al.* (2002): Oberflächlich betrachtet hat es den Anschein, als ob diese Autoren Procyon bei $T_{\text{eff}} = 6512$ K unter Annahme von LTE und 1D mehr oder minder widerspruchsfrei modellieren können: Es wird $\log \epsilon(\text{FeI}) = 7.30 \pm 0.11$ und $\log \epsilon(\text{FeII}) = 7.32 \pm 0.08$ abgeleitet, also lediglich eine Diskrepanz von 0.02 dex in $\log \epsilon(\text{Fe})$ oder 0.04 dex in $\log g$. Auf den zweiten Blick merkt man aber, dass diese Werte *nicht-differentielle* Häufigkeiten sind. Trägt man diesem Umstand durch Differenzbildung Rechnung, so ergibt sich: $[\text{FeI}/\text{H}] = -0.17$ und $[\text{FeII}/\text{H}] = -0.09$, was einer Diskrepanz in $\log \epsilon(\text{Fe})$ von 0.08 dex gleichkommt. Damit stimmt dieses LTE-Ergebnis – zumindest was die Diskrepanz zwischen FeI und FeII angeht – bis auf das letz-

⁴ Im *Acknowledgement* wird Claude van't Veer-Menneret für die Bereitstellung des $H\beta$ -Spektrums von Procyon gedankt. Eine Inkonsistenz in der Datenreduktion muss also als Grund für die Diskrepanz in Betracht gezogen werden.

te Hundertstel mit unserem LTE-Ergebnis in überein.

Wie es zu der Diskrepanz zwischen unseren jeweiligen *differentiellen* FeII-Häufigkeiten von immerhin 0.06 dex kommt, bleibt zu klären. Es zeigt aber, dass selbst in differentiellen Analysen sonnenähnlicher Sterne durch unterschiedliche Autoren Genauigkeiten von 0.05 dex derzeit selten erreicht werden.

Alles in allem ist also ein um gerade mal 80 K höheres T_{eff} alles andere als unmöglich, unglaubwürdig oder gar unwahrscheinlich. Die neuerliche Diskrepanz mit den Balmerlinien bedarf jedoch einer (noch ausstehenden) Erklärung.

Tabelle 5.2: Sternparameter aller Eichsterne. Die α -Element-Überhäufigkeit wurde aus $[\text{O}/\text{Fe}]$ im non-LTE bestimmt (nach Reetz 1999), da Sauerstoff die Morphologie der stellaren Entwicklungswege von allen α -Elementen am stärksten beeinflusst. Für HD 84937 wurde $[\text{O}_{\text{LTE}}/\text{Fe}_{\text{NLTE}}]$ herangezogen. Δ_{HIP} nach Gl. 1.1 auf Seite 17.

Objekt	T_{eff} [K]	$\log g$	$[\text{Fe}/\text{H}]$ NLTE	$[\text{O}/\text{Fe}]$ NLTE	Masse [M_{\odot}]	A_V [mag]	BC [mag]	d_{spec} [pc]	d_{HIP} [pc]	Δ_{HIP} [%]
Procyon	6508	3.81	-0.10	+0.01	:= 1.42	0.00	-0.07	4.02	3.50	15.1
HD 103095	5070	4.66	-1.36	+0.63	0.62	0.00	-0.32	8.86	9.16	-3.2
HD 19445	6032	4.40	-2.08	+0.68	0.67	0.00	-0.21	38.80	38.68	0.3
HD 140283	5806	3.68	-2.43	+0.71	0.79	0.13	-0.23	56.60	57.34	-1.3
HD 84937	6346	4.00	-2.16	+0.59	0.79	0.11	-0.18	80.34	80.39	-0.1
Procyon (ΔT_{eff})	6590	3.96	-0.02	+0.00	:= 1.42	0.00	-0.06	3.49	3.50	-0.3

5.6.3 Das Eichensemble als Ganzes

Wenn also eine höhere Temperatur für Procyon tatsächlich der einzige Ausweg ist, wie ist es dann um die Analyse von Fuhrmann bestellt, die ja mittels Mg Ib für $T_{\text{eff}} = 6510$ K das astrometrische $\log g$ reproduziert? Es zeigt sich, dass im LTE die erhöhte Temperatur lediglich ein um 0.04 dex auf 4.00 vergrößertes $\log g$ nach sich zieht, was innerhalb des Massenspielraums (s.o.) durchaus möglich ist. Die träge Reaktion der Starke-Linien-Methode auf Temperaturänderung liegt darin begründet, dass sich zwischen schwachen Linien (für die Magnesiumhäufigkeit) und starken (für die Schwerebeschleunigung) *differenziell* kaum etwas ändert, solange die Linien etwa derselben Anregungsenergie entspringen. Lediglich $\log \epsilon(\text{Mg})$ geht etwas nach oben (+0.04 dex), wenn man die revidierte Temperatur heranzieht.

Bei Modellierung im non-LTE (Magnesium-Modellatom nach Zhao *et al.* 1998) wird das astrometrische $\log g$ bei der revidierten Effektivtemperatur sogar direkt bestätigt (s. Abbildungen 5.10 und 5.11), so dass als einzige Diskrepanz bei $T_{\text{eff}} = 6590$ K die der Balmerlinien bleibt. Aber auch dieses Defizit kann eventuell im Rahmen der bestehenden Verbreiterungstheorien für Balmerlinien (s. oben und Kapitel 3.2.3) auf Basis modifizierter Modellatmosphären (*opacity sampling, overshooting*) verstanden und beseitigt werden.

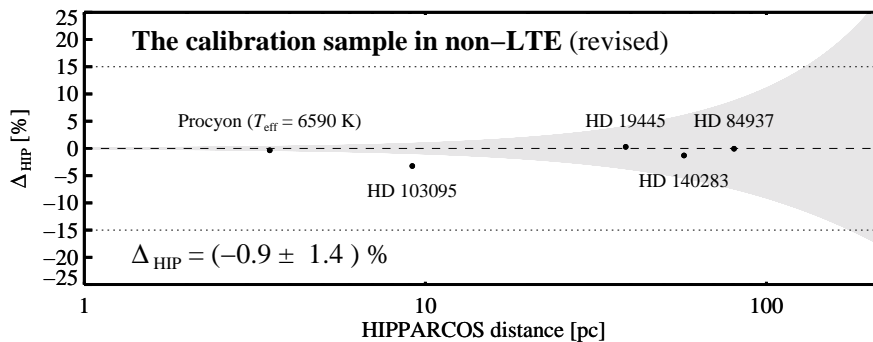


Abbildung 5.9: Δ_{HIP} für das Eichensemble mit „revidiertem Procyon“.

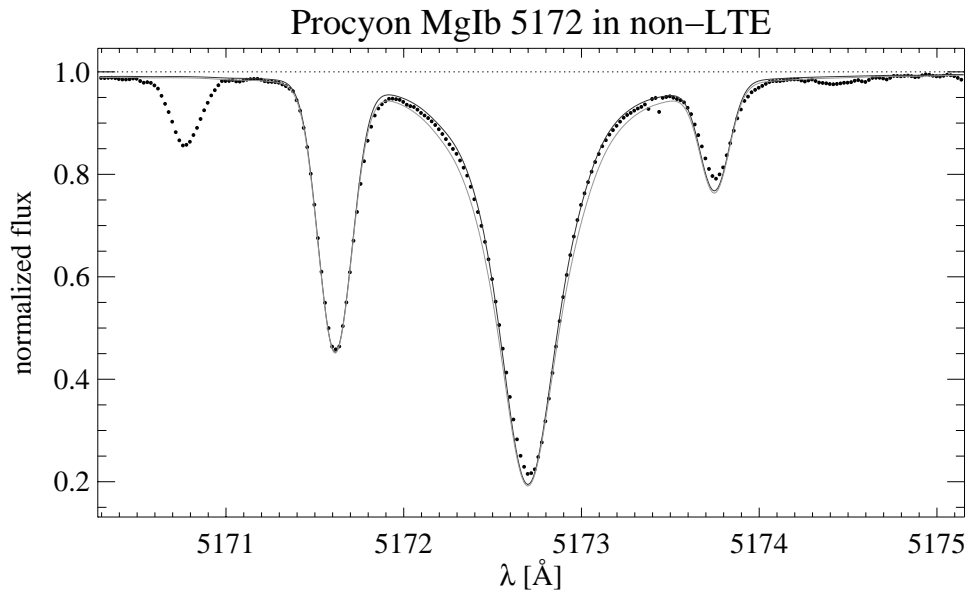


Abbildung 5.10: Anpassung der MgIb-Linie 5172 Å im non-LTE (Zhao *et al.* 1998). Die revidierten Sternparameter ($T_{\text{eff}} = 6590 \text{ K}$, $\log g = 3.96$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.02$, $\xi = 1.83 \text{ km/s}$) wurden zugrundegelegt, $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ wurde aus den schwachen Linien 4571 Å und 5711 Å zu $[\text{Mg}/\text{Fe}] = +0.02$ bestimmt. Gezeigt ist außerdem das Profil für $\log g = 4.16$.

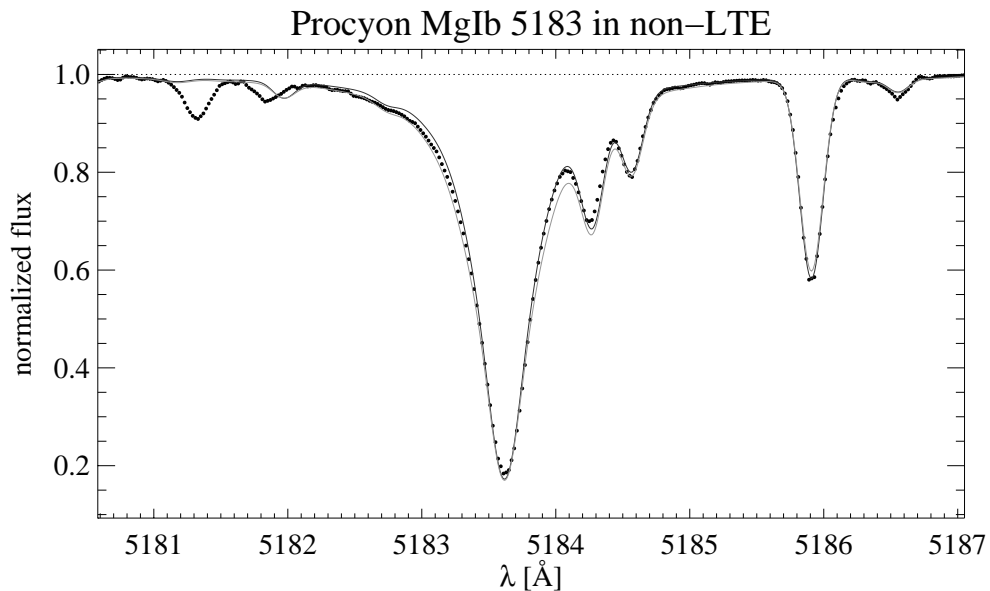


Abbildung 5.11: Anpassung der MgIb-Linie 5183 Å in Analogie zu Abbildung 5.10. Folgende Datensätze wurden benutzt ($\log gf$, $\log C_6$): 4571 Å ($-5.64, -31.25$), 5711 Å ($-1.69, -30.18$), 5172 Å ($-0.40, -30.86$) und 5183 Å ($-0.18, -30.88$).

5.7 Vergleich mit der Literatur

In diesem Abschnitt wird nun der direkte Vergleich mit vier Studien der jüngeren Vergangenheit gemacht, die zeigen soll, ob der Ansatz dieser Arbeit bestehenden Analysen überlegen ist oder nicht. Neben Gratton *et al.* (1999) und Thévenin & Idiart (1999), deren non-LTE-Modelle bereits in Kapitel 4.4 besprochen wurden, werden die LTE-Ergebnisse von Fulbright (2000) diskutiert. Ein erneuter Blick auf die Arbeiten von Fuhrmann (1998, 2000) bildet den Abschluss.

Gratton *et al.* (1999)

Gratton *et al.* (1999) präsentieren non-LTE-Rechnungen für Eisen, Sauerstoff, Natrium und Magnesium *in einer Publikation*. Geeicht wurden all diese Modellatome mit RR Lyrae-Sternen, zeitlich variablen Riesensternen⁵ also, die größere Effekte als Hauptreihensterne erwarten lassen. Als wichtiges Ergebnis für die Anwendung ist festzuhalten, dass die non-LTE-Effekte in Eisen für vernachlässigbar erachtet werden, da die Eichung $S_H = 30$ ergibt und zu thermischen Besetzungen führt. Demnach werden die mithilfe des Eisen-Ionisationsgleichgewichts berechneten Sternparameter aus Gratton *et al.* (1996) in Carretta *et al.* (2000) nicht revidiert.

Überprüfen wir also, wie gut die LTE-Ergebnisse die HIPPARCOS-Entfernungen der Eichsterne reproduzieren. Dazu benötigt man neben den publizierten Sternparametern T_{eff} , $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$ und $[\alpha/\text{Fe}]$ (am besten aus Sauerstoff abgeleitet, alternativ aus Magnesium oder Kalzium) eine Masse (aus Entwicklungswegen nach VandenBerg *et al.* 2000), die visuelle Helligkeit (von HIPPARCOS), bolometrische Korrekturen (BC) als Funktion der Sternparameter (nach Alonso *et al.* 1995), eine photometrische Abschätzung zur interstellaren Rötung A_V (nach Hauck & Mermilliod 1998) und schließlich die HIPPARCOS-Parallaxe (vgl. Formel 1.1). Abbildung 5.12 zeigt das Ergebnis. Da ein Großteil der Sterne mithilfe von Äquivalentbreiten aus der Literatur analysiert wurde, tauchen viele Sterne bei Carretta *et al.* (2000) mehrfach auf. Procyon ist als metallreicher Stern nicht Bestandteil jener Arbeit.

In der Summe sind die Ergebnisse innerhalb ihrer 1σ -Streuung mit HIPPARCOS noch marginal kompatibel. Die Systematik von 12% übersetzt sich in um 0.12 dex *überschätzte* Schwerebeschleunigungen, da die Temperaturen (aus der Infrarotflussmethode gewonnen) mit unseren im Mittel identisch sind ($\Delta T_{\text{eff}} = (0 \pm 41)$ K). Ein ähnliches Urteil ($\Delta_{\text{HIP}} = -15.9 \pm 13.5$) fällen Korn & Gehren (2001a) für ein etwas größeres Ensemble. Eine Diskrepanz von 0.12 dex im Mittel klingt nicht sehr bedrohlich; aber eine Streuung von 11% auf einer Systematik von 12% bedeutet eben auch, dass statistisch über 15% der analysierten Sterne über 23% Abweichung gegenüber HIPPARCOS haben werden. Allein die Streubreite in den drei Analysen von HD 140283 beträgt fast 30%!

Die somit aufgedeckten methodischen Probleme haben gewisse Konsequenzen für Studien galaktischer Kugelsternhaufen (Alter, Entfernungen). Auch die Ergebnisse bezüglich Diffusion (vgl. Kapitel 1.1) bedürfen eventuell einer Revision.

⁵ Es gibt Sterne, die wir besser verstehen!

Tabelle 5.3: Sternparameter nach Gratton *et al.* (1999).

Objekt	T_{eff} [K]	$\log g$	[Fe/H] LTE	[O/Fe] NLTE	Masse [M_{\odot}]	A_V [mag]	BC [mag]	d_{spec} [pc]	d_{HIP} [pc]	Δ_{HIP} [%]
HD 103095	5124	4.92	-1.22	0.37	0.80	0.00	-0.30	7.68	9.16	-16.1
HD 19445	6080	4.72	-1.88	0.44	0.85	0.00	-0.20	30.81	38.68	-20.4
	6052	4.78	-1.89	0.44	0.87	0.00	-0.21	28.79	38.68	-25.6
HD 140283	5755	3.66	-2.38	0.68	0.77	0.13	-0.24	56.00	57.34	-2.3
	5763	3.60	-2.42	0.68	0.82	0.13	-0.24	62.09	57.34	8.3
	5779	3.79	-2.41	0.68	0.71	0.13	-0.24	46.72	57.34	-18.5
HD 84937	6344	4.03	-2.04	0.33	0.78	0.11	-0.18	77.12	80.39	-4.1
	6357	4.14	-2.10	0.33	0.74	0.11	-0.19	66.38	80.39	-17.4

Gratton *et al.* (1999) werten ihre Ergebnisse folgendermaßen:

“[...] *non-LTE corrections for Fe lines are very small in dwarfs of any T_{eff} (in the range explored in this paper), and only small corrections (< 0.1 dex) are expected for stars on the red giant branch. This result is highly welcome, since it validates hundreds of LTE analyses, and supports current ideas on galactic evolution.*”

Mit anderen Worten könne man froh darüber sein, dass non-LTE-Effekte in Eisen so gering sind, da damit bisherige Ergebnisse (darunter die eigenen) ihre Gültigkeit behalten. Das Bild, das man von der chemischen Entwicklung der Galaxis hat, müsse also keine Revision erfahren, der *status quo* bleibe gewahrt.

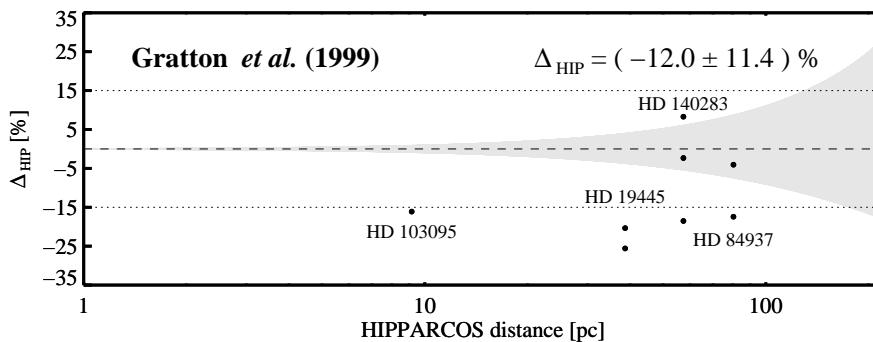
**Abbildung 5.12:** Δ_{HIP} für die Eichsterne bei Gratton *et al.* (1999).

Tabelle 5.4: Sternparameter nach Thévenin & Idiart (1999). Für $[\alpha/\text{Fe}]$ wurde der größere Wert von $\{[\text{Mg}/\text{Fe}], [\text{Ca}/\text{Fe}]\}$ aus Idiart & Thévenin (2000) angesetzt. Für HD 140283 und HD 84937 ergeben sich trotzdem unrealistisch niedrige Werte.

Objekt	T_{eff} [K]	$\log g$	[Fe/H] NLTE	$[\alpha/\text{Fe}]$ NLTE	Masse [M_{\odot}]	A_V [mag]	BC [mag]	d_{spec} [pc]	d_{HIP} [pc]	Δ_{HIP} [%]
Procyon	6631	4.00	0.05	-0.04	$:= 1.42$	0.00	-0.05	3.38	3.50	-3.3
HD 103095	4990	4.77	-1.19	+0.18	0.70	0.00	-0.34	7.96	9.16	-13.1
HD 19445	5860	4.42	-1.88	+0.41	0.62	0.00	-0.22	34.33	38.68	-11.3
HD 140283	5600	3.74	-2.21	+0.07	0.65	0.13	-0.25	44.14	57.34	-23.0
HD 84937	6222	4.27	-1.86	+0.07	0.69	0.11	-0.19	52.78	80.39	-34.3

Thévenin & Idiart (1999)

Diese Arbeit umfasst non-LTE-Korrekturen für $[\text{Fe}/\text{H}]$ und $\log g$ von 137 vornehmlich metallarmen Sternen. Die fehlende Berücksichtigung von Wasserstoffstößen ($S_{\text{H}} = 0$) führt in Verbindung mit den Bautista-Photoionisationsquerschnitten zu sehr großen non-LTE-Korrekturen, die bis zu +0.54 dex in $\log g$ (bei HD 140283) und +0.38 dex in $[\text{Fe}/\text{H}]$ (CS 22885-96 bei $T_{\text{eff}} = 5600$ K, $\log g = 4.72$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -3.82$: Dieser Stern ist bei Norris *et al.* (1993) ein Riese!) betragen. Die mittlere Korrektur in $\log g$ beträgt für das komplette Sample +0.22 dex. Für die vier metallarmen Eichsterne ist sie mit +0.4 dex deutlich größer (vgl. das $S_{\text{H}} = 0$ -Modell für HD 140283), für Procyon ist sie gleich 0.

Auf Basis der metallarmen Sterne geben diese Analysen ein schlechteres Bild ab als Gratton *et al.* (1999). Mit Ausnahme von Procyon, der (im LTE!) gut modelliert ist, haben alle Sterne ein deutlich negatives Δ_{HIP} . Als Resultat sind die Analysen mit HIPPARCOS auf dem 1σ -Level inkompatibel.

Unterschätzte Effektivtemperaturen und überschätzte Schwerebeschleunigungen sind dafür verantwortlich. Die niedrigen Effektivtemperaturen sind der Photometrie ($V - K$) zuzuschreiben, die zu hohen Schwerebeschleunigungen dem non-LTE. Es sei daran erinnert, dass Thévenin & Idiart (1999) *ab initio*-Rechnungen zum non-LTE von Eisen präsentieren, die sie in keinsten Weise geeicht haben. Zwar reproduzieren sie die Sonne mit $\log g = 4.44$, aber non-LTE-Effekte sind verschwindend, so dass damit keine Aussage über die Richtigkeit der Modellierung gemacht ist. Ihre Arbeit zeigt also die Gefahren des non-LTE-Ansatzes.

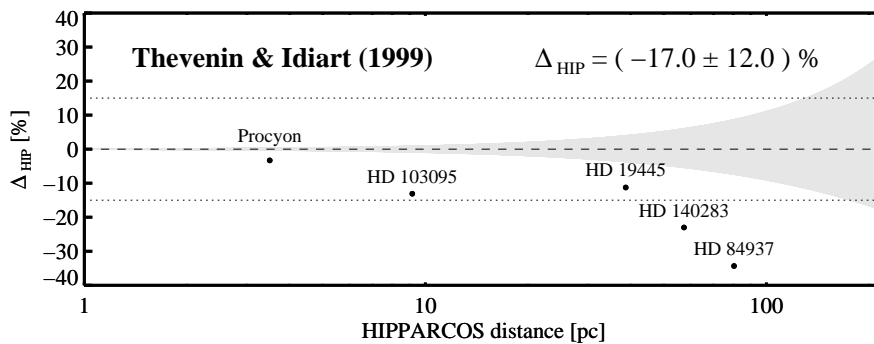


Abbildung 5.13: Δ_{HIP} für die Eichsterne bei Thévenin & Idiart (1999).

Tabelle 5.5: Sternparameter nach Fulbright (2000)

Objekt	T_{eff} [K]	$\log g$ LTE	[Fe/H] LTE	[Mg/Fe] LTE	Masse [M_{\odot}]	A_V [mag]	BC [mag]	d_{spec} [pc]	d_{HIP} [pc]	Δ_{HIP} [%]
HD 103095	4950	4.50	-1.46	+0.29	0.45	0.00	-0.36	8.50	9.16	-7.2
HD 19445	5825	4.20	-2.13	+0.52	0.59	0.00	-0.23	42.42	38.68	9.7
HD 140283	5650	3.40	-2.51	+0.47	0.95	0.13	-0.25	80.32	57.34	40.1
HD 84937	6375	4.10	-2.08	+0.35	0.75	0.11	-0.18	70.45	80.39	-12.4

Fulbright (2000)

Die Doktorarbeit von Jon P. Fulbright (2000, auch 2002) umfasst Häufigkeitsanalysen von 168 vornehmlich metallarmen Sternen. Sternparameter wurden unter Anwendung von LTE durch folgende Bedingungen abgeleitet: Anregungsgleichgewicht in FeI (T_{eff}), Ionisationsgleichgewicht von FeI/FeII ($\log g$), Linienstärkengleichgewicht = Mikroturbulenzbedingung (ξ). Diese Bedingungen wurden iteriert, bezüglich des Ionisationsgleichgewichts bis $\Delta(\text{FeI} - \text{FeII}) \sim 0.03$ („within ~ 0.03 dex in most cases“). Es ist also höchstens eine $\log g$ -Genauigkeit von 0.05–0.10 dex zu erwarten.

Abbildung 5.14 zeigt, dass die Streuung in den vier Eichsternen gewaltig ist. Es ist insbesondere HD 140283, der nicht adäquat beschrieben werden könnte: Die gefundene Diskrepanz von 40 % kommt der von Fuhrmann sehr nahe (vgl. Abb. 1.6). Fulbright selbst beziffert die notwendige $\log g$ -Korrektur auf ~ 0.2 dex, was nicht nachvollziehbar ist: Unter Vernachlässigung der interstellaren Rötung steigt die Diskrepanz auf 49 %. Wahrscheinlich ist die Sternmasse nicht selbstkonsistent bestimmt worden.

Die Massen, die aus den Entwicklungswegen bestimmt wurden, sind z.T. unrealistisch hoch (HD 140283) oder niedrig (HD 103095). Wie der Vergleich mit den Sternparametern dieser Arbeit zeigt, ist dies das Ergebnis unterschätzter Schwerebeschleunigungen (da LTE) und Effektivtemperaturen. In der Tat würde das Anregungsgleichgewicht selbst im non-LTE niedrigere Temperaturen vorhersagen, insbesondere für HD 19445 und HD 140283 (s. Anhang G).

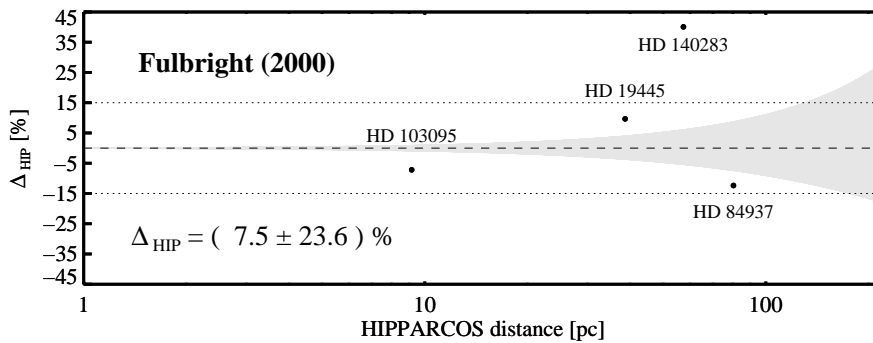
Abbildung 5.14: Δ_{HIP} für die Eichsterne bei Fulbright (2000).

Tabelle 5.6: Sternparameter nach Fuhrmann (1998, 2000)

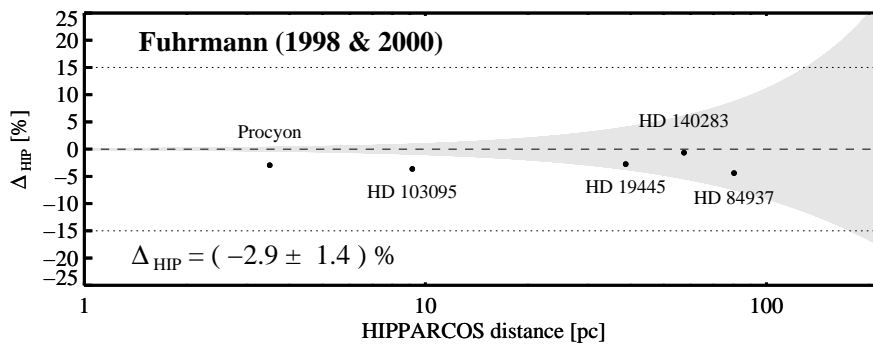
Objekt	T_{eff} [K]	$\log g$ LTE	[FeII/H] LTE	[Mg/Fe] LTE	Masse [M_{\odot}]	A_V [mag]	BC [mag]	d_{spec} [pc]	d_{HIP} [pc]	Δ_{HIP} [%]
Procyon	6510	3.96	-0.03	+0.06	:= 1.42	0.00	-0.06	3.39	3.50	-3.0
HD 103095	5110	4.66	-1.35	+0.28	0.59	0.00	-0.31	8.82	9.16	-3.6
HD 19445	6052	4.44	-1.99	+0.47	0.68	0.00	-0.21	37.62	38.68	-2.7
HD 140283	5810	3.67	-2.29	+0.41	0.78	0.13	-0.23	56.97	57.34	-0.7
HD 84937	6353	4.03	-2.07	+0.36	0.77	0.11	-0.18	76.85	80.39	-4.4

Fuhrmann (1998, 2000)

Die ausgezeichnete Reproduktion der HIPPARCOS-Parallaxen durch Kombination von Balmerprofilanalyse (T_{eff}) und Starke-Linien-Methode ($\log g$) wurde bereits in Kapitel 1.2.2 besprochen. Tabelle 5.6 zeigt speziell die Eichsterne, wobei die Massen neu bestimmt wurden. Die Übereinstimmung mit HIPPARCOS ist auch für diese Analysen sehr gut. Der Fairness halber muss gesagt werden, dass sich das Ergebnis verbessern würde, wenn man die durch Fuhrmann bestimmten, „interpolierten“ Entwicklungswegmassen ansetzte. Zur Vermeidung des leicht subjektiven Charakters dieser Methode (vgl. Abschnitt 5.2) und zwecks Vergleichbarkeit wurden hier die Massen nach VandenBerg *et al.* (2000) benutzt. Die publizierten Ergebnisse für diese Sterne (F98/2000) sind von den Resultaten dieser Arbeit in Mittelwert und Streuung praktisch ununterscheidbar: $\Delta_{\text{HIP}} = (-1.5 \pm 1.3) \%$.

Fuhrmann leitet in Erwartung ähnlicher non-LTE-Korrekturen für Mg I und Fe I [Mg/Fe] aus $[\text{Mg I}/\text{Fe I}]_{\text{LTE}}$ ab, gibt aber [FeII/H] als Metallizität an. Dies erweist sich als brauchbarer Ansatz, überschätzt [Mg/Fe] bestenfalls leicht (s. insbesondere HD 140283).

Im Vergleich mit Gratton *et al.* (1999) und Fulbright (2000) zeigt sich, dass eine sorgfältige LTE-Analyse hervorragende Ergebnisse liefern *kann*, selbst für so extreme Objekte wie HD 140283. Dafür ist es allerdings unerlässlich, *alle* Aspekte der Analyse zu optimieren (vergleiche Kapitel 1.2.2), was beim „Zusammensuchen“ von Äquivalentbreiten aus der Literatur nicht gewährleistet werden kann.

**Abbildung 5.15:** Δ_{HIP} für die Eichsterne bei Fuhrmann (1998, 2000).

5.8 Bestehende Probleme

Worin liegen nun die Unsicherheiten der theoretischen Beschreibung? Gibt es unberücksichtigte Physik, die die Eichung systematisch beeinflusst? Drei Aspekte sollen kurz besprochen werden.

Temperaturskala

Selbstverständlich ist die durchgeführte Eichung stark abhängig von den abgeleiteten Effektivtemperaturen, also der Richtigkeit der klassischen Balmerprofiltemperaturskala. Bereits in Kapitel 3.2 haben wir Gründe für die Richtigkeit dieser Annahme gegeben. Man muss sich aber vergegenwärtigen, dass hinter dieser Behauptung auch die Richtigkeit der theoretischen Temperaturschichtung steckt, die sich direkt auf die spektroskopischen Temperaturen auswirkt. Hier gibt es noch einige mögliche Veränderungen, insbesondere in bezug auf die Modellierung von Konvektion und Dynamik.

Diffusion

Helium- und Metaldiffusion würden die Eichung auf zweierlei Weise betreffen: Zum einen würde man für alte, metallarme Sterne systematisch zu niedrige Metallizitäten ableiten; zum anderen wären die Massen, die über Gleichung 1.1 in die Eichung eingehen, systematischen Effekten unterworfen. Dies betrifft insbesondere HD 140283 und HD 84937, da sie höhere Massen als HD 103095 und HD 19445 besitzen; zu kleineren Massen hin wird Metaldiffusion selbst auf kosmologischen Zeitskalen zunehmend ineffektiv (Bernkopf 2002). Man muss sich hier natürlich vor einem Zirkelschluss hüten, weshalb es keine scharf definierte Grenzmasse gibt.

In Kapitel 1 wurden Beobachtungen von Sternen in Kugelsternhaufen durch Gratton *et al.* (2001) angesprochen, die eventuell dafür sprechen, dass Diffusion generell weniger effizient ist als durch die Theorie vorhergesagt.

Granulation

Die Eichung ist insgesamt nur so gut wie die einfließende Physik. Wir können nicht erwarten, dass potentielle Effekte aufgrund von Temperaturinhomogenitäten und atmosphärischer Dynamik keinen Einfluss auf die entstehenden Linien haben. Wichtiger ist es jedoch zu klären, ob es differentielle Effekte zwischen einzelnen Ionisationsstufen gibt, Effekte also, die Ionisationsgleichgewichte verschieben können.

Steffen & Holweger (2002) vergleichen Äquivalentbreiten aus 1D-statischen und 2D-strahlungshydrodynamischen Rechnungen und leiten „Granulationskorrekturen“ für Elementhäufigkeiten ab. Insbesondere Grundzustände neutraler Spezies seien massiv betroffen, Korrekturen würden im Falle von Ti I bis zu -0.3 dex betragen. Wenn Korrekturen für Fe I dieselbe Größe aufweisen und solche für Fe II wesentlich kleiner sind, muss man sich fragen, was mit dem solaren Ionisationsgleichgewicht passiert, das ja selbst im 1D-statischen Fall und LTE einigermaßen reproduziert werden kann (vgl. Kapitel 4.3.2).

5.9 Zusammenfassung der Ergebnisse

In diesem Kapitel wurde das in Kapitel 4 zusammengestellte non-LTE-Modellatom für Eisen mithilfe von lokalen Eichsternen der dünnen Scheibe und des Halos geeicht. Dabei ergab sich folgendes Bild:

- Die metallarmen Sterne fordern allesamt eine Effizienz für Wasserstoffstöße von $S_{\text{H}} = 3$. Dies ist ein recht hoher Wert, wenn man bedenkt, dass $S_{\text{H}} = 1$ die Stoßrate für die Na I D-Linien laut Experiment um zwei bis drei Größenordnungen überschätzt. Dieser Wert ist aber nicht isoliert zu sehen, sondern als Teil der Fe I-Modellierung, also im Wechselspiel mit den anderen Annahmen: Temperaturskala der Balmerprofile gemäß Vidal *et al.* (1973) und Ali & Griem (1966), Photoionisationsquerschnitte nach Bautista (1997), Thermalisierung oberhalb von $E_{\text{low}} = 7.3$ eV, Vernachlässigung verbotener Wasserstoffstöße.
- Der Standardstern Procyon (Masse und Radius bekannt) lässt sich bei $T_{\text{eff}} = 6510$ K (fundamentale Temperatur und Balmerprofiltemperatur) mit keiner Stoßeffizienz S_{H} befriedigend modellieren. Erst eine moderate Anhebung der Effektivtemperatur um 80 K auf $T_{\text{eff}} = 6590$ K erfüllt die Bedingungen des Ionisationsgleichgewichtes, steht aber im Widerspruch mit der Balmerprofiltemperatur auf Basis der klassischen Resonanzverbreiterungstheorie nach Ali & Griem (1966).
Es wird vermutet, dass diese Diskrepanz im Rahmen verbesserter Verbreiterungstheorien oder Modellatmosphären (Konvektionstheorie, *overshooting* nach Canuto (1997), 3D) beseitigt werden kann.
- Im Vergleich mit der HIPPARCOS-Astrometrie erweist sich die durchgeführte Eichung als sehr erfolgreich:

$$\Delta_{\text{HIP}} = 100 (d_{\text{spec}} - d_{\text{HIP}}) / d_{\text{HIP}} = (-0.9 \pm 1.4) \%$$

Ein ebenso gutes Ergebnis erhält Fuhrmann (1998, 2000) mithilfe von LTE-Schwerebeschleunigungen aus Mg I b-Linien auf einer etwas anderen Massenskala.

- Die Eichung durch Gratton *et al.* (1999) führt auf $S_{\text{H}} = 30$ und damit zu thermischen Besetzungen bei allen Metallizitäten. Im Mittel liegt eine moderate Systematik zu kleineren spektroskopischen Entfernungen vor (12%), die von einer 11-prozentigen Streuung begleitet wird.
- Das *ab initio*-Modell von Thévenin & Idiart (1999) führt auf eine vergleichbare Streuung (12%), zeigt aber eine größere mittlere Diskrepanz von 17% zu HIPPARCOS. Die non-LTE-Effekte für metallarme Objekte sind klar überschätzt, unter anderem da $S_{\text{H}} = 0$ (keine Wasserstoffstöße) angesetzt wurde.

Die ersten Anwendungen des so geeichten Modellatoms zur Ableitung von Kühlstern-Schwerebeschleunigungen ergaben sich Anfang 2002: UVES-Spektren zweier extremer Halo-Objekte, CS 29497-004 und HE 0107-5240. Erste aufregende Ergebnisse für diese beiden Sterne stellt das abschließende Kapitel vor.

6. Erste Anwendung des Eisen-Ionisationsgleichgewichtes im non-LTE

Die beiden extremen Halosterne dieses Kapitels wären gewiss nicht gefunden worden, wenn man nicht seit den 1970er Jahren effiziente Methoden entwickelt hätte, solche Sterne spektroskopisch zu isolieren. Wir diskutieren im folgenden einige der historischen und gegenwärtigen Ansätze.

6.1 Wie man metallarme Sterne findet

Es gibt mehrere Aspekte, durch die sich Halosterne von Sternen der Scheibenpopulationen unterscheiden:

- Zusammensetzung (Metallizität, α -Element-Überhäufigkeit)
- Alter
- Phasenraum (räumliche Verteilung, Eigen- und Radialgeschwindigkeiten)

Als reine Arbeitshypothese definieren wir metallarme Halosterne hier als Objekte mit $[\text{Fe}/\text{H}] < -2$. Diese vier Kriterien lassen sich mit unterschiedlich aufwendigen Methoden unterschiedlich effizient auswerten. Von Altersbestimmungen als Auswahlkriterium sehen wir hier aus zweierlei Gründen ab: Zum einen lassen sich Alter von Einzelsternen nur nach erfolgreich durchgeführter, spektroskopischer Feinanalyse ableiten, die mit entsprechend hohem Aufwand verbunden ist. Zum anderen erweisen sich Sterne der Dicken Scheibe als wahrscheinlich ebenso alt wie typische Vertreter des Halos (Bernkopf 2001). Eine Trennung dieser beiden Populationen ist also auf Basis von Altersbestimmungen allein nicht möglich.

Seit den 1970er Jahren gibt es systematische Himmelsdurchmusterungen, die sich entweder auf den kinematischen oder den chemischen Aspekt stützen: Im *Lowell Proper Motion Survey* von Giclas *et al.* (1971) verraten sich Halosterne durch große Eigenbewegung relativ zu Hintergrundobjekten. Diese Eigenbewegungen lassen sich natürlich nur feststellen, wenn man in mindestens zwei Epochen beobachtet. Die spektroskopische Nachuntersuchung der extremsten Objekte brachte z. B. G 64-12 zutage, einen der metallärmsten Hauptreihensterne überhaupt (Carney & Peterson 1981).

Die wesentlich verringerte Liniendichte in Halosternen hinterlässt Spuren, die prinzipiell photometrisch ausgewertet werden können. Im Rahmen der UBVBreitbandphotometrie ist der UV-Exzess $\delta(U - B)$ (Schwarzschild *et al.* 1955)

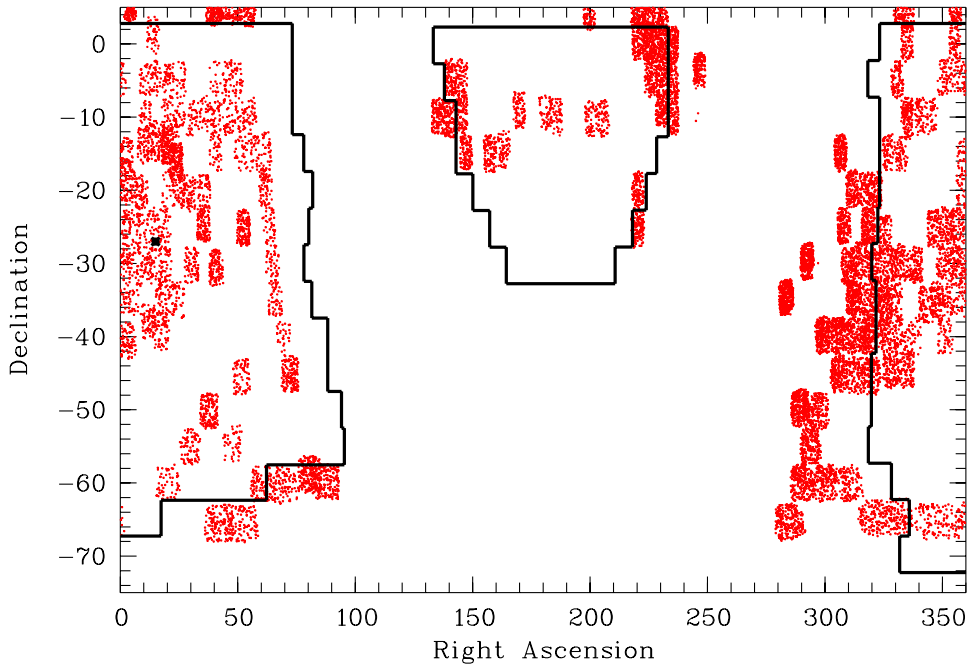


Abbildung 6.1: Die 380 Platten des HES (schwarz umrandet) decken den gesamten südlichen extragalaktischen Himmel (ca. 7000 Quadratgrad) ab. Außerdem ist der HES nahezu zwei Magnitude tiefer als der *HK Survey* (schraffiert). (Abb. © N. Christlieb)

ein Maß für den Metallgehalt. Leider nimmt die Empfindlichkeit dieses Indikators unterhalb von $[m/H] \sim -1.5$ schnell ab. Darunter besitzen Metallizitäten aus $\delta(U-B)$ bestenfalls qualitativen Charakter.

Deutlich präzisere Informationen kann, bei entsprechend erhöhtem Aufwand, die Spektroskopie liefern: Photographische Himmelsdurchmusterungen mit Objektivprismen im Strahlengang haben den größten Teil der derzeit bekannten Sterne mit $[Fe/H] < -2$ geliefert. Frühe Beispiele sind die Durchmusterungen durch Bond (1970) und Slettebak & Brundage (1971). Die letztgenannte Quelle führte zur Entdeckung des metallärmsten, bis 2002 bekannten Riesensterns mit $[Fe/H] \sim -4$ (Bessell & Norris 1984).

In den späten 1970er Jahren initiierten Preston und Shectman eine tiefe Durchmusterung von Teilen des Südhimmels bis zu $B \sim 15.5^m$, ebenfalls mithilfe eines Objektivprismas und photographischer Platten (*HK Survey*, Beers *et al.* 1985, 1992). Rein spektroskopische Durchmusterungen dieser Art erlauben es, kinematische Eigenschaften von Sternpopulationen ohne diesbezügliche Auswahl effekte zu untersuchen. Die spektrale Überdeckung des *HK Survey* beträgt lediglich 150 \AA um 3950 \AA . Bei einer Auflösung von 5 \AA sind nur die stärksten Linien sichtbar, $H\epsilon$ und $Ca II H \& K$. Der erste Auswertungsschritt ist die visuelle Kandidatenselektion mithilfe einem binokularen Mikroskop. Daran schließt sich eine Nachbeobachtung mit mittlerer Auflösung an. Definiert man die effektive

Ausbeute EA als

$$\text{EA} := \frac{\text{Anzahl der Objekte mit } [\text{Fe}/\text{H}] < -2}{\text{Anzahl aller beobachteten Objekte}},$$

so erzielt man mit diesem Verfahren ein EA von ca. 20 %. Dieser recht geringe Wert lässt sich durch zusätzliche Bedingungen wie UBV-Photometrie zur Einschränkung der Effektivtemperatur natürlich steigern.

Als Durchbruch an Effizienz und Vielseitigkeit ist der *Hamburg/ESO Survey* (HES, Wisotzki *et al.* 1996, Christlieb 2000) zu werten. Das grundlegende Konzept ist dem des *HK Surveys* ähnlich, die photographischen Platten sind allerdings digitalisiert worden. Dies erlaubt eine computergestützte, automatisierte Auswahl interessanter Objekte. Die eigentlichen Zielobjekte des HES sind Quasare, aber der galaktische stellare Vordergrund wird hier nicht als störende Kontamination angesehen. Durch Abdeckung des gesamten südlichen extragalaktischen Himmels (vgl. Abbildung 6.1) bietet diese Durchmusterung einen tiefen Blick in große galaktische Breiten. Zudem ist sie annähernd zwei Magnitude tiefer als der *HK Survey*, so dass das abgedeckte Raumvolumen mehr als viermal so groß ist.

Von Vorteil ist auch die erweiterte spektrale Überdeckung: Der Zugang zu Merkmalen mit Wellenlängen zwischen 3200 Å und 5300 Å ermöglicht die effiziente Erkennung von Sternen, die die gesetzten Kriterien nicht erfüllen.

Die effektive Ausbeute des HES beträgt für Sterne mit $[\text{Fe}/\text{H}] < -2$ ca. 60 %, für $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ immerhin noch 10 %. Die Erfahrung der zurückliegenden Jahre zeigt, dass die Selektion von Sternen mit $[\text{Fe}/\text{H}] < -2.5$ etwa fünfmal effektiver ist als im *HK Survey* (Christlieb, private Mitteilung; vgl. Abbildung 6.2). Etwa 8000 metallarme Kandidaten sind im HES identifiziert worden, wovon bis zum heutigen Tag ca. 2000 Objekte nachbeobachtet worden sind.

CS 29497-004 wurde zuerst im *HK Survey* als potentiell metallarm erkannt. In einer umfangreichen Suche nach sog. *r*-Prozess-Sternen wurde er Anfang 2002 mit UVES am VLT beobachtet und stellte sich als Europium-reich heraus. Der nächste Abschnitt präsentiert eine vorläufige Analyse anhand dieses Spektrums. HE 0107-5240 wurde unter 2000 vermeintlich extrem metallarmen Sternen im HES gefunden. Er erwies sich bei spektroskopischen Nachbeobachtungen als tatsächlich sehr metallarm. Ein Eilantrag an ESO resultierte in dem UVES-Spektrum, dessen Eisenlinien wir abschließend analysieren.

6.2 CS 29497-004, ein neuer *VRPE*-Stern

Elemente jenseits der Eisengruppe können nicht unter Energiegewinn synthetisiert werden. Die Anlagerung von Neutronen (*n*) ist in diesem Bereich aufgrund der großen nuklearen Coulombwälle die einzige Möglichkeit, schwerere Kerne zu erzeugen. Je nachdem, wie hoch die Rate der *n*-Anlagerung ist, können β -Zerfälle mit diesem Prozess konkurrieren. Man unterscheidet zwei Grenzfälle: Ist die Rate viel größer als die der β -Zerfälle, so spricht man vom *r*-Prozess (*r* = *rapid*). Den umgekehrten Fall nennt man den *s*-Prozess (*s* = *slow*). Diese Trennung geht bereits auf Burbidge *et al.* (1957) zurück.

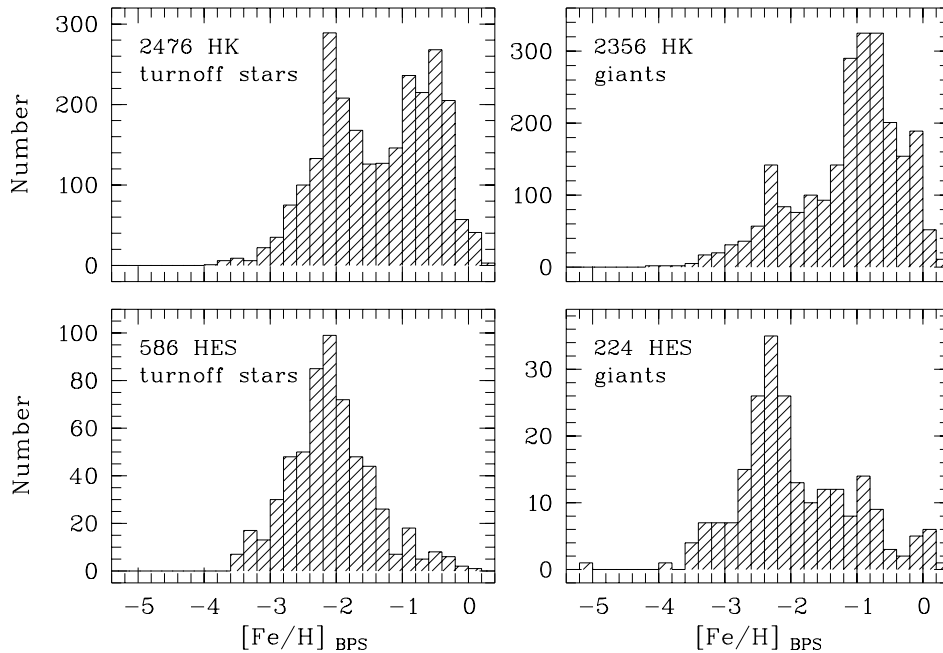


Abbildung 6.2: Vergleich der metallizitätsabhängigen Ausbeute an Turnoff- und Riesensternen im *HK Survey* und im HES. Die Kontamination mit relativ metallreichen Sternen ist im *HK Survey* deutlich größer. Man beachte den im HES identifizierten Riesen unterhalb von $[\text{Fe}/\text{H}] = -5$ (s. Abschnitt 6.3). (Abb. © N. Christlieb)

Im astrophysikalischen *r*-Prozess lagern Saatkerne der Eisengruppe Neutronen auf so kurzen Zeitskalen an, dass sich diese Nuklide entlang der sog. *neutron drip line* zu größeren Massenzahlen entwickeln. Der damit verbundene Weg liegt etwa zehn Masseneinheiten unterhalb des Bereichs der β -stabilen Kerne („Tal der Stabilität“). Beim Erreichen magischer Neutronenzahlen ($n = 50, 82, 126$) ändert sich dieses Verhalten, β -Zerfälle führen die Kerne in Richtung Tal der Stabilität. Auf diese Weise werden z. B. das zu besprechende Element Europium (${}_{63}\text{Eu}$) sowie die radioaktiven Kerne Thorium (${}_{90}^{232}\text{Th}$, $t_{1/2} \sim 14$ Gyr) und Uran (${}_{92}^{238}\text{U}$, $t_{1/2} \sim 4.5$ Gyr) synthetisiert. Aufgrund der hohen Neutronenflüsse, die notwendig sind, um so schwere Kerne zu erzeugen, wird der *r*-Prozess mit den SNe massereicher Sterne identifiziert (Hillebrandt 1978).

Die Hauptkomponente des *s*-Prozesses (*main s-process*) findet unter weniger extremen Bedingungen während thermischer Pulse in den Entwicklungsspätphasen massearmer Sterne ($1 - 5 M_{\odot}$) statt. Die Nebenkompone (weak *s-process*) wird dem Heliumkernbrennen massereicher Sterne zugeschrieben. Der *s*-Prozess erreicht annähernd alle Elemente im Tal der Stabilität, wobei die schwache Komponente für die Produktion der Kerne mit $A < 90$ verantwortlich ist. Ein traditionell häufig analysiertes Element ist z. B. ${}_{56}\text{Ba}$, zu dem der *r*-Prozess in solarer Mischung aber etwa 27% beigetragen hat (Cameron 1982).

Als *VRPE*-Sterne (*very r-process enhanced stars*) bezeichnen wir im folgenden Objekte mit einem Muster in *r*-Prozess-Elementen, das gegenüber Eisen deutlich angereichert ist ($[r/\text{Fe}] \geq +1.0$). Nimmt man $[\text{Eu}/\text{Fe}]$ als spektroskopisch gut zugängliches Maß für $[r/\text{Fe}]$, so waren bis vor kurzem erst zwei Sterne

dieser Klasse bekannt: CS 22892-052 (Sneden *et al.* 1994) und CS 31082-001 (Cayrel *et al.* 2001a). Sie erlauben ein detailliertes Studium der Nukleosynthese im r -Prozess.

Die hohen Häufigkeiten an Th und U erlauben es prinzipiell, für diese Halosterne ein radioaktives Alter abzuleiten, das das Gesamtalter der Galaxis und des Universums eingrenzt. Mittels Uran ist dies zum erstenmal¹ von Cayrel *et al.* (2001a) durchgeführt worden. Je nach angenommenem Produktionsverhältnis im r -Prozess, das entweder aus dem solaren Verhältnis deduziert (Burris *et al.* 2000) oder berechnet werden kann (Pfeiffer *et al.* 1997), ergibt sich ein Alter von 10.6–14.0 Gyr. Die 1σ -Fehlergrenzen werden zu 3.3 Gyr abgeschätzt. Nimmt man stattdessen das Verhältnis (Th/Eu) als Chronometer, erhält man ein Alter, das geringer ist als das des Sonnensystems (Hill *et al.* 2001)! Was ist der Grund für derart extreme Diskrepanzen?

Da die theoretischen Rechnungen am solaren r -Prozess geeicht werden, setzt die *Nukleokosmochronologie* in jedem Fall die *Universalität des r -Prozesses* voraus. Gerade in vermutlich sehr alten Sternen wie CS 31082-001 scheint diese Voraussetzung nicht gegeben zu sein: Wir sehen hier den Fingerabdruck einer oder sehr weniger SNe, eine Mittelung über viele SNe hat nicht stattgefunden. Dies führt zu einem merklich anderen Häufigkeitsmuster für die Elemente mit $Z > 70$, darunter Thorium (Hill *et al.* 2001). Auch für CS 22892-052 gibt es laut Sneden *et al.* (2000) Abweichungen vom solaren Muster, hier für $Z < 50$. Die Hinzunahme weiterer r -Prozesse ist im Gespräch (Wasserburg & Qian 2000).

Die Natur des r -Prozesses kann nur besser verstanden werden, wenn wir mehr Sterne wie CS 31082-001 untersuchen. Christlieb *et al.* (2001) haben vorgeschlagen, solche Objekte aus metallarmen Sternen im *HK Survey* und HES zu isolieren, indem man sie anhand von Eu II 4129 spektroskopisch selektiert. Den bisherigen Erfahrungen nach sind etwa 3% aller Halosterne *VRPEs*. Als sehr effizient erweisen sich bei scheinbaren Helligkeiten von $B \sim 15$ „Schnappschüsse“ mit 8-Meter-Teleskopen bei hoher Auflösung ($R = 20\,000$) und geringem Signal-zu-Rausch-Verhältnis ($S/N \sim 30$).

Im Rahmen einer solchen Kampagne am VLT wurde CS 29497-004 ($m_V \sim 14^m$) im Januar 2002 gefunden. Wie Abbildung 6.3 verdeutlicht, ist die Güte der Spektren für den Zweck der Identifikation völlig ausreichend. Bis zur Aufnahme eines wesentlich besseren Spektrums analysieren wir dieses Spektrum.

6.2.1 Effektivtemperatur

Das vorliegende Spektrum hat nach oben Gesagtem eine vergleichsweise geringe Qualität: Die Auflösung ist gegenüber den FOCES-Spektren der Eichsterne um einen Faktor drei reduziert, das S/N (im Maximum ca. 45 pro Pixel) sogar um einen Faktor sechs. Hinzu kommt, dass die UVES-Einstellung „Blue437“ benutzt wurde, so dass nur der Wellenlängenbereich 3760–4960 Å abgedeckt ist. Die Rektifizierbarkeit ist ebenfalls nicht voll befriedigend (vgl. Kapitel 2.3). Alle diese Faktoren limitieren die Auswertung drastisch.

¹ Von den Autoren (Cayrel *et al.* 2001a, Cayrel *et al.* 2001b, Hill *et al.* 2001) wurde übersehen, dass es sich hierbei nicht um die Erstdetektion von Uran in einem Sternspektrum handelt: In Ap-Sternen ist Uran schon vor vielen Jahren gefunden worden.

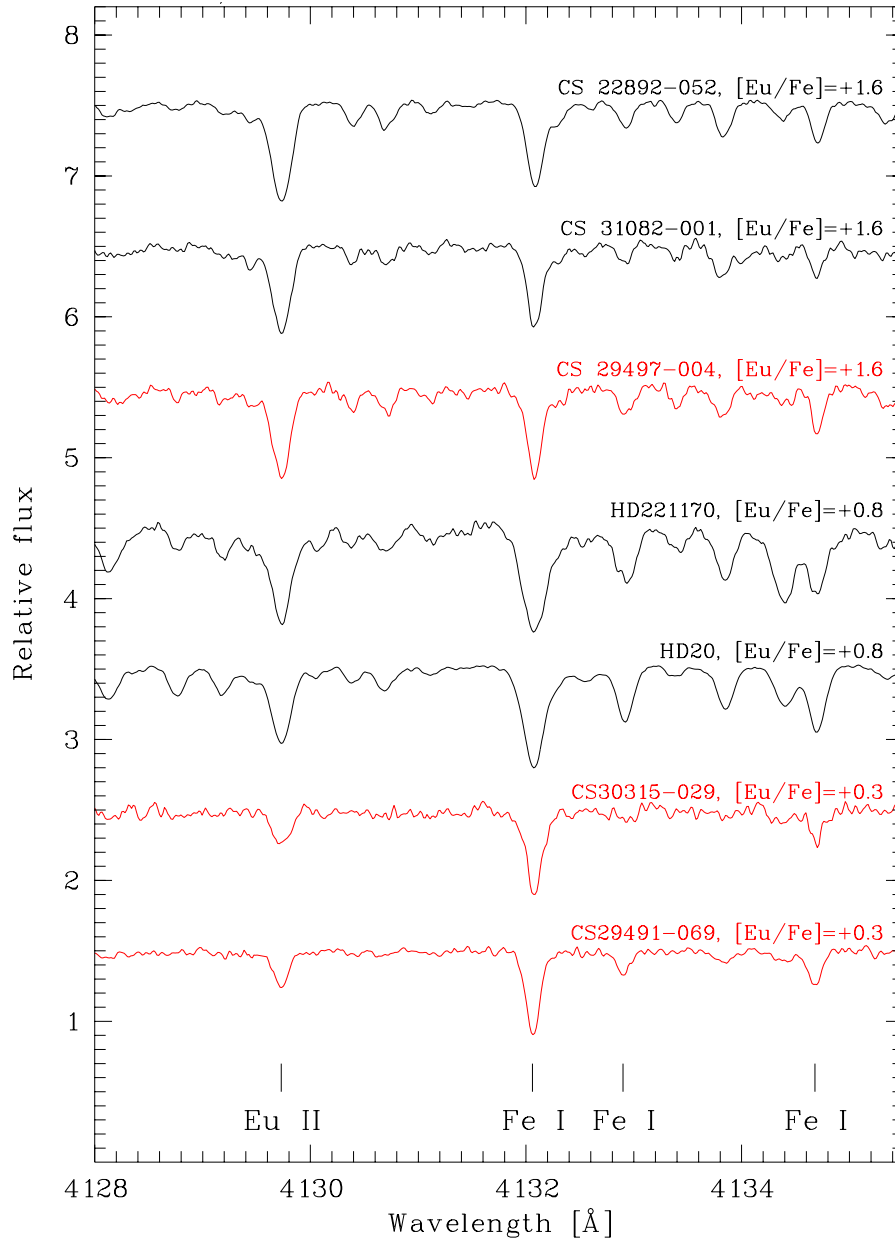


Abbildung 6.3: Auswahl an Sternen mit überhäufigen r -Prozess-Elementen. Neben den beiden Objekten mit $[\text{Eu}/\text{Fe}]=0.3$ konnte insbesondere CS 29497-004 ($[\text{Eu}/\text{Fe}]=1.6$) als *VRPE*-Stern neu identifiziert werden. (Abb. © N. Christlieb)

Effektivtemperaturen wurden aus $H\beta$ unter Verwendung der Resonanzverbreiterung nach A&G und der Eigendruckverbreiterung nach BPO abgeleitet (Barklem, private Mitteilung). Wie zu erwarten war, ergaben sich hier signifikante Temperaturunterschiede, insbesondere da das Nullpunktproblem unberücksichtigt blieb (vgl. Kapitel 3.2.3). Als vorläufiger Kompromiss wurde der Mittelwert ($T_{\text{eff}} = 5090 \text{ K}$) angesetzt, der zudem mit der photometrischen Temperatur aus $V-K$ und $V-J$ bei $E_{B-V} = 0.016$ gut übereinstimmt.

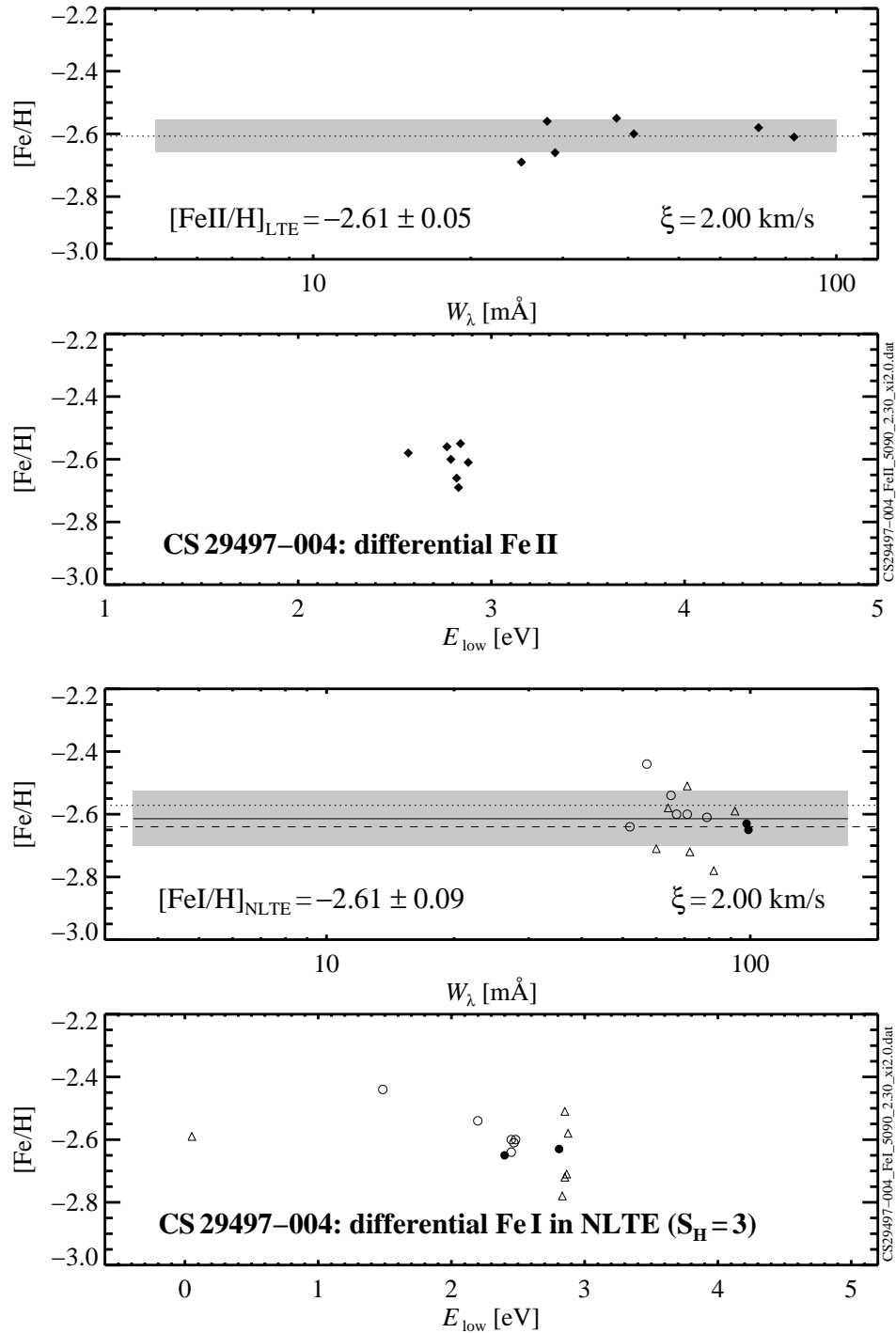


Abbildung 6.4: Das Ionisationsgleichgewicht von Eisen in CS 29497-004. Symbole wie in Anhang E. Aufgrund des geringen S/N von typischerweise 40 pro Pixel konnten nur relativ starke Linien (Äquivalentbreite ≥ 25 mÅ) gemessen und angepasst werden.

6.2.2 Schwerebeschleunigung und Elementhäufigkeiten

Mit $T_{\text{eff}} = 5090$ K wurde nun eine Sequenz von non-LTE-Rechnungen als Funktion der Schwerebeschleunigung durchgeführt. Abbildung 6.4 zeigt das Ergebnis, Abbildung G.2 im Anhang E die zu seiner Ableitung benutzten Abweichkoeffizienten. Von den starken solaren Eisenlinien aus Anhang A.1 konnten zwischen 4000 \AA und 5000 \AA nur 14 FeI- und 8 FeII-Linien gemessen werden. Das Gleichgewicht stellt sich bei einem $\log g$ von 2.3 ein, die dazugehörige Metallizität beträgt $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.61 \pm 0.09$ (1σ). Dieser Wert ist fast 0.5 dex unter der Eisenhäufigkeit von HD 84937, den Fuhrmann (2000) mittels MgIb-Linien als $\log g$ -Indikator erfolgreich analysiert. Damit sind die in Kapitel 1.4 anvisierten Ziele erfüllt:

Eine spektroskopische Methode zur Bestimmung der Schwerebeschleunigung wurde entwickelt, die *a*) die HIPPARCOS-Entfernungen zu lokalen Eichsternen reproduziert und *b*) auch auf Sterne mit Metallizitäten unterhalb von $[m/\text{H}] \sim -2.2$ anwendbar ist.

Die differentiellen non-LTE-Effekte sind in CS 29497-004 deutlich größer als in HD 140283, dem Unterriesen im Eichensemble : $+0.12$ dex gegenüber $+0.03$ dex in $[\text{Fe}/\text{H}]$. Dementsprechend größer ist auch die $\log g$ -Korrektur von $+0.3$ dex. Da sich die Metallizitäten dieser beiden Sterne nicht stark unterscheiden, ist das fortgeschrittene Entwicklungsstadium von CS 29497-004 für dieses Verhalten verantwortlich. Mit dem $\log g$ nimmt bei gegebener Effektivtemperatur die Rate der thermalisierenden Stöße ab. Obwohl die kontinuierliche HI-Opazität im Balmerkontinuum zu kleinerem $\log g$ hin zunimmt (Feltzing & Gustafsson 1998), bleibt die Photoionisation der dominierende Prozess.

Für die Ableitung der Mg-Häufigkeit stand ausschließlich Mg I 4702 \AA ($3p \text{ } ^1\text{P}^o - 5d \text{ } ^1\text{D}$) mit einer Stärke von 59 m\AA zur Verfügung. Unter Benutzung des Modellatoms von Zhao *et al.* (1998) ergibt diese Linie ein $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ von $+0.29$, non-LTE-Korrekturen liegen bei 0.09 dex. Dieser Stern zeigt also eine für Haloensterne typische α -Element-Überhäufigkeit.

Mashonkina (private Mitteilung) hat die Resonanzlinien von Europium und Barium bei 4129 \AA bzw. 4554 \AA im LTE analysiert (die non-LTE-Rechnungen zeigten numerische Probleme): Unter Annahme solarer r -Prozess-Verhältnisse für die relativen Häufigkeiten der Bariumisotope ergibt sich ein $[\text{Eu}/\text{Ba}]$ -Verhältnis von $+0.69$. Dieses Ergebnis stimmt bis auf 0.02 dex mit dem für CS 22892-052 (Snedden *et al.* 1994) und CS 31082-001 (Hill *et al.* 2001) überein, die jeweils $[\text{Eu}/\text{Ba}] = +0.67$ haben. Da Eu positive non-LTE-Korrekturen zeigt, Ba hingegen negative, käme $[\text{Eu}/\text{Ba}]_{\text{NLTE}}$ dem solaren r -Prozess-Verhältnis von $+0.8$ wahrscheinlich noch näher. Diese Sterne zeigen also *reine r-Prozess-Häufigkeitsmuster*, wie man es von Objekten der ersten Sterngenerationen erwarten würde (Truran 1981).

6.2.3 Chemische Entwicklung anhand von $[\text{Eu}/\text{Ba}]$

Mashonkina & Gehren (2000) haben Europium und Barium in 15 Sternen der beiden Scheibenpopulationen und des Halos studiert. Die obigen Ergebnisse für

die *VRPE*-Sterne fügen sich nahtlos in das dort entworfene Bild ein: Die Halosterne zeigen allesamt einen hohen Wert in $[\text{Eu}/\text{Ba}]$ von ca. 0.65. Die Sterne der Dünne Scheibe weisen ein solares Verhältnis auf, die der Dicken Scheibe einen einheitlichen Wert nahe 0.5. Demnach müssen insbesondere Halosterne auf einer Zeitskala entstanden sein, die kürzer ist als die Entwicklungszeitskala der Objekte, die für die Anreicherung des ISM mit *s*-Prozess-Elementen verantwortlich sind. Diese Zeitskala ist von der Größenordnung 10^8 Jahre, wenn die Hauptquellen des *s*-Prozess AGB-Sterne mit $M < 8 M_{\odot}$ sind. Die α -Element-Überhäuflichkeiten, wie sie in Halosterne gefunden werden, bestätigen diese Überlegung: SNe vom Typ I (Entwicklungszeitskala $10^8 - 10^9$ Jahre) haben noch nicht merklich zum Häufigkeitsmuster beigetragen.

Das etwas geringere $[\text{Eu}/\text{Ba}]$ -Verhältnis in den Objekten der Dicken Scheibe deutet auf den ersten Blick eine gegenüber dem Halo verzögerte Entwicklung an. Derzeitige Fehlergrenzen bei Altersbestimmungen lassen es nicht zu, diesen chemischen Befund zu untermauern: Eine Auflösung von einigen hundert Millionen Jahren ist mit heutigen Methoden undenkbar. Interessant ist in jedem Fall, dass $[\text{Eu}/\text{Ba}]$ hier eine Trennung vorschlägt, die in $[\alpha/\text{Fe}]$ nicht sichtbar ist (vgl. Abbildung 1.3). Auch hier tragen die *VRPE*-Sterne also maßgeblich zu unserem Wissen bei.

Die sprunghafte Veränderung von $[\text{Eu}/\text{Ba}]$ zwischen Dicker und Dünner Scheibe spricht für die Existenz einer Phase verringerter Sternentstehung. Bernkopf *et al.* (2001) sprechen sogar von einer Sternentstehungslücke von 4–5 Gyr.

6.2.4 Bedeutung der non-LTE-Rechnungen für Eisen

Macht man kosmochemische Aussagen auf Basis von Elementverhältnissen wie $[\text{Eu II}/\text{Ba II}]$, so kürzen sich systematische Fehler in den fundamentalen Sternparametern weitgehend. Linien von Hauptionisationsstufen reagieren vornehmlich auf Variation der Schwerebeschleunigung (vgl. Kapitel 3.1), das *Verhältnis* solcher Linien ist demgegenüber von $\log g$ nahezu unabhängig. Dies erklärt, warum $[\text{Eu}/\text{Ba}]$ in den *VRPE*-Sternen von unterschiedlichen Autoren mit unterschiedlichen Methoden zu quasi identischen Werten bestimmt wird.

In kinetischen Rechnungen haben die stellaren Parameter zumeist direkte Auswirkungen auf die Häufigkeiten. Das Verhältnis von Strahlungs- zu Stoßprozessen ist eine stark variable Funktion der Dichte. Hier ist es also wichtig, systematische Effekte in den Sternparametern zu entdecken und zu beseitigen.

Für Riesensterne haben wir anhand von CS 29497-004 gezeigt, dass insbesondere die Skala der Schwerebeschleunigungen im LTE systematischen Effekten unterworfen ist. Wie kann diese Aussage überprüft werden?

Eine naheliegende Möglichkeit wäre der Vergleich der sich ergebenden Entfernungsskala für Riesensterne mit fundamentalen Messungen. Laut Gleichung 1.1 resultiert ein um 0.3 dex *höheres* $\log g$ in einer um 30% *kleineren* spektroskopischen Entfernung. Für Sterne wie CS 29497-004 ($m_V \sim 14^m$) wird die Astrometrie aber in den nächsten Jahren keine Parallaxen liefern, deren Fehler klein genug wären, um diesen Effekt zu überprüfen: DIVA², eine HIPPARCOS-

² Diese Mission wurde am 20.9.2000 von der DLR als Kleinsatellitenmission ausgewählt. Die endgültige Bewilligung ist wegen Geldmangels derzeit mehr als unsicher.

Folgemission, wird für Sterne 14. Größenklasse einen Parallaxenfehler von 1 mas aufweisen (Röser 1999). Das ist immerhin etwa 5 Magnituden tiefer als HIPPARCOS bei vergleichbaren Fehlern. Trotzdem wird eine Genauigkeit von 30 % nur innerhalb von 400 pc Entfernung erreicht. Für diesen Test werden also deutlich hellere, ähnlich extreme Objekte benötigt.

Anstatt auf absolute Messungen zu setzen, kann man versuchen, die relativen Entfernungen einer Sequenz von Riesen in Kugelsternhaufen zu bestimmen. Gratton *et al.* (2001) haben gezeigt, dass hochauflösende Spektroskopie von Turnoffsternen in den nächsten Kugelsternhaufen des Halos mit 8-Meter-Teleskopen möglich ist. Demnach könnte eine Sequenz von entwickelten Sternen, vom Unterriesenast startend, zeigen, ob *gleiche spektroskopische Entfernungen* als Funktion der Schwerebeschleunigung vorhergesagt werden. Damit überprüft man natürlich nicht ausschließlich die Richtigkeit der Schwerebeschleunigungsskala. Vielmehr gehen hier alle Modellannahmen ein. Es ist unstrittig, dass einige der fundamentalen Annahmen (Stationarität, Planparallelität, Mischungswegansatz der Konvektion) zu kleinerem $\log g$ hin zunehmend an Gültigkeit verlieren³. Ein solcher Versuch sollte trotzdem unternommen werden. Er hat das Potential zu zeigen, wie gut sich Riesensterne als „Datenträger“ für kosmochemische Untersuchungen eignen.

³ Dieser Umstand hat in der Vergangenheit jedoch kaum einen Wissenschaftler daran gehindert, Objekte mit Schwerebeschleunigungen bis hinab zu $\log g = 0$ unter den genannten Standardannahmen zu analysieren.

6.3 HE 0107-5240, der metallärmste bekannte Stern

Bis Anfang 2002 hatten die unter Abschnitt 6.1 besprochenen Himmelsdurchmusterungen keinen Stern geliefert, der eine Metallizität unterhalb von $[\text{Fe}/\text{H}] = -4$ besitzt. Insbesondere konnte kein metallfreier Stern (ein Objekt der sog. Population III) gefunden werden. Für dieses Unvermögen hatten Wissenschaftler durchaus plausible Erklärungen:

- Man kann abschätzen, mit wieviel Metallen die allererste SN vom Typ II das umgebende ISM angereichert hat. Diesbezügliche Rechnungen sind modellabhängig und weichen durchaus voneinander ab. Ryan *et al.* (1991) berechnen, dass eine SN mit $25 M_{\odot}$ eine typische primordiale Gaswolke von $10^6 M_{\odot}$ (Peebles & Dicke 1968) bis $[\text{Fe}/\text{H}] = -3.8$ anreichern kann. Wichtig ist, dass die Anreicherung auf einer Zeitskala stattfindet, die klein ist im Vergleich zur Kontraktionszeit massearmer Protosterne: sehr massereiche Sterne leben nur wenige Millionen Jahre, während die Helmholtz-Kelvin-Zeitskala für massearme Sterne einige 10 Millionen Jahren beträgt. Somit könnten die ersten massereichen Sterne das protogalaktische Volumen schnell mit Metallen angereichert haben. Wie vollständig diese Anreicherung gewesen sein könnte, ist jedoch unklar.
- Wahrscheinlich war die Massenfunktion der ersten Sterngeneration zu deutlich massereicheren Sterne hin verschoben. Tsujimoto *et al.* (2002) untersuchen die Abhängigkeit der Morphologie sog. Korrelationsdiagramme ($[\text{Na}/\text{Mg}]$ über $[\text{Mg}/\text{H}]$) mit dem Ergebnis, dass die FMF (*first mass function*, Massenfunktion der ersten Sterngeneration) wesentlich steiler war als der kanonische Wert nach Salpeter (1955). Das bedeutet allerdings nicht zwingend, dass massearme Sterne gar nicht entstanden sind.
- Selbst wenn Sterne der ersten Generation mit so geringen Massen entstanden sind, dass wir sie heute noch beobachten können, erkennen wir sie eventuell nicht als die eigentlichen Pop.III-Sterne: Auf ihren Bahnen um das galaktische Zentrum könnten sie über Jahrmilliarden so viele Metalle aus dem ISM in ihren Atmosphären angelagert haben, dass sie sich heute als gewöhnliche Halosterne präsentieren.

Im Licht der tiefen *in situ*-Beobachtungen des Halos durch den HES scheint diese Argumentation korrekturbedürftig zu sein. Im November 2001 wurde HE 0107-5240 ($B \sim 16^m$), einer von ca. 2000 sehr metallarmen Kandidaten im HES, am *Siding Spring Observatory*/Australien mit dem dortigen 2.3-Meter-Teleskop bei mittlerer Auflösung (2 \AA) beobachtet. Er fiel dabei dadurch auf, dass Ca II K 3934 \AA , die stärkste Linie im optischen Sonnenspektrum, nicht sichtbar war. Aus dieser Nichtdetektion wurde eine Obergrenze für seine Metallizität abgeleitet: $[\text{Fe}/\text{H}] < -4.5$. In einem direkten Vergleich zu CD $-38^{\circ} 245$ ($[\text{Fe}/\text{H}] = -3.92$, Ryan *et al.* 1996) wurde vorsichtig abgeschätzt, dass HE 0107-5240 mindestens einen Faktor 2 metallärmer ist. Auf dieser Basis wurde ein Eilantrag an ESO eingereicht, dem im Dezember 2002 Folge geleistet wurde: Mit UVES am VLT wurden Spektren mit $R = 40\,000$ und einem Gesamt-S/N ~ 120

pro Pixel (bei 6000 \AA) aufgenommen. Dazu wurde fünfmal eine Stunde belichtet. Die spektrale Überdeckung beträgt $3350 - 6807 \text{ \AA}$, wobei das Spektrographen- und CCD-Design Lücken um 4600 \AA und 5800 \AA erzeugt.

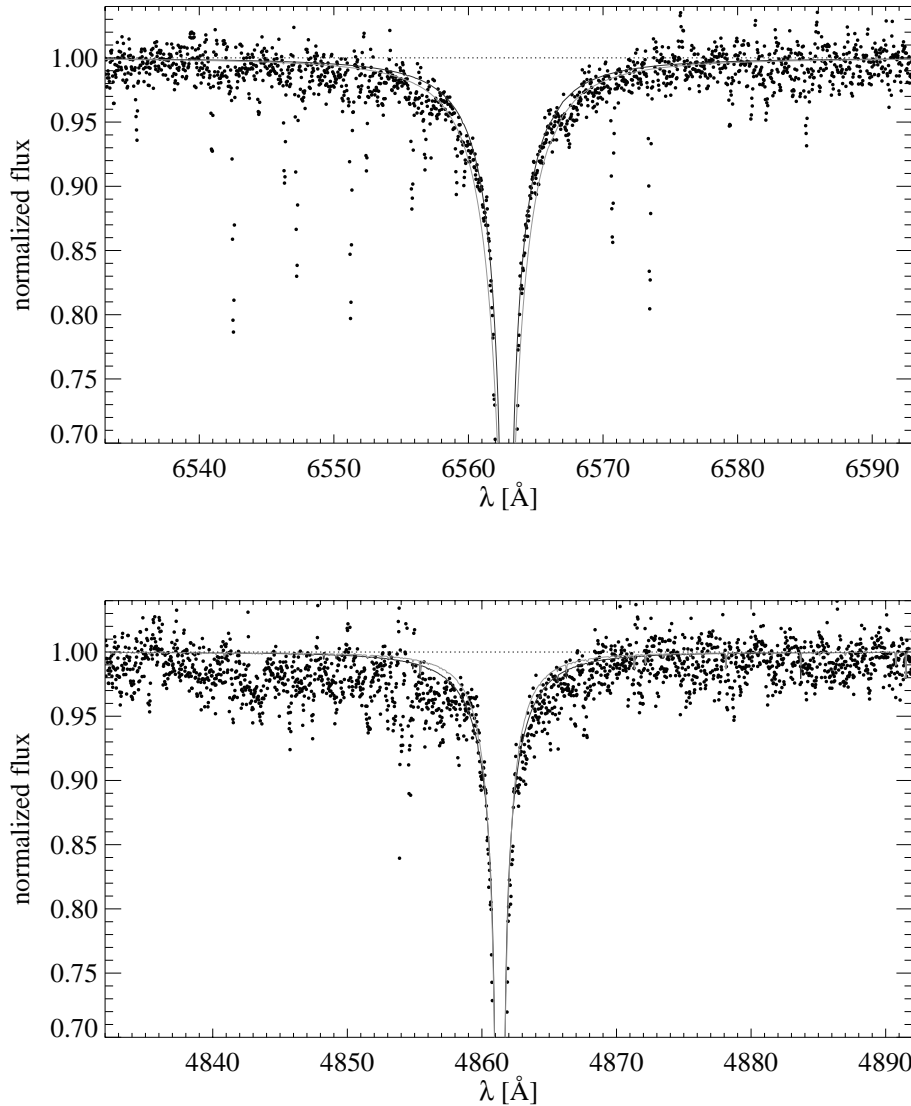


Abbildung 6.5: $H\alpha$ und $H\beta$ in HE 0107-5240. Anpassung mit $T_{\text{eff}} = 5100 \text{ K}$ (schwarz) und Anhebung der Schwerebeschleunigung um 1.0 dex (grau). Die bei kühlen, metallarmen Sternen erhöhte Empfindlichkeit auf $\log g$ erlaubt im Vergleich zwischen $H\alpha$ und $H\beta$ eine grobe Festlegung dieses Parameters, die Effektivtemperatur kann nur iterativ im Wechselspiel mit dem Ionisationsgleichgewicht abgeleitet werden. Der blaue Flügel von $H\beta$ zeigt instrumentelle Artefakte, die Anpassung beschränkt sich auf den roten Flügel.

6.3.1 Effektivtemperatur

Balmerlinien kühler metallarmer Sterne reagieren neben der Effektivtemperatur auch empfindlich auf die Schwerebeschleunigung. Der Grund hierfür ist in der erhöhten Bedeutung der Resonanzverbreiterung ($\gamma_{\text{res}} \propto n_{\text{H}}$) zu suchen: Solange Metalle die hauptsächlichen Elektronendonatoren sind, verringert sich mit abnehmender Metallizität sowohl der Elektronendruck als auch die Opazität, die über die hydrostatische Gleichung für erhöhten Gasdruck sorgt (Peat 1964, vgl. Abbildung 3.2). Dieser Effekt dominiert das Verhalten von $\text{H}\alpha$, für die höheren Balmerlinien tritt er hinter der Starkverbreiterung zurück.

Dies hat Vor- und Nachteile: Zum einen kann aus dem unterschiedlichen Verhalten von $\text{H}\alpha$ und $\text{H}\beta$ bereits eine grobe Abschätzung der Schwerebeschleunigung vorgenommen werden. Zum anderen ist die Temperaturbestimmung anhand der Balmerlinien nicht mehr in dem Maße von der Ableitung der anderen Sternparameter entkoppelt, wie dies im Bereich der F-Sterne der Fall ist. Hier ist also eine wechselseitige Iteration der Analyseschritte vonnöten.

Wie bei CS 29497-004 führten die Analysen der Balmerprofile mittels Verbreiterungstheorie nach A&G bzw. BPO auf unterschiedliche Temperaturen. Die Diskrepanz betrug hier 100 K, was von der Größenordnung des unberücksichtigten Nullpunktproblems ist (vgl. Kapitel 3.2.3). Auch hier wurde bis zur beantragten Belichtung eines wesentlich besseren Spektrums ein Kompromiss getroffen, der auf $T_{\text{eff}} = 5100$ K bei $\log g = 2.5$ führte. Eine Anpassung mit diesen Parametern zeigt Abbildung 6.5.

6.3.2 Schwerebeschleunigung und Elementhäufigkeiten

Bereits ein flüchtiger Blick auf den spektralen Bereich um das Mg Ib -Tripletten offenbart die außergewöhnliche Metallarmut von HE 0107-5240 (vgl. Vorderseite des Einbandes). Auch im qualitativen Vergleich mit CD $-38^\circ 245$ (s. Abbildung 6.6) zeigt sich, dass HE 0107-5240 aller Wahrscheinlichkeit nach *wesentlich* metallärmer ist als oben wiedergegebene Abschätzungen anfangs vermuten ließen. Für eine quantitative Analyse wurde das Eisenspektrum inspiziert. Das Ergebnis war ernüchternd: Von den stärksten solaren Fe I-Linien aus Gehren *et al.* (2001b) könnten nur acht Linien im Spektrum gefunden und angepasst werden. Das stärkste optische Multiplett von Fe II (Multiplett 42 mit Linien bei 4923 Å, 5018 Å und 5169 Å) konnte überhaupt nicht nachgewiesen werden! Als Konsequenz ergibt sich:

Die Benutzung des Ionisationsgleichgewichts anhand von optischen Fe I- und Fe II-Linien scheidet für HE 0107-5240 aufgrund seiner außergewöhnlich geringen Metallizität aus.

Trotzdem lässt sich mithilfe der Fe I-Linien *bei angenommenen Sternparametern* eine Metallizität ableiten. Hier kommt uns also die Tatsache zugute, dass man aus den Balmerlinien $\log g$ zumindest grob einschränken kann. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.7 wiedergegeben:

HE 0107-5240 ist ein Stern mit $[\text{Fe}/\text{H}] < -5$.

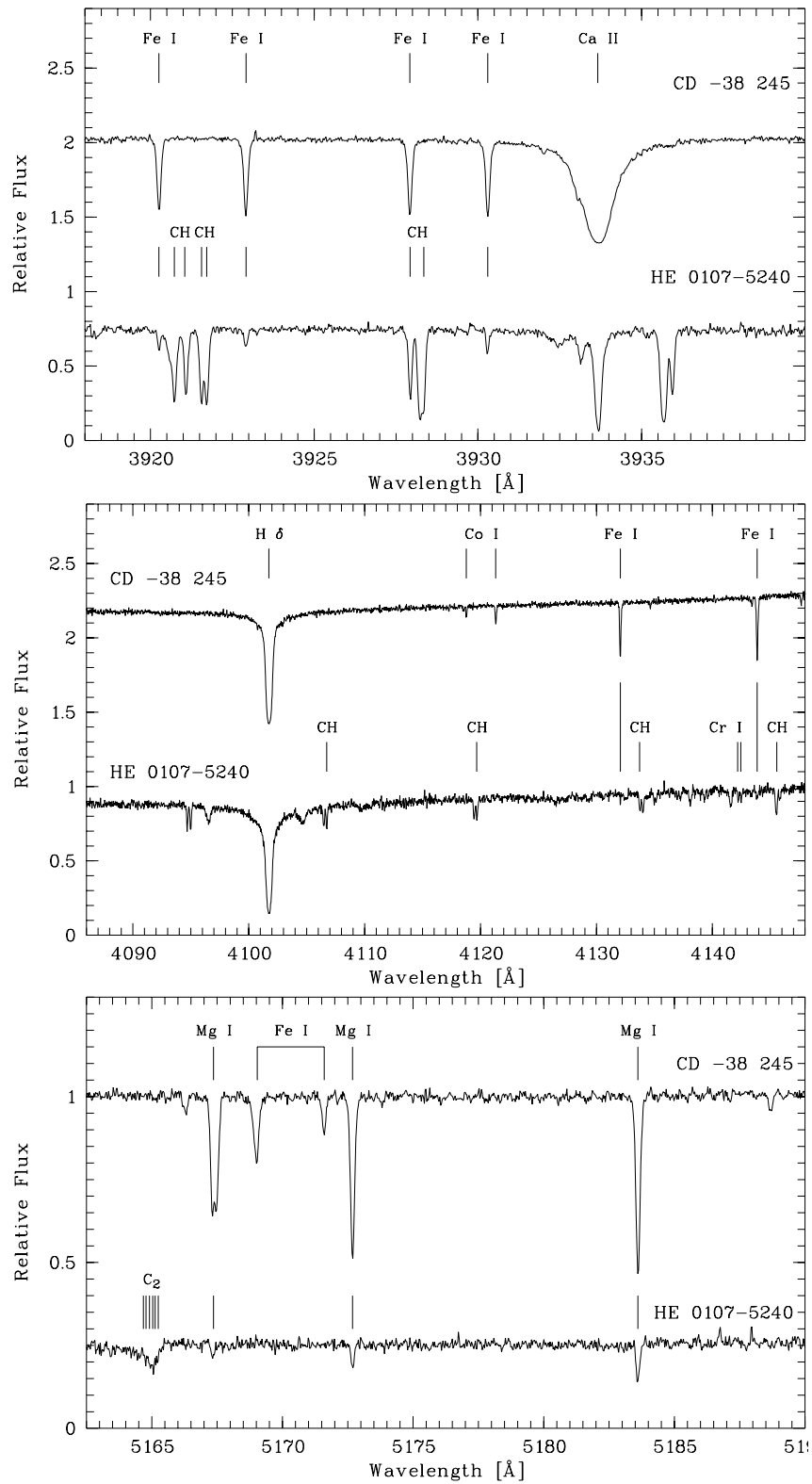


Abbildung 6.6: Direkter Vergleich zwischen CD -38° 245 und HE 0107-5240 anhand von drei spektralen Ausschnitten der UVES-Spektren. (Abbildungen © N. Christlieb)

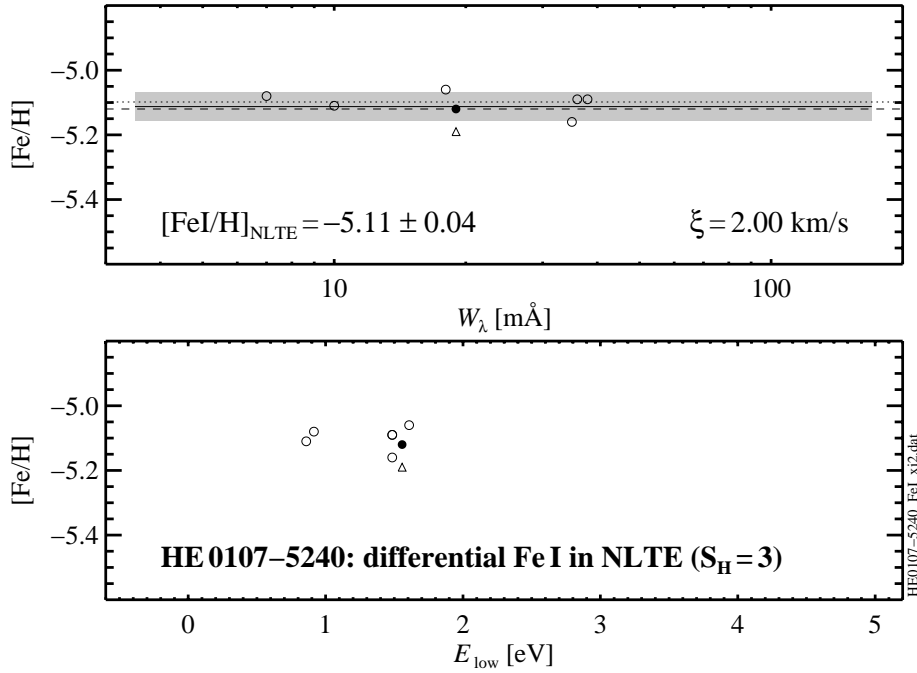


Abbildung 6.7: Einzellinienhäufigkeiten der acht nachgewiesenen Fe I-Linien in HE 0107-5240, oben als Funktion der Linienstärke, unten als Funktion der Anregungsenergie. Alle Linien deuten auf eine Metallizität unterhalb von $[\text{Fe}/\text{H}] = -5$ hin. Die nominelle Streuung ist mit 0.04 dex geringer als in den Analysen der anderen Sterne. Dies ist aber im wesentlichen auf die reduzierte Linienanzahl zurückzuführen.

Non-LTE-Effekte betragen dabei $+0.1$ dex in $\log \varepsilon(\text{Fe})$ und $+0.25$ dex in $\log g$. Sie sind also denen in CS 29497-004 vergleichbar. Wie hängt dieses Ergebnis von den gemachten Annahmen und Unsicherheiten ab?

1. Unsicherheit in den Sternparametern. Das Atmosphärenmodell mit $T_{\text{eff}} = 5100$ K und $\log g = 2.5$ gibt die beobachteten Balmerprofile gut wieder. Größeres Gewicht liegt hierbei auf $\text{H}\alpha$, sowohl aufgrund des höheren S/N als auch wegen instrumenteller Probleme mit $\text{H}\beta$. Allein aus $\text{H}\alpha$ lässt sich keine eindeutige Parameterkombination $\{T_{\text{eff}}, \log g\}$ ableiten, die gegenläufige Empfindlichkeit von $\text{H}\beta$ auf $\log g$ spricht aber für eine angemessene Wahl. Berücksichtigen wir ausschließlich $\text{H}\alpha$, so ist eine höhere Eisenhäufigkeit aus Fe I-Linien bei *kleinerem* $\log g$ denkbar, da die Profilanpassung dann eine höhere Temperatur fordert.

2. Nichtdetektion von Fe II. Aus der Tatsache, dass selbst die stärksten Fe II-Linien nicht sichtbar sind, kann eine *Untergrenze für $\log g$* abgeleitet werden. Laut Saha-Gleichung nimmt der Ionisierungsgrad mit abnehmender Dichte zu, Fe II-Linien würden bei kleinerem $\log g$ sichtbar werden. Abbildung 6.8 verdeutlicht, dass die gewählte Schwerebeschleunigung nicht zu klein ist. Zusammen mit Punkt 1 spricht dies dafür, dass die Metallizität nicht unterschätzt worden ist.

3. Ca I-Ca II-Ionisationsgleichgewicht. Da sowohl Ca I 4226 Å als auch die Ca II H & K-Linien sichtbar sind, besteht die prinzipielle Möglichkeit zur Auswertung eines anderen Ionisationsgleichgewichtes. Eine Analyse differentiell zur Sonne ist allerdings nicht möglich, da die solaren Ca II-Linien aufgrund ihrer Stärke

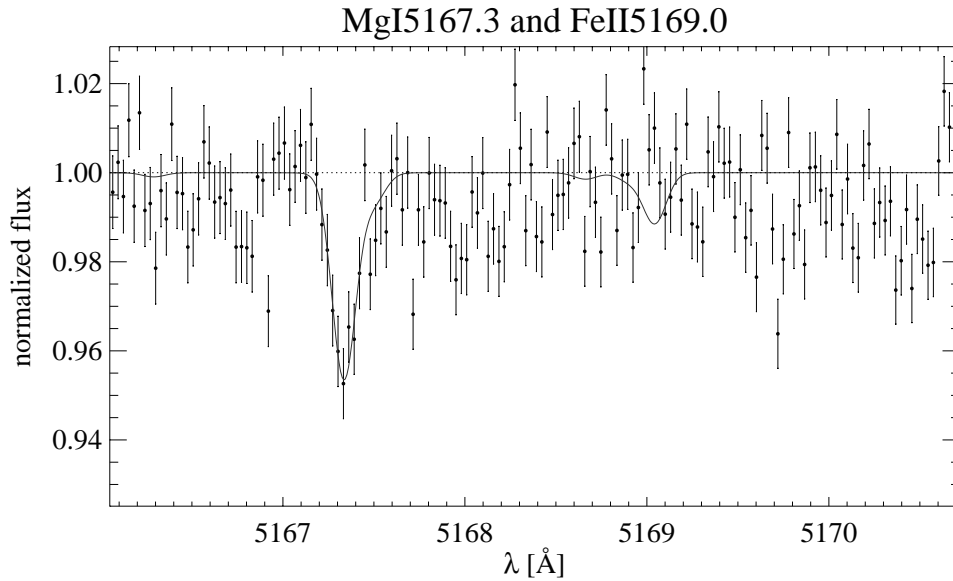


Abbildung 6.8: Berechnetes Linienprofil der stärksten optischen FeII-Linie bei $T_{\text{eff}} = 5100$ K, $\log g = 2.5$ und $[\text{Fe}/\text{H}] = -5.11$. Im Rahmen des gegebenen S/N ist die Nichtdetektion dieser Linie mit der gewählten Schwerebeschleunigung verträglich. Bei niedrigerem $\log g$ würde das FeII-Spektrum stärkere Linien aufweisen. Die angepasste Linie ist MgIb 5167, in deren rotem Flügel sich eine FeI-Linie befindet. Die Magnesiumhäufigkeit wurde aus den drei MgIb-Linien im non-LTE zu $[\text{Mg}/\text{Fe}] = +0.30$ bestimmt.

und Lage im blauen Spektralbereich kaum verlässlich angepasst werden können. Im LTE unterschätzt man das wahre $\log g$ allerdings, da Ca I wie Fe I photoionisationsdominiert ist (vgl. Kapitel 4.1).

Man sollte erwarten, dass das Verhalten des Kalzium-Ionisationsgleichgewichtes dem des Eisen ähnelt. Tatsächlich kompensiert die van-der-Waals-Dämpfung das aus der Saha-Gleichung erwartete Verhalten über, so dass die Abhängigkeit von $\log g$ gerade umgekehrt zu Eisen ist. Prinzipiell kann man also diese beiden Ionisationsgleichgewichte gegeneinander „auspielen“.

Verlässt man sich auf theoretische Atomdaten und LTE, so ergibt sich ein höheres $\log g$ als 2.5, auch dies ein Indiz dafür, dass Schwerebeschleunigung und Metallizität nicht unterschätzt wurden.

4. Gustafsson (private Mitteilung) leitet aus weiteren FeI-Linien im UV, die nicht Gegenstand dieser Arbeit sind, bei den gegebenen Sternparametern und unter Annahme von LTE eine noch geringere Eisenhäufigkeit von $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -5.63 \pm 0.04$ ab. Da es sich um UV-Linien handelt, die in der Sonne nicht angepasst werden können, ist dieser Wert mit dem nicht-differentiellen LTE-Ergebnis dieser Arbeit zu vergleichen, das bei $[\text{Fe}/\text{H}] = -5.32 \pm 0.07$ liegt. Demnach beträgt die Diskrepanz etwa einen Faktor zwei, immer noch deutlich größer als man erwarten sollte, selbst bei Verwendung unterschiedlicher Atmosphärenprogramme. Dies gilt insbesondere, wenn man bedenkt, dass die Atmosphärenstruktur eines so metallarmen Sterns ausschließlich durch Wasserstoff bestimmt ist, der sowohl die gesamte Opazität als auch alle Elektronen liefert.

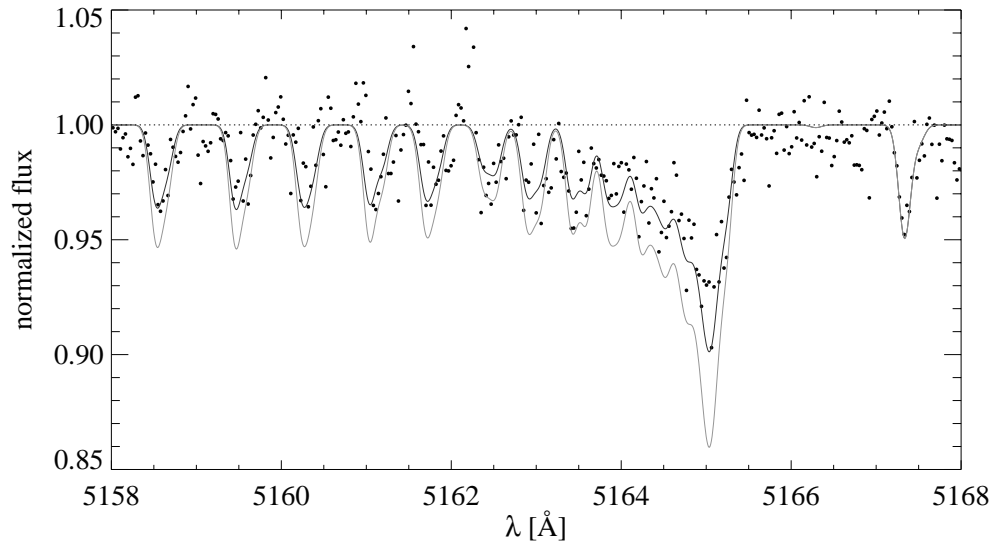


Abbildung 6.9: Kohlenstoffhäufigkeit in HE 0107-5240 anhand von C_2 : $[C/Fe] = +3.7$ dex (schwarz) und $[C/Fe] = +3.8$ dex (grau). Durch die starke Variation der Linienstärke mit $\log \varepsilon(C)$ kann die Häufigkeit sehr genau bestimmt werden. Dies ist die größte, bisher gemessene Kohlenstoffüberhäufigkeit in einem Riesenstern.

6.3.3 HE 0107-5240, ein Kohlenstoffstern

Etwa 25 % aller metallarmen Halosterne erweisen sich bei der spektroskopischen Analyse als kohlenstoffreich (Beers 1999). In Doppelsternsystemen wäre die naheliegende Erklärung für eine solche Häufigkeitsanomalie Massentransfer vom Begleiter, während dieser sich auf dem AGB befand und sein Roche-Volumen ausfüllte. Die als Kohlenstoffsterne identifizierten Riesen erweisen sich fast ausnahmslos als Mitglieder von Doppelsternsystemen (Smith & Demarque 1980). Auch die Atmosphäre von HE 0107-5240 ist deutlich mit Kohlenstoff angereichert. HE 0107-5240 ist sogar der Riese mit der größten, bisher gefundenen Kohlenstoffüberhäufigkeit. Wie Abbildung 6.9 verdeutlicht, benötigt man ein $[C/Fe]$ von +3.7 dex, um den C_2 -Bandenkopf bei 5165 Å beschreiben zu können. Ein ähnlich hoher Wert ergibt sich aus den CH-Linien des G-Bandes im blauen Spektralbereich.

Das oben entworfene Szenario des Massentransfers ist für Doppelsternsysteme zweifelsohne eine gangbare Erklärung. Man weiß derzeit noch nicht, ob auch HE 0107-5240 Radialgeschwindigkeitsvariationen zeigt. Bisher ungeklärt sind die Beobachtungen von Preston & Sneden (2001), wonach drei Kohlenstoffsterne mit angereicherten s -Prozess-Elementen im Unterriesenstadium keine Radialgeschwindigkeitsvariationen zeigen. Eine Überlegung von Rood (1970) wird von den Autoren herangezogen: Demnach könnte ein Stern nach dem Helium-Flash Hüllenmaterial in seinen Kern mischen, was ihn auf den Unterriesenast „zurückwerfen“ würde. Fujimoto *et al.* (2000) halten es zumindest für möglich, dass entwickelte Sterne am Ende des Roten-Riesen-Stadiums Kohlenstoff aus dem Sterninneren in der Atmosphäre anreichern. Wir kommen darauf zurück.

6.3.4 G 77-61 mit $[\text{Fe}/\text{H}] = -5.51$

Es gibt einen weiteren Stern, von dem behauptet wird, er habe eine Metallizität $[\text{Fe}/\text{H}] < -5$. Gass *et al.* (1988) analysieren einen M-Zwerg, der bei einer scheinbaren Helligkeit von $m_V \sim 14$ nicht viel weiter als 50 pc entfernt sein kann. Eggen (1986) zählt ihn zu einem alten, metallarmen Sternstrom mit $[\text{Fe}/\text{H}] = -2$. Daerborn *et al.* (1986) stellen Radialgeschwindigkeitsvariationen mit einer Periode von 245 Tagen fest. Der Begleiter konnte nicht direkt nachgewiesen werden. Es handelt sich dabei wahrscheinlich um einen ausgekühlten Weißen Zwerg. Nach oben Gesagtem ist es möglich, dass es in der Vergangenheit zu einem Massentransfer zwischen den beiden Sternen gekommen ist. Dieses Bild kann zumindest die starke Kohlenstoffüberhäufigkeit von $[\text{C}/\text{Fe}] = +4.3$ erklären. Der Gehalt an schweren Elementen wie Eisen ($[\text{Fe}/\text{H}] = -5.51$) wird bei einem solchen Vorgang nicht direkt verändert. Es besteht aber die Möglichkeit, dass sich die Zusammensetzung des Sterns bezüglich Wasserstoff und Helium derart geändert hat, dass metallische Spektrallinien schwächer erscheinen.

Seit 1988 ist dieser Stern nicht erneut analysiert worden⁴. Die existierende Analyse ist in vielerlei Hinsicht als unsicher zu bezeichnen: Zwar betrug die erzielte Auflösung $R \sim 30\,000$, das S/N-Verhältnis pro Pixel lag dagegen nur bei maximal 15. Aus der Publikation geht nicht klar hervor, ob und gegebenenfalls wie die Pekuliärhäufigkeiten zur Berechnung der Atmosphäre berücksichtigt wurden. Es wird eingeräumt, dass die CH-Banden unterhalb von 4800 Å nicht beschrieben werden können. Als Riese wäre G 77-61 deutlich metallreicher.

Die Situation bezüglich G 77-61 ist alles andere als befriedigend. Es bedarf sowohl neuer Beobachtungen als auch der Modellierung mittels aktueller Methoden, insbesondere, was Molekülopazitäten angeht. Nur so kann überprüft werden, ob die 14 Jahre alten Ergebnisse von Gass *et al.* (1988) Bestand haben.

6.3.5 HE 0107-5240, ein normaler Stern?

Das Beispiel G 77-61 zeigt, wie wichtig es ist, die Natur der untersuchten Objekte bestmöglich zu verstehen. Dazu zählt neben der wünschenswerten Gewissheit, dass es sich um einen Einzelstern handelt, auch die Ableitung vertrauenswürdiger Sternparameter auf Basis aktueller Methoden.

HE 0107-5240 ist zweifelsohne ein außerordentlicher Stern. Wichtiger jedoch wäre die Bestätigung, dass es sich bei ihm um einen gewöhnlichen Einzelstern handelt. Sind die in Kapitel 1 formulierten Paradigmen erfüllt, kann man aus den Häufigkeitsverhältnissen in seiner Atmosphäre viel über die SNe lernen, die diese Muster erzeugt haben. Anhand eines Sterns der zweiten Generation kann man somit die Population III zumindest indirekt studieren. Hat HE 0107-5240 den vielen Kohlenstoff nämlich bereits bei seiner Geburt besessen, so muss die erste Sterngeneration diesen irgendwie produziert haben. Aktuelle SN-Modellrechnungen (z. B. Timmes *et al.* 1995) sagen diese hohen relativen C-Häufigkeiten nicht vorher. Es besteht aber auch die Möglichkeit, dass beträchtliche Mengen an Kohlenstoff im Triple- α -Brennen von Pop. III-Sterne erzeugt,

⁴ Green (1992) hat in einer bis $m_V = 18$ reichenden Himmelsdurchmusterung weitere vier potentielle Kohlenstoffzwerge identifiziert.

an die Oberfläche gemischt und über stellare Winde an das ISM abgegeben wurden (Marigo 1999).

Als eine Alternative muss man auch die Eigenkontamination (*self pollution*) ins Auge fassen. Die bereits zitierten Rechnungen von Fujimoto *et al.* (2000) lassen es möglich erscheinen, dass Riesensterne ihre Atmosphären mit frisch synthetisiertem Material anreichern. Die benötigte Phase erhöhter Mischung zwischen Kern und Hülle steht dabei in unmittelbarem Bezug zum *helium core flash*, der das Rote-Riesen-Stadium beendet. Wenn massearme Sterne der ersten Sternenerationen diese Phase überleben, so könnten sie als AGB- oder Horizontalaststerne also die berechneten Anreicherungen zeigen. Hier ist das abgeleitete $\log g$ von HE 0107-5240 von zentraler Bedeutung: Er befindet sich unter Berücksichtigung der non-LTE-Korrekturen von +0.25 dex mitten auf dem Riesenast, hat also das obere Ende desselben noch nicht erreicht. Wenn die abgeleiteten Sternparameter vertrauenswürdig sind, so scheidet das Szenario der Eigenkontamination also aus. Dasselbe gilt für post-AGB-Szenarien, bei denen Eisenhäufigkeiten bis hinab zu $[\text{Fe}/\text{H}] = -4.8$ als Konsequenz von Abreicherung in die Staubphase interpretiert werden (Waelkens 1991).

Es kann derzeit nicht ausgeschlossen werden, dass HE 0107-5240 Teil eines Doppelsternsystems ist. Dann ist seine Atmosphäre mit großer Wahrscheinlichkeit durch Massentransfer vom Begleiter beeinflusst. Wenn sich die Binarität tatsächlich durch Radialgeschwindigkeitsmessungen herausstellen sollte, wäre die Interpretation des Elementmusters weitaus komplizierter. Eine extrem geringe Metallizität ist aber auch in diesem Szenario vonnöten.

6.3.6 HE 0107-5240 und kein Ende

Vieles von dem, was oben diskutiert wurde, ist derzeit noch reine Spekulation. Es gibt aber auch konkrete Ziele, die man mit HE 0107-5240 verbindet: Die Häufigkeiten möglichst vieler Elemente sollen abgeleitet werden. Anhand des UVES-Spektrums konnten bereits Linien der Spezies CH, C₂, Na I, Mg I, Ca I, Ca I, Ti II, Cr I, Fe I und Ni I identifiziert werden. Im UV ist das S/N zu gering, um z. B. NH zwischen 3350 Å und 3400 Å zu messen. Interessant wäre zudem die Auswertung der OH A-X-Banden zwischen 3100 Å und 3200 Å.

Die konsequente Auswertung der Linien im nahen UV würde auch die Bestimmung der Schwerebeschleunigung anhand des Eisen-Ionisationsgleichgewichtes erlauben: Zwischen 3210 Å und 3295 Å befinden sich sechs weitere Fe II-Linien, die allesamt stärker sind als die stärksten Fe II-Linien im Optischen. Diese Linien lassen sich zwar nicht an der Sonne anpassen, dafür ist die Liniendichte im UV zu hoch; aber man könnte ihre Eichung mithilfe von CD -38° 245 erreichen, der sowohl die optischen Linien des Multipletts 42 ($W_\lambda \sim 20 \text{ m}\text{\AA}$) als auch die UV-Linien ($60 \text{ m}\text{\AA} < W_\lambda < 100 \text{ m}\text{\AA}$) zeigt. Bei $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -4$ ist die Liniendichte derart abgesunken, dass die Bestimmung des Kontinuums selbst um 3000 Å kein Problem mehr darstellt. Dieser Stern könnte also eine Schlüsselrolle im Anschluss von HE 0107-5240 an die in dieser Arbeit durchgeführte Eichung des Eisen-Ionisationsgleichgewichtes einnehmen. Wesentlich bessere Spektren dieser beiden metallärmsten Riesensterne ($R = 80\,000$, $40 < S/N < 200$, je nach Wellenlänge) sind bei der ESO bereits beantragt.

6.4 Ausblick

Die beiden ausgeführten Anwendungen zeigen die Richtung auf, die die aktuelle Erforschung des galaktischen Halos nimmt. Die Anstrengungen großer Himmelsdurchmusterungen werden fortgesetzt werden, um Sterne mit speziellen Eigenschaften (*r*-Prozess-Sterne, C-Sterne etc.) effizient vorzuselektieren. Die Qualität der Nachbeobachtungen stellt seit einigen Jahren nicht mehr den limitierenden Faktor in galaktischen Studien dar. Sehr bald werden zehn Teleskope der 8–10-Meter-Klasse weltweit zur Verfügung stehen. Diese Entwicklung ist einerseits erfreulich. Andererseits birgt sie die Gefahr zu versuchen, fehlende Qualität der Methoden durch eine größere Anzahl von beobachteten Objekten zu kompensieren. Dieser Versuch ist zum Scheitern verurteilt, da sich systematische Effekte auf diesem Weg nicht identifizieren geschweige denn beseitigen lassen.

Die vorliegende Arbeit benutzt für viele Aspekte der Modellierung recht traditionelle Methoden. Dazu zählen insbesondere die zur Anwendung gebrachten statischen Sternatmosphärenmodelle. Dafür wurde versucht, im Rahmen dieser Modelle die Linienentstehung von Eisen möglichst genau zu verstehen. Die in Kapitel 5 präsentierte Beseitigung der Diskrepanz zwischen Schwerebeschleunigungen aus Mg Ib und Fe I/Fe II und die hervorragende Reproduktion der HIPPARCOS-Entfernungen spricht dafür, dass die kinetischen Rechnungen den Bedingungen in Sternatmosphären näher kommen als bisherige Methoden. Die Qualität der Beobachtungen, auf die die non-LTE-Rechnungen zum Eisen-Ionisationsgleichgewicht zur Eichung angewandt wurden, ist ebenfalls überdurchschnittlich. Dafür ist die Zahl der handverlesenen Objekte klein.

Die gefundenen Effekte revolutionieren das bestehende Bild der Entstehung und Entwicklung der Milchstraße nicht, werden aber helfen, das erzielte Verständnis zu verfeinern. In diesem Zusammenhang sei HE 0107-5240 nochmals erwähnt, dessen ermittelte Schwerebeschleunigung eine Eigenkontamination seiner Atmosphäre mit Kernmaterial praktisch ausschließt.

In Abschnitt 6.3.6 wurde angedeutet, wie auch für den metallärmsten bekannten (Riesen-)Stern ein spektroskopisches $\log g$ abgeleitet werden kann. Ist diese Prozedur erfolgreich, so steht das gesamte galaktische Inventar an F- und G-Sternen der spektroskopischen Feinanalyse zur Verfügung. In Metallizität überspannen diese Sterne über fünf Größenordnungen, zeitlich den vollen Entwicklungszeitrahmen der Galaxis.

Diese Arbeit räumt mit einem unter Kosmologen weit verbreiteten Vorurteil auf: Probleme der stellaren Astrophysik sind weder „langweilig“ noch „gelöst“. Es bleibt abzuwarten, welche Objekte (Sterne oder Quasare) am meisten zum Verständnis der chemische Entwicklung des Kosmos beitragen werden.

Glossar

Im folgenden werden einige Begriffe erläutert, deren Erklärung im laufenden Text dem jeweiligen Gedankengang nicht zuträglich gewesen wäre. Der in der Astrophysik weniger bewanderte Leser findet hier wesentliche Definitionen der im Text verwendeten astrophysikalischen Konzepte und Größen.

Den Formelzeichen und Symbolen folgen die alphabetisch geordneten Begriffe.

α -Elemente: Alle Elemente schwerer als Kohlenstoff, die durch Anlagerung von α -Teilchen (Heliumkernen) synthetisiert werden: Sauerstoff-16, Neon-20, Magnesium-24, Silizium-28, Schwefel-32, Argon-36, Kalzium-40. In dieser Form der Definition wird also eine Aussage über den Entstehungsprozess gemacht. Alternativ kann das kollektive Verhalten dieser Elemente in der Halopopulation (α -Element-Überhäufigkeit) als definitionsgebend herangezogen werden (s. Edvardsson *et al.* 1993). Im Falle dieser empirischen Definition würde man Titan-44 ebenfalls als α -Element bezeichnen.

α -Element-Überhäufigkeit, $[\alpha/\text{Fe}]$: Die relative Überhäufigkeit der α -Elemente (kosmochemisch korrekter: Unterhäufigkeit von Eisen), wie sie insbesondere die Dicke Scheibe und der Halo zeigt. Meist wird $[\alpha/\text{Fe}]$ aus einem oder wenigen α -Elementen abgeleitet. $[\alpha/\text{Fe}] = +0.3$ entspricht hierbei einer Überhäufigkeit der α -Elemente um einen Faktor 2 über dem Wert, den die skalierte solare Mischung bei der Metallizität $[\text{Fe}/\text{H}]$ hätte.

$\log \varepsilon(\mathbf{X}) := \log(n_{\mathbf{X}}/n_{\mathbf{H}}) + 12$, wobei $n_{\mathbf{X}}/n_{\mathbf{H}}$ das Verhältnis der Teilchenzahl vom Element X zu Wasserstoff sei. Diese logarithmische Skala erweist sich als sinnvoll, um den großen dynamischen Häufigkeitsbereich fast aller gebräuchlichen Elemente zwischen 0 und 12 darzustellen.

Für diese Häufigkeitsskala finden sich in der Literatur auch andere Abkürzungen: $\epsilon(\mathbf{X})$, $A_{\mathbf{X}}$, $\log N(\mathbf{X})$ und $[\mathbf{X}]$ werden synonym benutzt. Die Konfusion ist perfekt, wenn manche Autoren (z. B. Vrancken 1997) $\log \varepsilon(\mathbf{X}) := \log(n_{\mathbf{X}}/n_{\text{all}})$ benutzen, also auf die Gesamtteilchenzahl bezogen und ohne Addition von 12. Bei solarer Heliumhäufigkeit ergibt diese Skala 0.04 dex *niedrigere* Häufigkeiten (mit dieser Skala arbeitet DETAIL).

In Unsöld & Baschek (1999, deren Formel 7.68) wird hingegen $\log \varepsilon(\mathbf{X})$ mit $[\mathbf{X}/\text{H}]$ (s.u.) gleichgesetzt und obige Definition durch $\log n(\mathbf{X})$ ersetzt.

Die Stärke einer Absorptionslinie ist dem logarithmischen Produkt aus statistischem Gewicht des unteren Niveaus g , der Übergangswahrscheinlichkeit f und der Elementhäufigkeit $\varepsilon(\mathbf{X})$ proportional. Erst durch Kenntnis der atomphysikalischen Details tragen Linien also Häufigkeitsinformation.

$[\text{Fe}/\text{H}]$: Häufigkeitsskala (*square bracket scale*), die auf die Sonne normiert ist ($[\text{Fe}/\text{H}] = 0$). Allgemein formuliert ist $[\mathbf{X}/\mathbf{Y}] := \log(n_{\mathbf{X}}/n_{\mathbf{Y}})_{\star} - \log(n_{\mathbf{X}}/n_{\mathbf{Y}})_{\odot} = \log \varepsilon(\mathbf{X})_{\star} - \log \varepsilon(\mathbf{X})_{\odot}$. $[\text{Fe}/\text{H}] = -2$ entspricht also einer um einen Faktor 100 reduzierten Eisenhäufigkeit, $[\alpha/\text{Fe}] = 0.3$ einer Überhäufigkeit der α -Elemente um einen Faktor zwei. Um anzuzeigen, dass es sich bei den Häufigkeiten um

logarithmische Werte handelt, wird manchmal die „Einheit“ dex angehängt.

[m/H]: Dieses Kürzel (auch $[M/H]$) steht für Metallizität im Allgemeinen, also je nach Analyse für einen Schätzwert der Häufigkeit der Metalle (Elemente schwerer als Helium), abgeleitet aus einem oder mehreren Elementen. Im engeren Sinne wird es synonym mit $\triangleright [Fe/H]$ benutzt: Als Hauptquelle für Linienopazität ist Eisen der Beobachtung sowohl photometrisch als auch spektroskopisch gut zugänglich.

In extragalaktischen Studien werden Eisenhäufigkeiten z.T. aus dem Kalzium-Infrarottriplett (also Linien eines α -Elements!) abgeleitet. Dieser durch die (derzeit) erzielbare Auflösung diktierte Ansatz limitiert die kosmochemischen Aussagen auf fundamentale Weise.

M_V : Die absolute visuelle Helligkeit eines Sterns wird über den Fluss definiert, den man im Optischen (V -Filter: ein Band von ca. 1000 Å um 5500 Å) messen würde, wenn sich der Stern in 10 pc (32.6 Lichtjahren) Entfernung befände: $M_V = -2.5 \log(F_V/F_V^\odot) + M_V^\odot$.

Die scheinbare visuelle Helligkeit m_V ist ebenfalls über den Fluss definiert: $m_V = -2.5 \log(F_V/F_0)$. Oft wird m_V mit V abgekürzt. Analog können scheinbare Helligkeiten in anderen Filtern (z. B. U und B) definiert werden. Die Konstanten F_0 sind dabei so definiert, dass sich für Sterne vom Spektraltyp A0 gerade $(B - V) = (U - B) = 0$ ergibt.

Y: Die Symbole X , Y und Z bezeichnen die Massenbruchteile von Wasserstoff, Helium und der Metalle. Die ursprüngliche Mischung der Sonne betrug $X : Y : Z = 0.73 : 0.25 : 0.015$. Im Kern ist bereits etwa die Hälfte des ursprünglichen Wasserstoffs in Helium umgewandelt worden.

Äquivalentbreite (W_λ): Ein integrales Maß für die Stärke einer Absorptions- bzw. Emissionslinie. Die Äquivalentbreite entspricht der Breite eines Rechtecks mit Höhe 1 (normiertes Spektrum), das dieselbe Fläche hat wie die Absorptionslinie. Diese Größe ist – zumindest theoretisch – unabhängig von spektraler Auflösung bzw. S/N und erlaubt somit die Analyse inhomogener Datensätze. Es muss allerdings betont werden, dass die Reproduktion einer Äquivalentbreite nicht zwingend die Reproduktion des Profilverlaufs mit sich bringt. Desweiteren ist der Messprozess, der zur Äquivalentbreite führt, im allgemeinen schlecht definiert und die Abhängigkeit von der Kontinuumslage größer als bei Profilanalysen.

Blaze: Der Verlauf der Photonenzählrate innerhalb einer Échelleordnung. Er folgt in guter Näherung $((\sin x)/x)^2$. Die Beseitigung dieses Verlaufs bezeichnet man als *Blaze*- oder \triangleright *Flatfield*-Korrektur.

Boltzmann-Verteilung: Sie gibt die thermische Verteilung auf die Anregungszustände eines Atoms/Ions an.

$$\frac{n_{r,i}}{n_{r,j}} = \frac{g_{r,i}}{g_{r,j}} e^{-\frac{E_{r,i} - E_{r,j}}{kT}}$$

($n_{r,i}$: Dichte der Teilchen des Ions r im Quantenzustand i , $g_{r,i}$: dazugehöriges statistische Gewicht, k : Boltzmann-Konstante, T : Temperatur des Gases, $E_{r,i}$:

Anregungsenergie des Quantenzustandes r, i).

Beispiel: Das solare Verhältnis von $n_{H,3}$ zu $n_{H,1}$ ist ungefähr $9 \cdot \exp(-24) \sim 10^{-10}$. Oberhalb des Balmerstrangs (3647 Å) können nur Elektronen in Schale 3 (oder höher) zur kontinuierlichen Opazität beitragen (Paschenkontinuum).

Dicke Scheibe: Neben der Dünnen Scheibe, dem Bulge und dem Halo die vierte Sternpopulation der Galaxis. Sie wurde erst in den 1980er Jahren durch Gilmore & Reid (1983) in einer statistisch kompletten Studie als separate Population erkannt; die Realität dieser Entdeckung wurde erst im Verlauf der 1990er Jahre akzeptiert. Die Dicke Scheibe zeigt mit gewisser Überlappung Metallizitäten zwischen der Dünnen Scheibe und dem Halos (mittleres $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.55$), die Kinematik ist ebenso intermediär. Ihre Sterne weisen die für den Halo typische α -Element-Überhäufigkeiten auf, was darauf hindeutet, dass diese Populationen auf einer Zeitskala entstanden ist, die kürzer ist als die Entwicklungsdauer der SN I-Vorläufer (einige hundert Millionen Jahre). Die jüngsten Mitglieder scheinen mehrere Milliarden Jahre älter zu sein als die ältesten Dünne-Scheiben-Sterne (Bernkopf *et al.* 2001). Damit ist die Dicke Scheibe wohl in etwa so alt wie der Halo.

Differentielle Analyse: Eine chemische Häufigkeitsanalyse, bei der die Unter- bzw. Überhäufigkeiten der Elemente Linie für Linie *relativ zu einem Standard*, im Kühlsternbereich also relativ zur Sonne, bestimmt werden. Da die Stärke einer Spektrallinie dem logarithmischen Produkt $\log gf \varepsilon(X)$ proportional ist, hat eine veränderte Häufigkeit im Standardobjekt stets eine entgegengesetzte Veränderung in den f -Werten zur Folge, so dass die differentiellen stellaren Unter- oder Überhäufigkeiten unverändert bleiben. Bei diesem Vorgehen werden also systematische und zufällige Fehler auf ein Mindestmaß reduziert. Unabhängig davon, ob die solare Eisenhäufigkeit nun $\log \varepsilon(\text{Fe}) = 7.50$ (Grevesse & Sauval 1998) oder $\log \varepsilon(\text{Fe}) = 7.42$ (Schnabel *et al.* 1999) beträgt, hat HD 140283 eine mittlere relative Unterhäufigkeit gegenüber dem solaren Wert von $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.43$. Dies gilt, solange sich die gemachten Modellannahmen nicht als falsch herausstellen: Im Rahmen anderer Modelle leitet man selbstverständlich andere differentielle Häufigkeiten ab.

Effektivtemperatur (T_{eff}): Eine über das Stefan-Boltzmann-Gesetz definierte Größe: $F(0) =: \sigma T_{\text{eff}}^4$, wobei $F(0)$ der spektral integrierte Strahlungsfluss ($F(0) = \int_0^\infty F_\nu d\nu$, [$\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1}$]) an der Oberfläche und σ die Stefan-Boltzmann-Konstante ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ J s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-4}$) ist. Dieser Definition zufolge gibt T_{eff} die Temperatur an, die ein Schwarzkörperstrahler haben müsste, um insgesamt dieselbe Energiemenge abzustrahlen wie der Stern. In einer grauen Atmosphäre (der Absorptionskoeffizient $\bar{\kappa}$ sei unabhängig von der Frequenz) mit linearer Abhängigkeit der Quellfunktion S_ν von der optischen Tiefe und Gültigkeit von LTE, folgt aus der sog. Eddington-Barbier-Näherung ($F(0) = \pi S(\bar{\tau} = 2/3)$), dass T_{eff} der Temperatur in der Sternatmosphäre bei einer optischen Tiefe von $\bar{\tau} = 2/3$ entspricht.

Flatfieldkorrektur: Ein Schritt der Datenreduktion, in dem die designbedingte starke Variation der Photonenzählrate innerhalb einer Ordnung (der sogenannte \triangleright *Blaze*) weitgehend korrigiert wird. Dies geschieht mithilfe einer Kali-

brationsaufnahme einer Lampe ohne Linien (Halogenlampe), deren Licht ebenso wie das Sternlicht den Spektrographen durchläuft. Nach Division der Sternbeleuchtung durch diese Kalibrationsaufnahme bleiben bei geeignetem Spektrographendesign lediglich Terme höherer Ordnung zurück, die sich aus den unterschiedlichen Temperaturen des Sterns (typischerweise 6000 K) und der Halogenlampe (2000 K) ergeben.

Halo: Neben Dünner und Dicker Scheibe und dem Bulge die vierte Hauptkomponente galaktischer Sternpopulationen. Der Halo besteht aus vornehmlich sehr metallarmen, alten Sternen, die die galaktische Scheibe in einem sphärischen Volumen umgeben. Er ist die Mutterpopulation der galaktischen Kugelsternhaufen. Da massearme Sterne dieser sog. Population II eine Hubblezeit im Zustand des Wasserstoffbrennens überdauern können, bieten sie die Chance, die Nukleosynthese des Urknalls (insbesondere bezüglich Lithium) und der ersten Sternengeneration durch Beobachtung einzuschränken. Es finden sich Sterne, die möglicherweise die Signatur eines singulären lokalen Supernova-Ereignisses in sich tragen (*r*-Prozess-Sterne).

Hauptreihe: Der längste Abschnitt im Leben eines Sterns, während dessen er im Inneren Wasserstoff zu Helium über den pp- oder CNO-Zyklus fusioniert. Wie im Rahmen der Polytropentheorie leicht verständlich ist, spiegelt die Hauptreihe eine Masse-Leuchtkraft-Beziehung wider ($L \propto M^4$) und bildet im \triangleright Hertzsprung-Russell-Diagramm eine Diagonale. Sind 90 % des zentralen Wasserstoffs in Helium umgewandelt, ändert sich diese Beziehung und der Stern beginnt, sich von der Hauptreihe zu entfernen (*turn-off*): Da die versiegende Fusion den zentralen Gasdruck nicht mehr aufrechterhalten kann, kommt es zur Kontraktion des Kerns. Zwecks Entropieerhaltung dehnt sich die Sternhülle aus, der Stern wird zum Unterriesen und entwickelt sich bei annähernd konstantem L zu kühleren Temperaturen, bis er den unteren Riesenast (*bottom of the red giant branch*) nahe der Hayashi-Linie (Trennlinie zur Vollkonvektivität/Instabilität) erreicht.

Hertzsprung-Russell-Diagramm: Ursprünglich ein Farben-Helligkeits-Diagramm, im weiteren Sinne jedes Diagramm, das die Fundamentalebene der Sterne darstellt: Adäquate Abzissengrößen sind z. B. $(B-V)$, M/M_\odot oder T_{eff} , die Ordinate zeigt z. B. V , M_V , L/L_\odot oder $\log g$.

Hubblezeit: Die Inversion des Expansionsparameters H_0 zur Abschätzung einer kosmischen Zeitskala, $t_0 \propto H_0^{-1}$. Je nach zugrundegelegter Kosmologie (z. B. Vorhandensein eines Λ -Parameters) ändert sich die numerische Beziehung. Für das derzeit favorisierte kosmologische Modell ($\Omega_\Lambda \simeq 0.7$, $\Omega_m \simeq 0.3$) ergibt sich in guter Näherung $t_0 \approx \frac{2}{3}H_0^{-1}\Omega_m^{-0.3} \approx H_0^{-1}$ (s. z. B. Peacock 1999). Daraus leitet sich mit $H_0 = 72 \pm 8$ km/s/Mpc (Hubble Key Project, s. Freedman *et al.* 2001) ein t_0 von (13 ± 3) Gyr ab.

Lokales Thermodynamisches Gleichgewicht (LTE): Eine häufig gemachte Annahme in Sternatmosphärenrechnungen. Sie besagt, dass die Besetzungen aller Zustände (kontinuierliche wie diskrete) der Maxwell-Saha-Boltzmann-Statistik ($n_i \propto \exp(-E_i/kT)$) folgen, wobei ein und dieselbe lokale Temperatur T spezifiziert wird. Bezüglich der Materie ist eine Sternatmosphäre also eine

Schichtung von Kugelschalen, deren Volumenelemente für sich im thermodynamischen Gleichgewicht bei einer eigenen Temperatur sind.

Häufig liest man, dass LTE mit $S_\nu^l = B_\nu$ (wahre Linienquellfunktion gleich Planckfunktion) gleichzusetzen ist. Tatsächlich zeigt das spezielle non-LTE von Eisen, dass $S_\nu^l = B_\nu$ keine hinreichende Bedingung für LTE darstellt. LTE ist jedoch hinreichend für $S_\nu^l = B_\nu$. Dies folgt, wenn man die Boltzmann-Verteilung in die allgemeine Definition von S_ν (Gleichung 3.4) einsetzt.

Im LTE ist die Berechnung einer Linienstärke eine recht einfache Angelegenheit: Jeder Übergang zwischen zwei Niveaus verhält sich wie ein Zwei-Niveau-Atom. Die Atomphysik dieses Übergangs bestimmt allein, welcher Anteil des von innen kommenden Flusses absorbiert werden kann.

Die Magellanschen Wolken: Zwei am Südhimmel befindliche irreguläre Begleitgalaxien zu unserer Milchstraße. Insbesondere die Kleine Magellansche Wolke (*Small Magellanic Cloud*, SMC) ist metallärmer als die Dünne Scheibe der Galaxis, was auf eine andersartige Entwicklungsgeschichte hindeutet.

Fortwährende aktive Sternentstehung erlaubt die Bildung mäßig metallarmer (Kugel-)Sternhaufen und damit das Studium massereicher Sterne bei $[m/H] \sim -0.7$.

Mikroturbulenz (ξ) (Mikroturbulenzbedingung): Eine zusätzliche nicht-thermische Geschwindigkeitskomponente, die man quadratisch zur thermischen Geschwindigkeit addiert (Dopplerbreite $\Delta\lambda_D = \lambda_0/c \sqrt{2kT/m + \xi^2}$), um schwache und leicht gesättigte Linien eines Ions (respektive die korrespondierenden Bereiche der Wachstumskurve) bezüglich $\log \varepsilon(X)$ in Einklang zu bringen. Sie wird zumeist temperaturunabhängig gewählt. Der Name Mikroturbulenz deutet hierbei an, dass man diesen zusätzlichen Linienverbreiterungsmechanismus turbulenten Geschwindigkeitsfeldern mit Skalen zuschreibt, die klein sind gegenüber der mittleren freien Weglänge der Photonen (im Gegensatz dazu sind großskalige laminare Strömungen für die Makroturbulenz verantwortlich). Diese Vermutung darf nicht darüber hinwegtäuschen, dass es sich bei der Mikroturbulenz um eine *ad hoc*-Modifikation im Rahmen von statischen Modellen handelt, die nur durch hydrodynamische Rechnungen zu beseitigen wäre. Sie muss also wie ein Sternparameter bestimmt werden. Wenn man Zugang zu schwachen und starken Linien eines Ions hat, so hat die Mikroturbulenz praktisch keinen Einfluss auf die abgeleitete Häufigkeit. Im Kühlsternbereich liegen Mikroturbulenzgeschwindigkeiten im Bereich von 1–2 km/s.

non-LTE-Effekte (auch NLTE): Sammelbegriff für Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (\triangleright LTE). LTE wird im Allgemeinen zur Berechnung der Temperaturschichtung (T - τ -Relation) nicht allzu heißer Sterne angenommen, obwohl die Besetzungszahlen einzelner Linien/Ionen z.T. erhebliche Abweichungen vom thermischen Wert aufweisen. Die Ursachen für non-LTE-Effekte sind so individuell wie die Termschemata der Elemente: Ein spezielles Niveau kann von Photonen eines anderen Übergangs optisch gepumpt werden, einfache Termschemata können durch Photoionisation dominiert sein, Grundzustände und metastabile Niveaus können durch Elektronenkaskadierung entlang der Schemagrenze überbesetzt werden. Im allgemeinen treiben

Stöße jeglicher Art das angenommene Gleichgewicht ($dn_i/dt = 0$, Ratengleichung) Richtung LTE, während Strahlungsprozesse vom LTE wegführen.

Non-LTE-Effekte sind *per se* keine Observablen, aber man kann sie im direkten Vergleich zu LTE visualisieren (vgl. Anhang A).

optische Tiefe (τ): Eine gebräuchliche Tiefenskala für Modellatmosphären. $d\tau_\nu = -\chi_\nu dz$ bzw. $\tau_\nu = -\int_0^{z'} \chi_\nu(z) dz$. Im Falle einer grauen Atmosphäre verliert der Index ν seine Bedeutung; es gibt dann eine einzige Tiefenskala für alle Frequenzen. τ_{Ross} bezeichnet die sog. Rosselandsche Tiefenskala, die über den Rosselandschen Mittelwert der Opazität

$$\frac{1}{\chi_{\text{Ross}}} \frac{dB}{dT} = \int_0^\infty \frac{1}{\chi_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu$$

definiert ist.

Profilvergleich: Um theoretische Linienprofile mit beobachteten vergleichen zu können, müssen wir Beschreibungen für die wesentlichen Mechanismen haben, die Spektrallinien in Sternatmosphären verbreitern. Die natürliche Linienverbreiterung ist direkte Folge der Heisenbergschen Unschärferelation: Die Energie eines Übergangs mit endlicher Lebensdauer ist unscharf. Die dazugehörige Dämpfungskonstante γ_{rad} ist gleich der Summe der Einsteinkoeffizienten für spontane Emission der beiden betroffenen Niveaus. Das resultierende Profil ist ein sog. *Lorentzprofil*

$$\psi_L(\nu - \nu_0) = \frac{\gamma_{\text{rad}}/4\pi^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma_{\text{rad}}/4\pi)^2}.$$

Es ist auf eins normiert ($\int_0^\infty \psi(\nu - \nu_0) d\nu = 1$). Als weiteren Verbreiterungsmechanismus müssen Wechselwirkungen mit dem umgebenden Plasma berücksichtigt werden. In Kühlsternatmosphären dominieren Stöße mit neutralem Wasserstoff, manchmal als van-der-Waals-Dämpfung bezeichnet. Auch die Stoßdämpfung führt auf ein Lorentzprofil, die Dämpfungskonstanten addieren sich linear ($\gamma = \gamma_{\text{rad}} + \gamma_{\text{coll}}$).

Die thermische Geschwindigkeit der Teilchen erzwingt einen Dopplereffekt, dessen Komponente entlang der Sichtlinie zur Dopplerverbreiterung der Spektrallinie führt. Das dazugehörige Dopplerprofil ist gaußförmig:

$$\psi_D(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp[-((\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D)^2].$$

$\Delta\nu_D$ ist hierbei die Dopplerbreite, die auch eine nicht-thermische Komponente enthalten kann (s. \triangleright Mikroturbulenz). Auch die Makroturbulenz kann mit einem *Gaußprofil* approximiert werden. ψ_D ist auf eins normiert.

Durch Faltung dieser Profilanteile erhält man schließlich das resultierende Profil, das als *Voigtprofil* bezeichnet wird:

$$\psi_{\text{res}} = \frac{\gamma/4\pi^2}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-((\nu' - \nu_0)/\Delta\nu_D)^2]}{(\nu' - \nu_0 - \Delta\nu_D)^2 + (\gamma/4\pi)^2} d\nu'$$

Hinzu kommen je nach Beobachtung zusätzliche Anteile aufgrund von stellarer Rotation ($v \sin i$) und instrumenteller Verbreiterung (Instrumentenprofil).

Saha-Gleichung: Die Verallgemeinerung der Boltzmann-Statistik auf die thermische Besetzung der Niveaus in benachbarten Ionisationsstufen. Dabei muss für das Ion („ $r+1$ “) das Phasenraumvolumen des freigesetzten Elektrons ($2 e^-$ pro Elementarzelle $(2\pi m_e kT)^{3/2}/h^3$) berücksichtigt werden, so dass sich

$$\frac{n_{r+1,i}}{n_{r,i}} = 2 \frac{g_{r+1,i}}{g_{r,i}} \frac{1}{n_e} \frac{(2\pi m_e k)^{3/2}}{h^3} T^{3/2} e^{-\chi_r/kT}$$

ergibt ($n_{r,i}$: Teilchendichte der Atome der Ionisationsstufe r im Quantenzustand i , $g_{r,i}$: dazugehöriges statistische Gewicht, n_e : Teilchendichte der Elektronen, m_e : Elektronenmasse, k : Boltzmann-Konstante, h : Planck-Konstante, T : Temperatur des Gases, χ_r : Ionisationsenergie der Ionisationsstufe r). Alternativ kann man die Saha-Gleichung mittels Zustandssummen auch für die Teilchendichten ganzer Ionisationsstufen formulieren.

Beispiel: Mit $\chi(\text{H}^-) = 0.7 \text{ eV}$ kann man berechnen, welcher Bruchteil des solaren Wasserstoffs in Form von H^- vorliegt. Als Antwort ergibt sich ein Verhältnis von typischerweise $1 : 10^{-7}$. Mit dem Beispiel, das unter dem Eintrag Boltzmann-Gleichung gegeben ist, wird klar, dass die Gebunden-Frei-Übergänge des H^- die kontinuierliche Opazität im Optischen dominieren. (Freie Elektronen sind zwar häufiger als H^- -Ionen, aber σ_{e^-} , der Thomsonsche Streuquerschnitt, ist zu klein.)

Schwerebeschleunigung ($\log g$): $\log g = \log (GM/R^2)$, wobei G für die Gravitationskonstante steht, M für die Masse und R für den Radius des Sterns. g wird meist in cgs-Einheiten berechnet und logarithmiert: $M_\odot = 2 \cdot 10^{33} \text{ g}$, $R_\odot = 7 \cdot 10^{10} \text{ cm} \Rightarrow g = 27400 \text{ cm s}^{-2} \Leftrightarrow \log g = 4.44$. Aufgrund der geringen Ausdehnung von Atmosphären wenig entwickelter Sterne kann die Schwerebeschleunigung in Modellatmosphären als konstant betrachtet werden.

SNI: Die Detonation eines massearmen Sterns in einem Doppelsternsystem, der durch Massentransfer die Chandrasekharsche Grenzmasse ($\simeq 1.4 M_\odot$) überschreitet. Supernovae vom Typ I tragen wesentlich zur Anreicherung des interstellaren Mediums (ISM) mit Eisengruppenelementen bei.

SN II: Die Explosion eines massereichen Sterns ($M > 8 M_\odot$), der alle Brennphasen (Wasserstoff-, Helium-, Sauerstoff-, Siliziumbrennen etc.) durchlaufen hat, die den Stern bis zuletzt mit der Eigengravitation im Gleichgewicht gehalten haben. Neben der abgeblasenen Hülle, in der neben dem r -Prozess auch Neutrino-induzierte Nukleosynthese (ν -Prozess) stattfinden kann, entsteht wahrscheinlich ein Schwarzes Loch. Supernovae vom Typ II sind Hauptlieferanten für die α -Elemente.

Spektraltyp: Eine Sternklassifizierung, die auf Annie Jump Cannon (1863–1941) zurückgeht (Harvard-Klassifikation). Die ursprüngliche Sequenz hatte keine physikalische Grundlage; seit Anfang des 20. Jahrhunderts wird nach Effektivtemperatur geordnet: O–B–A–F–G–K–M, von heiß nach kühl („Offenbar Benutzen Astronomen Furchtbar Gerne Komische Merksätze“). Trotz einer dezimalen Subklassifizierung (jeweils 0–9) und Leuchtkraftklassenunterteilung (jeweils V–I; V: Hauptreihensterne; I: Überriesen, Yerkes-Klassifi-

kation) hat die Angabe von Spektraltypen nur noch Orientierungscharakter, da Sterne nach heutigem Wissen keine einparametrische Sequenz bilden: Neben Masse bestimmen auch Metallgehalt und Drehimpuls ihre Entwicklung.

Turnoff: Heißester Punkt der Hauptreihensternentwicklung und das erste Stadium, in dem aufgrund der auseinanderlaufenden Entwicklungswege sinnvolle Sternalter abgeleitet werden können. Im Gegensatz zum Unterriesenstadium ist hier die Kenntnis der Schwerebeschleunigung *und* Effektivtemperatur wichtig. Bei derzeit erzielbaren Fehlergrenzen scheinen Genauigkeiten von 1–2 Gyr (1σ) möglich (s. Gustafsson & Mizuno-Wiedner 2001 für eine Übersicht).

A. Profilanpassung für solare Fe I-Linien

Tabelle A.1: Parametersatz aller an der Sonne angepassten FeI-Linien. Die Spalten 1–5 enthalten die verwendeten atomphysikalischen Größen (E_{low} , in eV, Quellenangabe für den jeweiligen gf -Wert in eckigen Klammern, siehe Tabelle 4.5), Spalte 6 die jeweils erhaltene non-LTE-Linienhäufigkeit ($S_{\text{H}}=3$), das dazugehörige Radial-Tangentialprofil (Ξ_{RT} , in km/s, nach Gray 1977) und die mithilfe des theoretischen Profils berechnete Äquivalentbreite (W_{λ} , in mÅ). Spalte 9 enthält die jeweilige LTE-Häufigkeit. Die sich anschließenden Abbildungen enthalten jeweils die non-LTE- (schwarz) und die LTE-Anpassung (grau).

Es wird betont, dass Äquivalentbreiten *ausschließlich* als Hilfsgrößen zum Einsatz kommen, wenn Trends der Elementhäufigkeit als Funktion der Linienstärke minimiert werden (Mikroturbulenzbedingung). Zur Beseitigung dieses Häufigkeitstrends wurden die hier angegebenen $\log C_6$ -Werte nach Anstee & O’Mara (1991) um 0.15 dex verringert.

Mult.	λ [Å]	E_{low} [eV]	$\log gf$	$\log C_6$	$\log \varepsilon(\text{FeI})_{\odot}$	Ξ_{RT} [km/s]	W_{λ} [mÅ]	$\log \varepsilon(\text{FeI})_{\odot}$
					NLTE			LTE
1	5166.2	0.000	−4.20 [e]	−32.07	7.53	2.5	109	7.48
1	5225.5	0.110	−4.79 [e]	−32.05	7.56	2.4	76	7.52
1	5247.0	0.087	−4.95 [e]	−32.06	7.55	2.4	69	7.52
1	5250.2	0.121	−4.94 [e]	−32.05	7.57	2.5	71	7.54
2	4347.2	0.000	−5.50 [e]	−32.01	7.54	2.7	44	7.52
2	4427.3	0.052	−2.92 [a]	−32.00	7.49	3.9	199	7.47
2	4445.4	0.087	−5.44 [e]	−32.00	7.52	2.6	43	7.50
3	4232.7	0.110	−4.93 [e]	−31.97	7.48	2.5	60	7.45
13	6280.6	0.859	−4.39 [f]	−31.95	7.57	2.5	68	7.54
13	6498.9	0.958	−4.70 [f]	−31.93	7.57	2.7	48	7.54
15	5269.5	0.859	−1.32 [n]	−31.89	7.49	3.5	502	7.48
15	5328.0	0.915	−1.47 [n]	−31.88	7.49	3.2	398	7.47
15	5371.4	0.958	−1.65 [n]	−31.87	7.46	3.1	306	7.44
15	5397.1	0.915	−1.99 [n]	−31.88	7.47	3.2	242	7.45
15	5405.7	0.990	−1.88 [p]	−31.87	7.55	3.1	272	7.53
34	6581.2	1.485	−4.68 [p]	−31.81	7.46	3.1	21	7.44
34	6739.5	1.557	−4.79 [p]	−31.76	7.38	3.0	12	7.36
36	5194.9	1.557	−2.09 [o]	−31.68	7.45	2.6	130	7.43
36	5216.2	1.608	−2.15 [o]	−31.67	7.44	2.4	130	7.41
41	4383.5	1.485	0.20 [o]	−31.58	7.44	3.0	1346	7.44
41	4404.7	1.557	−0.10 [p]	−31.56	7.43	3.0	786	7.41
42	4147.6	1.485	−2.10 [o]	−31.52	7.46	2.7	131	7.44
42	4271.7	1.485	−0.16 [o]	−31.55	7.42	3.4	847	7.40
43	4045.8	1.485	0.28 [o]	−31.49	7.35	2.0	1251	7.35
43	4063.5	1.557	0.06 [a]	−31.47	7.37	3.0	901	7.36
43	4071.7	1.608	−0.02 [o]	−31.44	7.35	3.0	861	7.33
62	6151.6	2.176	−3.27 [q]	−31.57	7.47	2.7	51	7.44

Fortsetzung auf nächster Seite

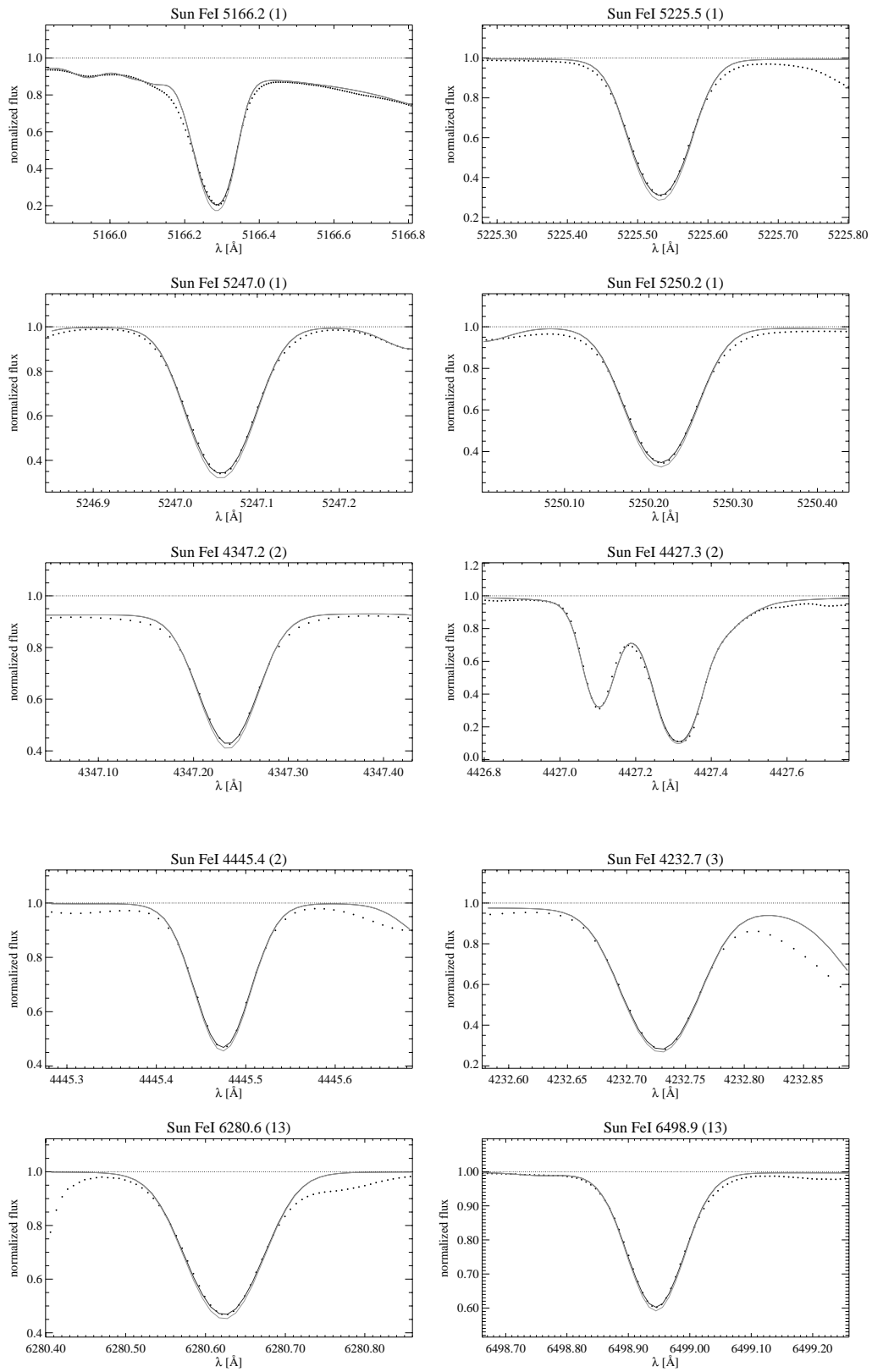
Tabelle A.1 (Fortsetzung)								
Mult.	λ [Å]	E_{low} [eV]	$\log gf$	$\log C_6$	$\log \varepsilon(\text{FeI})_{\odot}$ NLTE	Ξ_{RT} [km/s]	W_{λ} [mÅ]	$\log \varepsilon(\text{FeI})_{\odot}$ LTE
62	6297.8	2.223	-2.73 [q]	-31.57	7.54	2.6	75	7.51
64	6082.7	2.223	-3.59 [p]	-31.55	7.50	2.8	36	7.48
64	6240.6	2.223	-3.23 [p]	-31.56	7.44	2.7	50	7.42
66	5079.2	2.198	-2.07 [g]	-31.43	7.57	2.5	108	7.55
66	5198.7	2.223	-2.14 [g]	-31.44	7.51	2.4	104	7.49
66	5250.6	2.198	-2.18 [a]	-31.46	7.69	2.6	108	7.66
68	4494.5	2.198	-1.14 [g]	-31.30	7.48	2.9	207	7.46
69	4442.8	2.176	-2.79 [g]	-31.29	7.51	2.7	65	7.50
71	4282.4	2.176	-0.78 [a]	-31.24	7.23	2.5	194	7.21
111	6421.3	2.279	-1.95 [p]	-31.56	7.48	2.4	110	7.43
111	6663.4	2.424	-2.45 [p]	-31.52	7.54	2.4	81	7.52
111	6750.1	2.424	-2.61 [p]	-31.53	7.56	2.4	77	7.53
111	6978.8	2.484	-2.48 [p]	-31.52	7.55	2.3	78	7.52
114	4924.7	2.279	-2.24 [q]	-31.37	7.60	2.5	98	7.57
114	5049.8	2.279	-1.33 [q]	-31.39	7.53	2.6	165	7.50
114	5141.7	2.424	-1.96 [p]	-31.35	7.25	2.4	88	7.22
116	4439.8	2.279	-3.00 [g]	-31.24	7.47	2.7	54	7.45
152	4187.0	2.449	-0.55 [g]	-30.64	7.40	1.9	297	7.39
152	4222.2	2.449	-0.97 [g]	-30.65	7.50	2.5	199	7.48
152	4233.6	2.482	-0.60 [g]	-30.64	7.41	1.8	278	7.40
152	4250.1	2.469	-0.41 [g]	-30.66	7.43	1.9	355	7.42
152	4260.4	2.399	0.14 [q]	-30.69	7.36	2.0	620	7.35
168	6393.6	2.433	-1.43 [p]	-31.50	7.48	2.5	143	7.42
168	6494.9	2.404	-1.27 [g]	-31.52	7.53	2.4	180	7.47
168	6593.8	2.433	-2.42 [g]	-31.51	7.61	2.6	93	7.58
169	6136.6	2.453	-1.40 [g]	-31.47	7.52	2.2	149	7.50
169	6191.5	2.433	-1.42 [a]	-31.48	7.47	2.3	142	7.43
169	6252.5	2.404	-1.69 [g]	-31.49	7.58	2.4	129	7.53
170	5916.2	2.453	-2.99 [g]	-31.44	7.60	2.9	55	7.58
206	6609.1	2.559	-2.69 [h]	-31.47	7.58	2.8	69	7.56
207	6065.4	2.608	-1.53 [h]	-31.40	7.58	2.3	126	7.55
207	6137.6	2.588	-1.40 [h]	-31.42	7.60	2.3	144	7.56
207	6200.3	2.608	-2.44 [h]	-31.42	7.60	2.8	73	7.58
207	6230.7	2.559	-1.28 [h]	-31.44	7.63	2.5	168	7.60
207	6322.6	2.588	-2.43 [h]	-31.43	7.59	2.6	78	7.56
209	5778.4	2.588	-3.43 [q]	-31.38	7.43	3.1	23	7.42

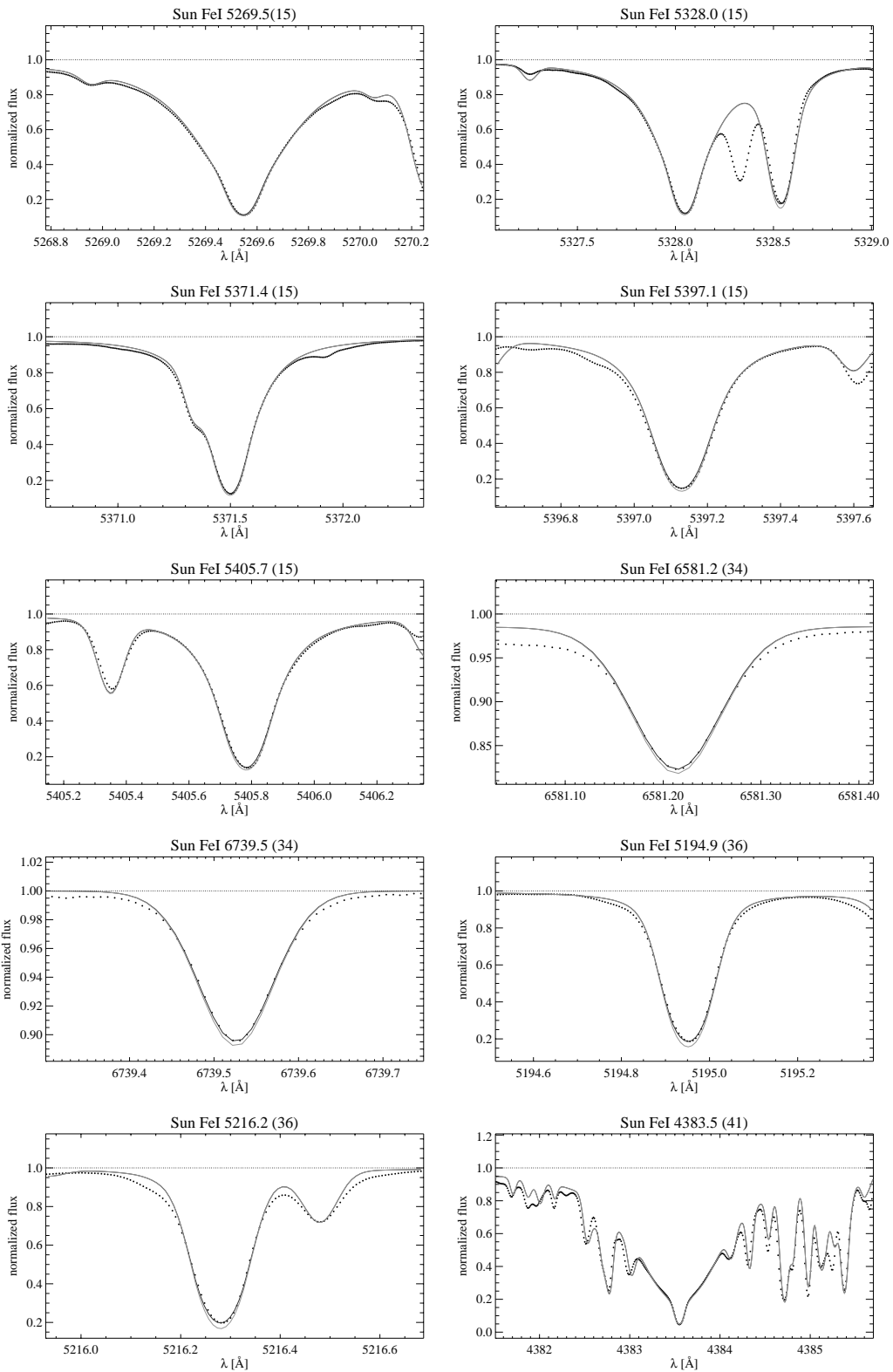
Fortsetzung auf nächster Seite

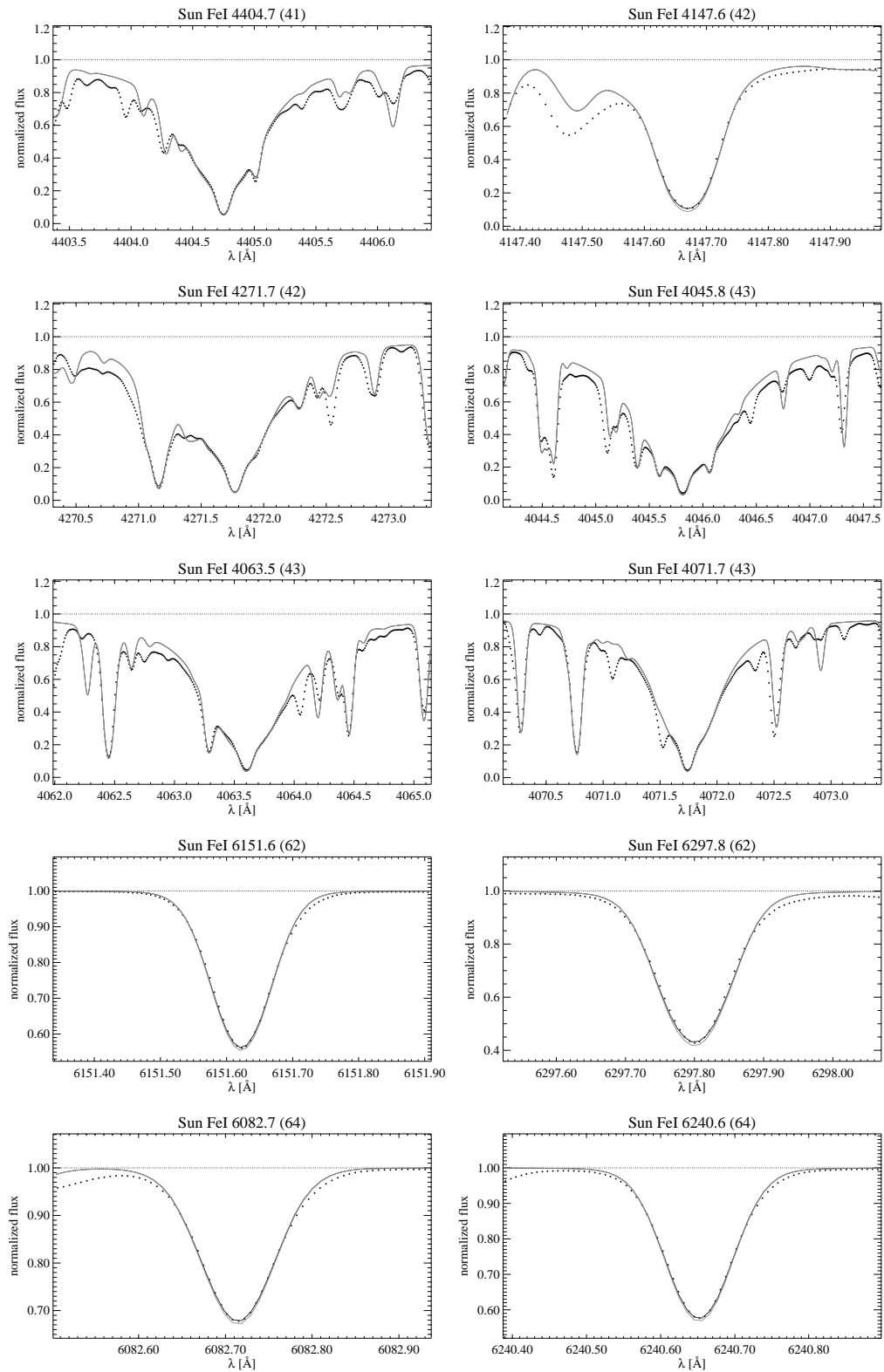
Tabelle A.1 (Fortsetzung)								
Mult.	λ [Å]	E_{low} [eV]	$\log gf$	$\log C_6$	$\log \varepsilon(\text{FeI})_{\odot}$	Ξ_{RT} [km/s]	W_{λ} [mÅ]	$\log \varepsilon(\text{FeI})_{\odot}$
	[Å]				NLTE			LTE
268	6546.2	2.758	-1.54 [a]	-31.39	7.46	2.1	111	7.42
268	6592.9	2.727	-1.47 [a]	-31.40	7.51	2.3	126	7.46
268	6677.9	2.692	-1.42 [a]	-31.42	7.60	2.1	141	7.56
318	4890.7	2.875	-0.39 [a]	-30.65	7.46	1.3	316	7.44
318	4891.4	2.851	-0.11 [a]	-30.66	7.45	1.1	388	7.44
318	4918.9	2.865	-0.34 [a]	-30.66	7.47	1.3	301	7.45
318	4920.5	2.832	0.07 [a]	-30.68	7.50	1.6	484	7.49
318	4957.2	2.851	-0.41 [a]	-30.69	7.50	1.4	302	7.49
318	4957.5	2.808	0.23 [q]	-30.70	7.47	1.4	563	7.46
342	6229.2	2.845	-2.81 [p]	-31.32	7.38	3.0	40	7.37
342	6270.2	2.858	-2.46 [p]	-31.32	7.40	2.8	54	7.38
342	6311.5	2.831	-3.14 [q]	-31.34	7.51	3.1	27	7.50
342	6518.3	2.831	-2.45 [q]	-31.36	7.45	2.9	55	7.44
383	5068.7	2.940	-1.04 [a]	-30.67	7.44	1.8	144	7.41
383	5139.2	2.998	-0.74 [a]	-30.65	7.43	1.1	180	7.40
383	5139.4	2.940	-0.51 [a]	-30.68	7.43	1.1	222	7.40
383	5191.4	3.038	-0.55 [a]	-30.65	7.45	2.0	206	7.43
383	5232.9	2.940	-0.10 [q]	-30.71	7.48	1.1	369	7.47
383	5266.5	2.998	-0.39 [a]	-30.68	7.47	1.1	259	7.45
383	5281.7	3.038	-0.83 [a]	-30.67	7.43	1.5	159	7.40
384	4787.8	2.998	-2.53 [p]	-30.55	7.42	3.4	43	7.41
553	52173	3.211	-1.07 [p]	-30.56	7.55	2.1	125	7.52
553	5253.4	3.283	-1.57 [q]	-31.16	7.51	2.6	78	7.49
553	5324.1	3.211	-0.10 [p]	-30.60	7.56	1.6	322	7.54
553	5339.9	3.266	-0.65 [p]	-30.56	7.54	2.0	177	7.51
553	5393.1	3.241	-0.71 [p]	-30.60	7.57	2.3	161	7.54
554	47367	3.211	-0.75 [a]	-30.33	7.46	1.5	150	7.43
686	5586.7	3.368	-0.10 [p]	-30.56	7.54	1.1	270	7.52
686	55696	3.417	-0.49 [q]	-30.51	7.46	1.2	176	7.43
686	5572.8	3.396	-0.28 [p]	-30.53	7.51	1.1	225	7.48
686	5615.6	3.332	0.05 [p]	-30.59	7.51	1.1	294	7.49
686	5624.5	3.417	-0.75 [p]	-30.53	7.51	1.7	151	7.48
686	5712.1	3.417	-1.99 [p]	-30.55	7.50	3.1	52	7.48
686	5784.6	3.396	-2.53 [p]	-30.59	7.43	3.2	28	7.42

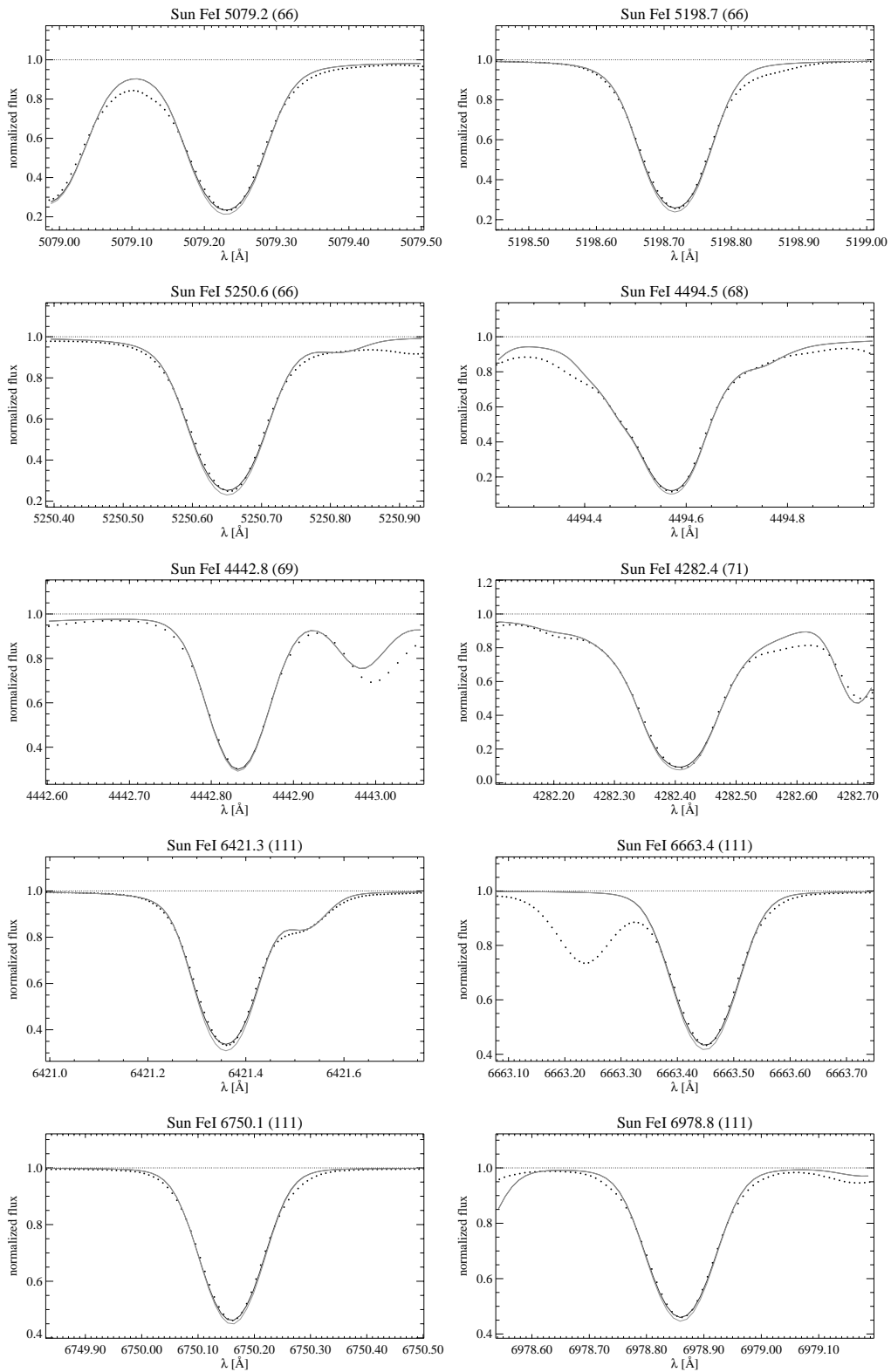
Fortsetzung auf nächster Seite

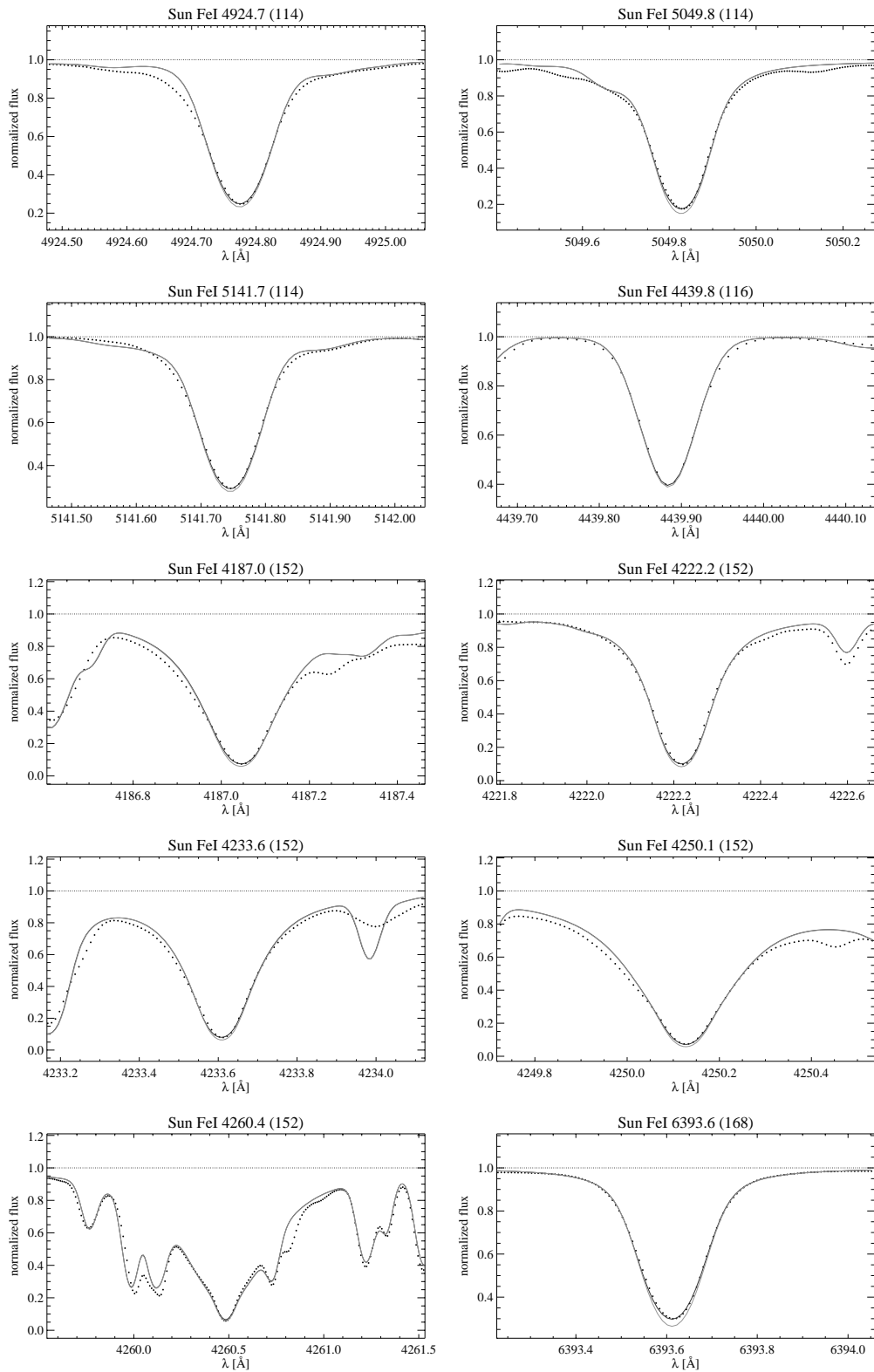
Tabelle A.1 (Fortsetzung)								
Mult.	λ [Å]	E_{low} [eV]	$\log gf$	$\log C_6$	$\log \epsilon(\text{FeI})_{\odot}$ NLTE	Ξ_{RT} [km/s]	W_{λ} [mÅ]	$\log \epsilon(\text{FeI})_{\odot}$ LTE
816	6232.6	3.654	-1.22 [q]	-30.52	7.52	2.5	89	7.50
816	6246.3	3.602	-0.73 [p]	-30.56	7.53	3.0	133	7.51
816	6400.0	3.602	-0.29 [p]	-30.59	7.55	1.6	187	7.52
816	6411.6	3.654	-0.60 [p]	-30.56	7.49	1.5	147	7.46
984	4985.2	3.928	-0.56 [a]	-29.93	7.36	1.7	117	7.34
1005	6793.2	4.076	-2.33 [q]	-30.77	7.43	3.2	14	7.42
1031	5491.8	4.186	-2.19 [q]	-30.38	7.48	3.8	14	7.47
1062	5525.5	4.230	-1.08 [q]	-29.90	7.31	2.5	58	7.30
1087	5662.5	4.178	-0.57 [a]	-29.92	7.48	1.7	104	7.47
1087	5705.4	4.301	-1.36 [q]	-29.90	7.38	3.0	41	7.37
1092	5133.6	4.178	0.14 [k]	-30.25	7.57	2.0	185	7.55
1094	5074.7	4.220	-0.20 [i]	-30.17	7.61	1.5	137	7.60
1108	5661.3	4.284	-1.76 [q]	-29.90	7.42	3.3	24	7.41
1146	5364.8	4.445	0.23 [k]	-30.06	7.43	1.2	147	7.41
1146	5367.4	4.415	0.44 [q]	-30.10	7.29	1.8	166	7.27
1146	5369.9	4.371	0.54 [a]	-30.16	7.31	1.8	195	7.29
1146	5383.3	4.312	0.64 [a]	-30.23	7.29	1.1	214	7.27
1146	5424.0	4.320	0.52 [k]	-30.24	7.51	1.1	241	7.49
1162	5412.8	4.434	-1.72 [q]	-30.10	7.44	3.3	20	7.43
1164	5410.9	4.473	0.40 [a]	-30.05	7.25	2.0	151	7.23
1164	5415.1	4.386	0.64 [a]	-30.16	7.28	1.7	205	7.26
1174	6804.0	4.652	-1.50 [q]	-29.90	7.44	3.3	23	7.43
1178	6024.0	4.548	-0.12 [k]	-30.25	7.66	1.5	125	7.64
1179	5696.1	4.548	-1.72 [q]	-30.11	7.33	3.2	14	7.32
1179	5855.1	4.607	-1.48 [q]	-30.11	7.43	3.2	25	7.42
1195	6752.7	4.638	-1.20 [q]	-29.90	7.44	2.9	38	7.43
1225	6804.2	4.584	-1.81 [q]	-30.30	7.47	3.1	16	7.46
1225	6837.0	4.593	-1.69 [q]	-30.30	7.44	3.1	19	7.43
1228	6667.7	4.584	-2.11 [q]	-30.30	7.54	3.3	10	7.53
1228	6699.1	4.593	-2.10 [q]	-30.30	7.47	3.4	9	7.46
Mittelwert aller 128 Linien					7.48 ± 0.09 (1σ)			
Mittelwert aller Hannover-Linien (28)					7.47 ± 0.07 (1σ)			
Mittelwert aller Oxford-Linien (68)					7.51 ± 0.07 (1σ)			
Mittelwert Hannover + Oxford (96)					7.49 ± 0.08 (1σ)			
Mittelwert Hannover + Oxford im LTE (96)					7.47 ± 0.07 (1σ)			

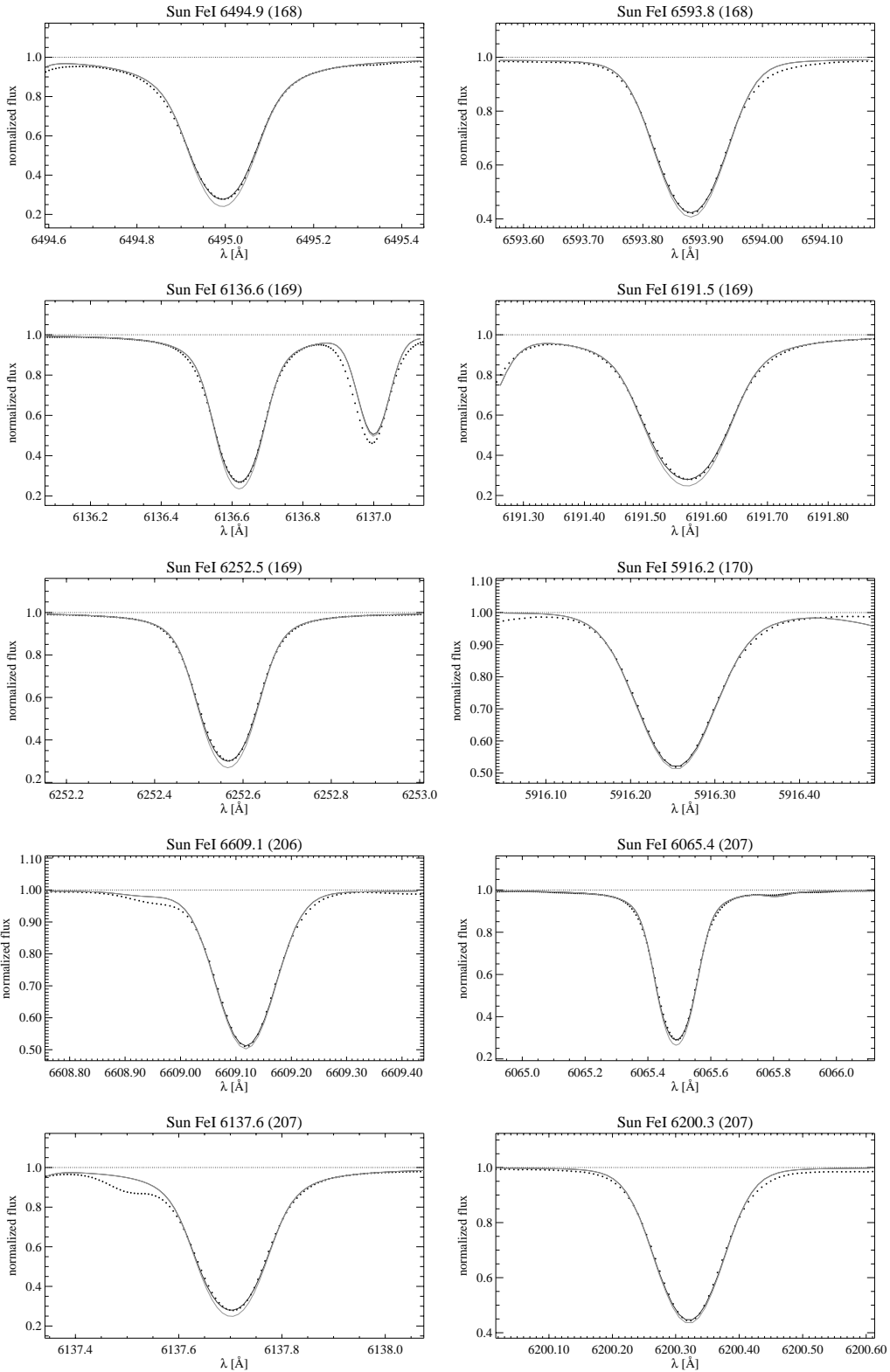


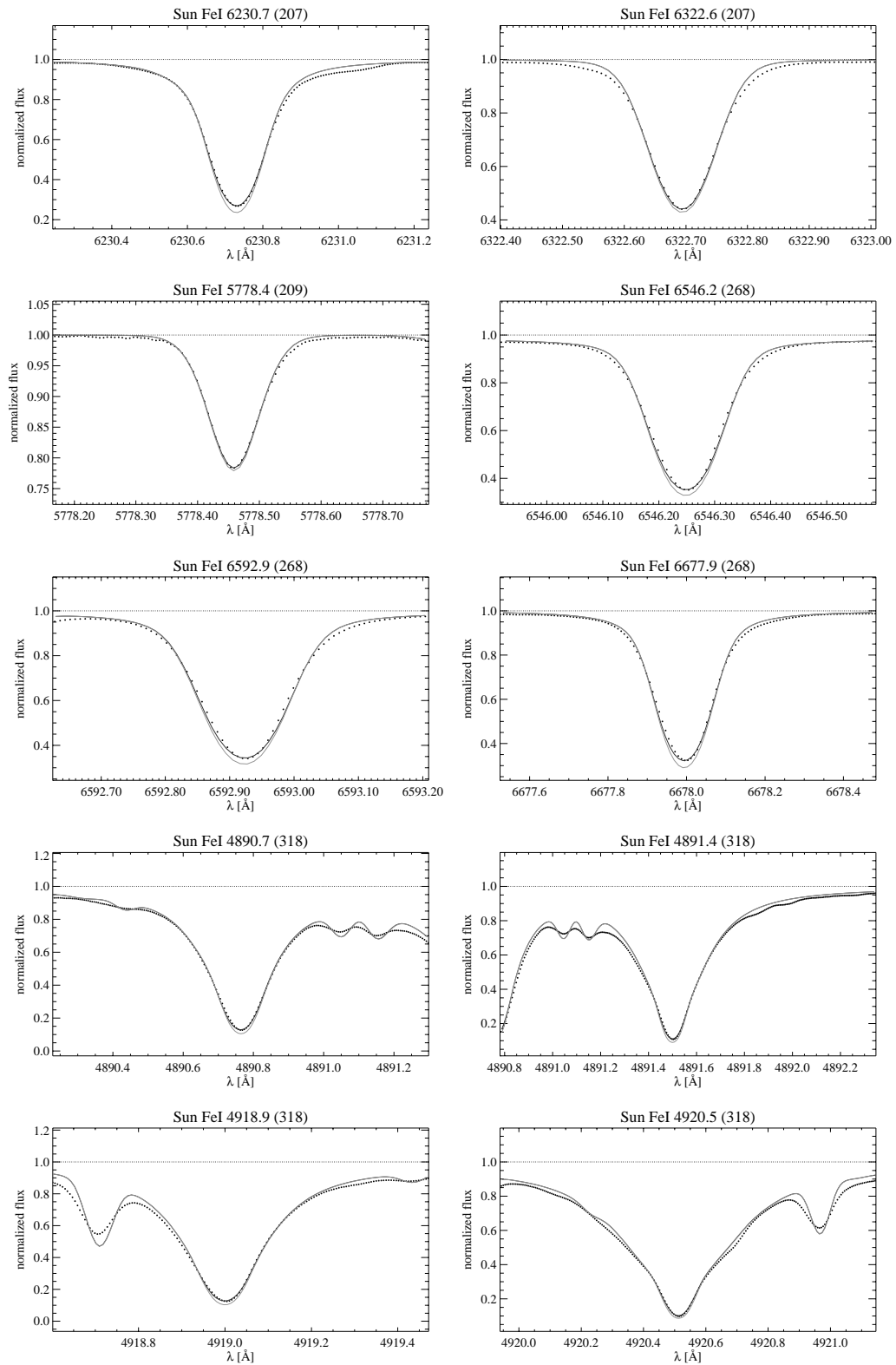


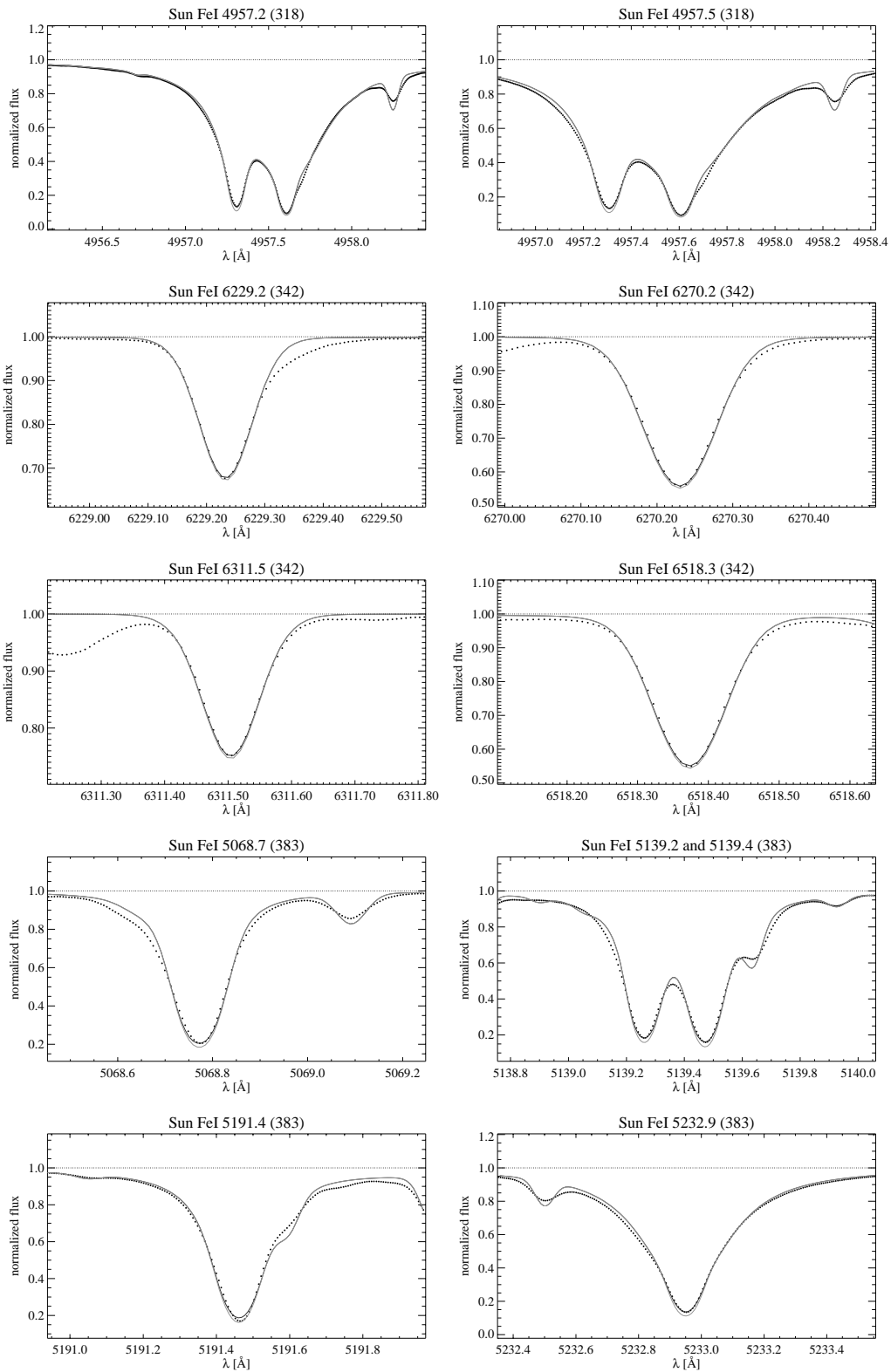


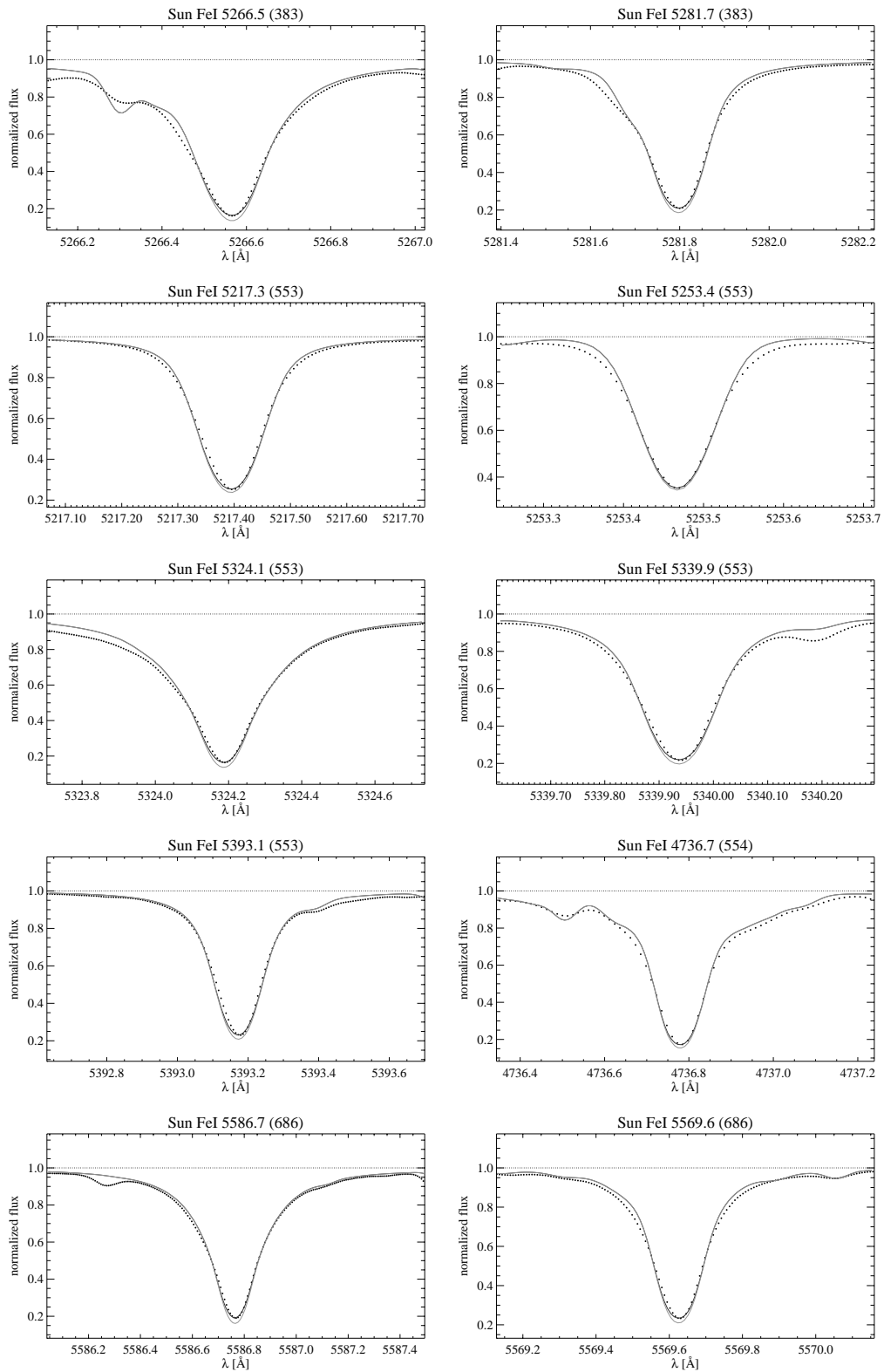


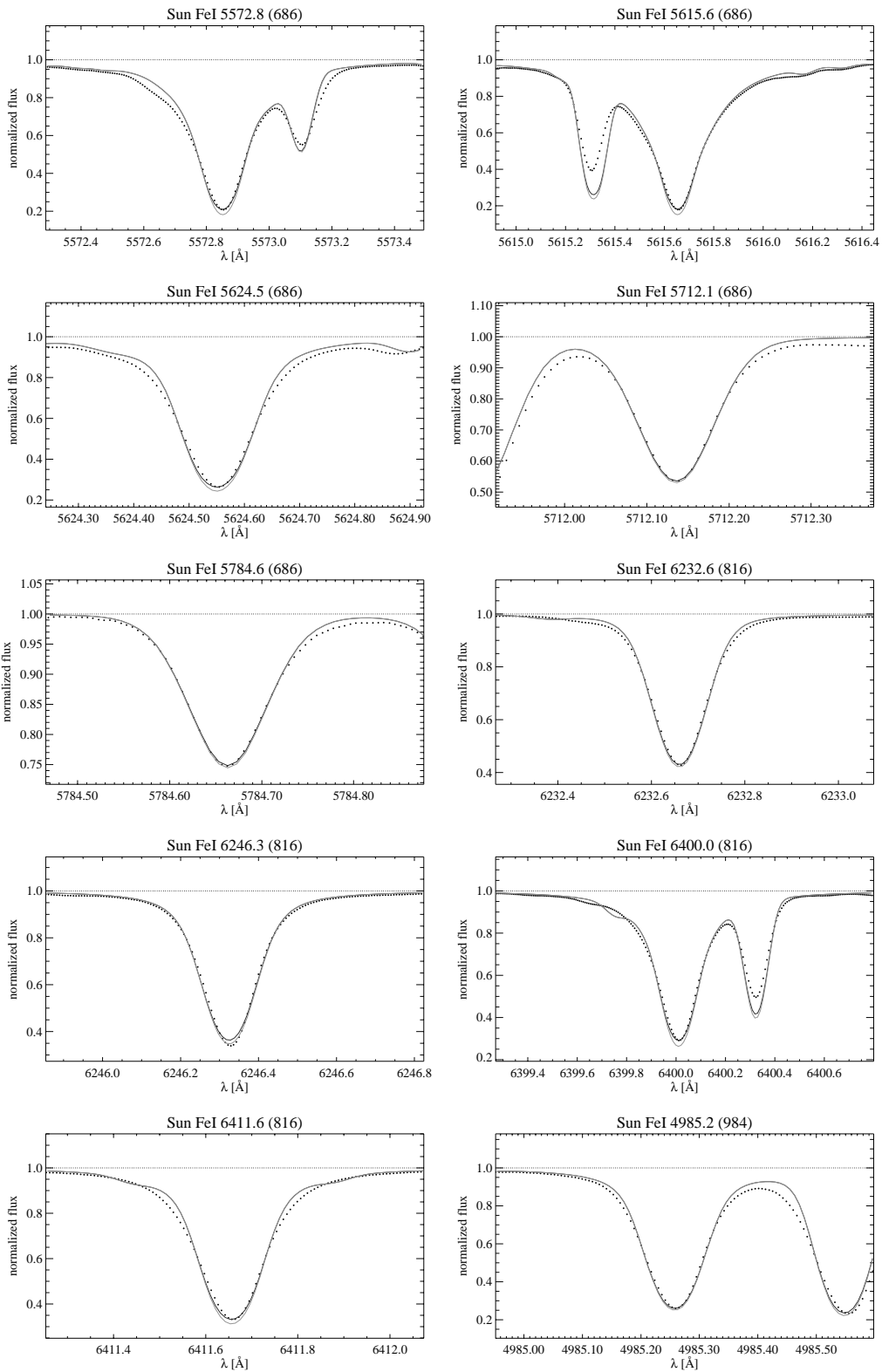


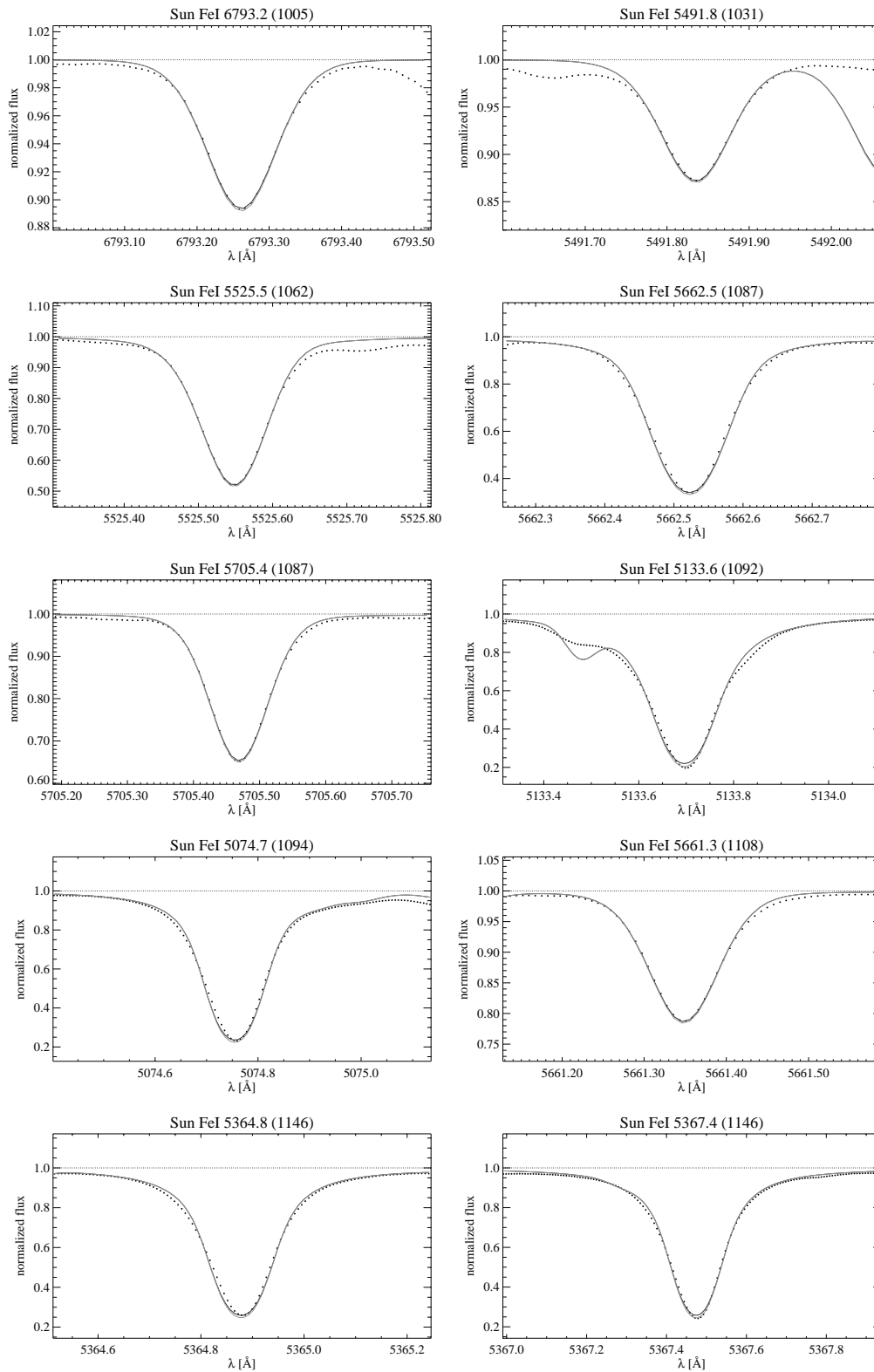


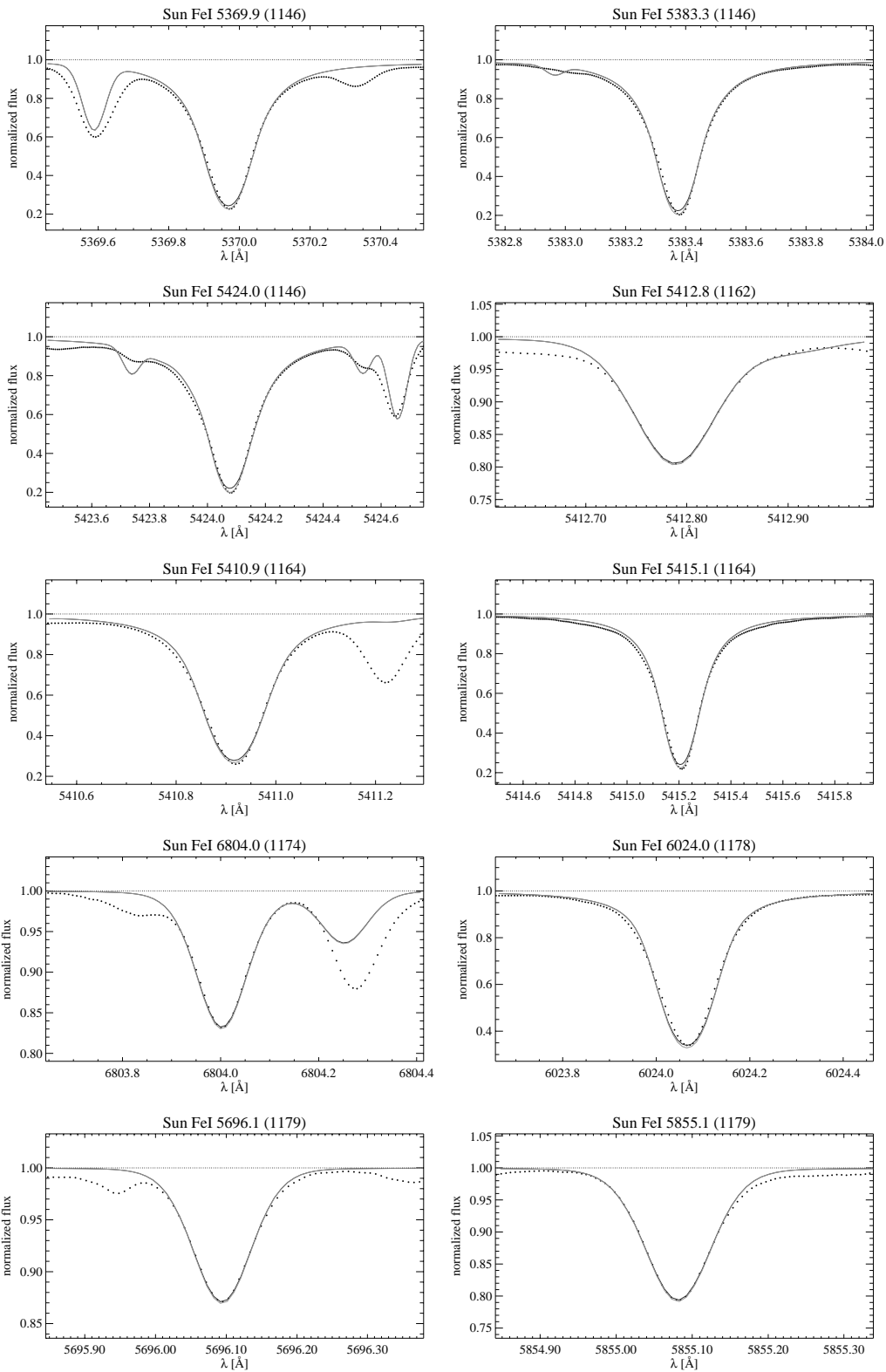


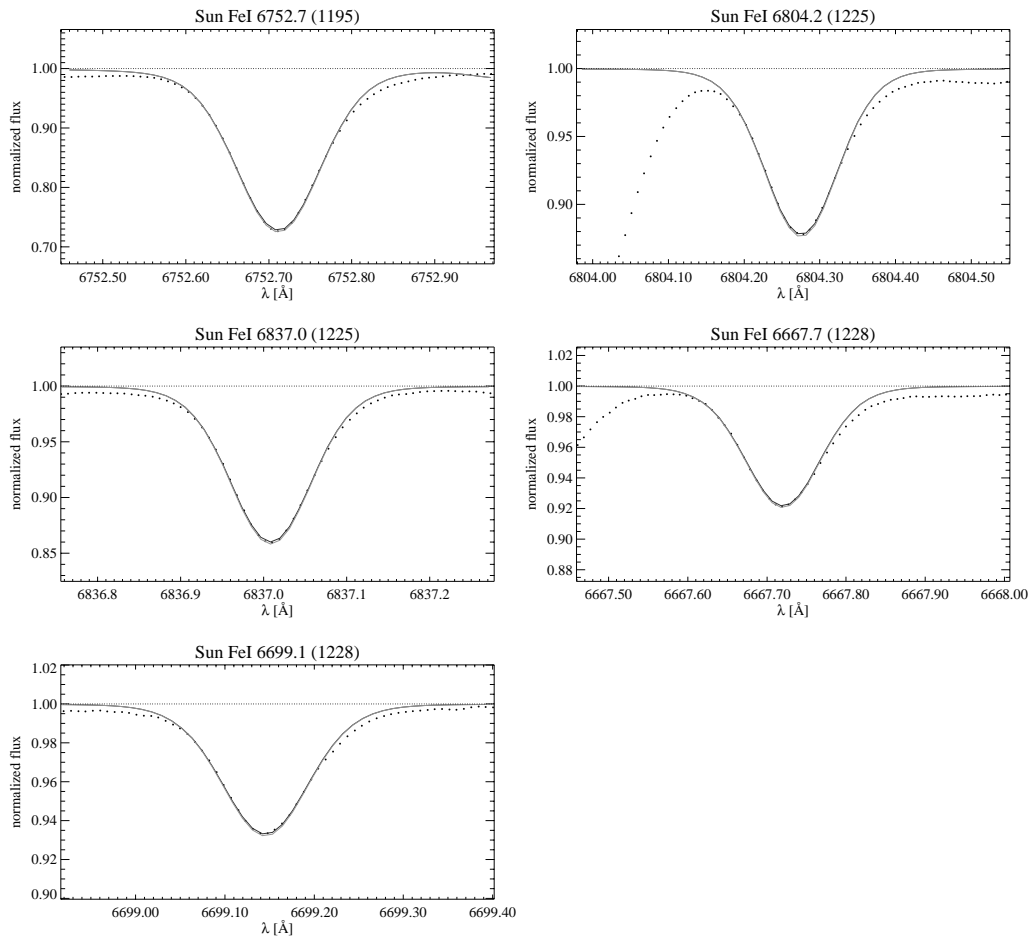












B. Profilanpassung für solare Fe II-Linien

Tabelle B.1: Parametersatz aller an der Sonne angepassten FeII-Linien. Die Spalten 1–6 enthalten die verwendeten atomphysikalischen Größen (E_{low} , in eV, Quellenangabe für den jeweiligen gf -Wert in eckigen Klammern), Spalte 7–9 die jeweils erhaltene LTE-Linienhäufigkeit $\log \varepsilon(\text{FeII})_{\odot}$, das dazugehörige Radial-Tangetialprofil (Ξ_{RT} , in km/s, nach Gray 1977) und die mithilfe des theoretischen Profils berechnete Äquivalentbreite (W_{λ} , in mÅ).

Es wird betont, dass Äquivalentbreiten *ausschließlich* als Hilfsgrößen zum Einsatz kommen, wenn Trends der Elementhäufigkeit als Funktion der Linienstärke minimiert werden (Mikroturbulenzbedingung).

Um einen Eindruck von der Verwendbarkeit und Stärke dieser Linien in metallarmen Sternen zu geben, sind außerdem die in analoger Weise zur Sonne ermittelten Äquivalentbreiten für HD 84937 angegeben.

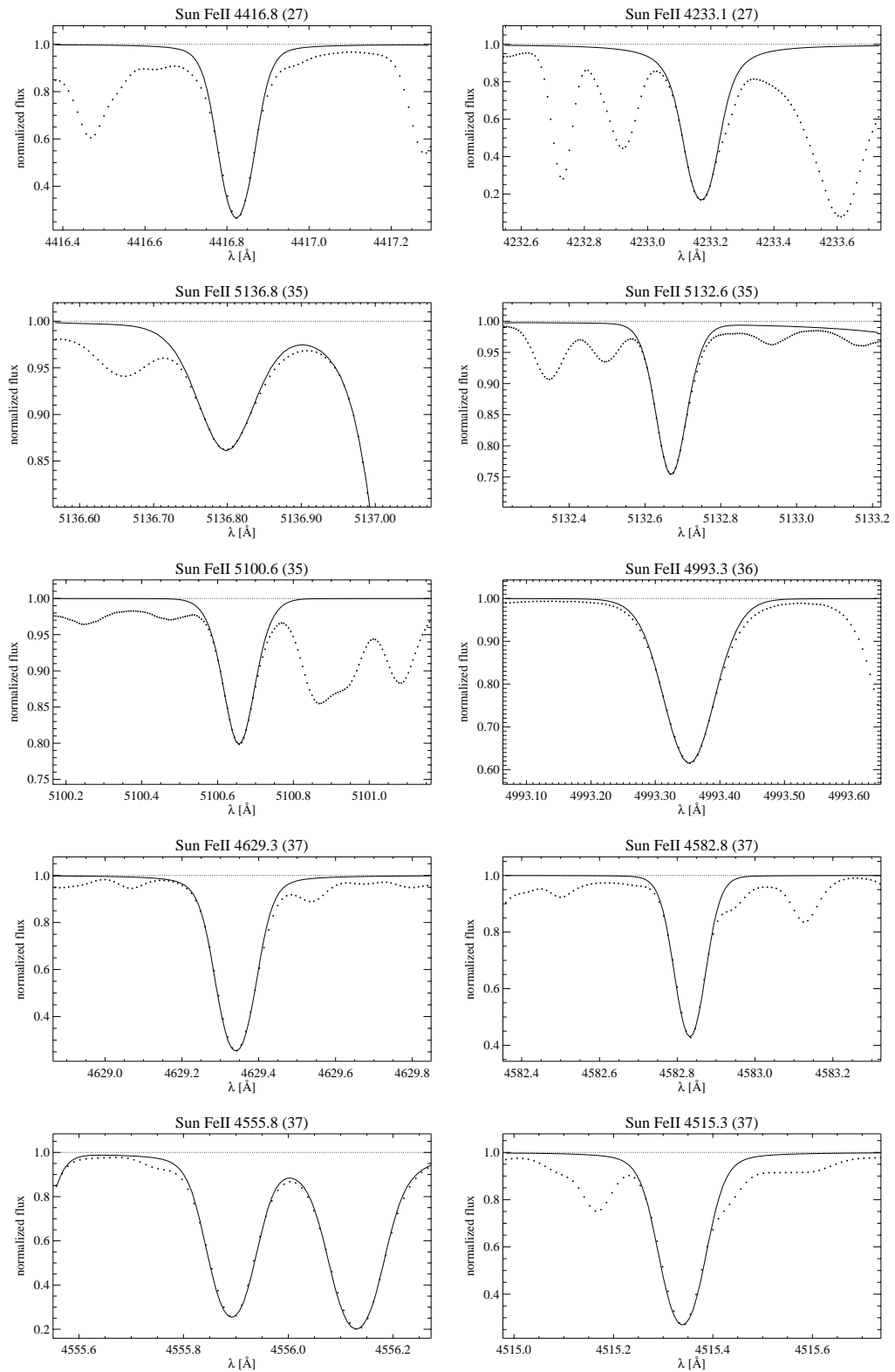
Die $\log C_6$ -Werte der mit einer hochgestellten „1“ markierten Linien wurden – zwecks Konsistenz mit Publikation I – um 0.10–0.40 dex erhöht. Dies hat einen lediglich um 0.01 dex verringerten Mittelwert zur Folge.

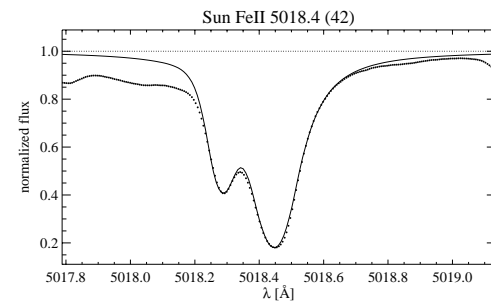
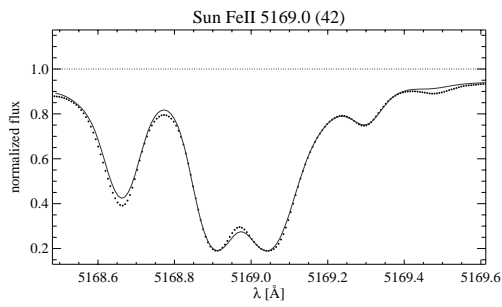
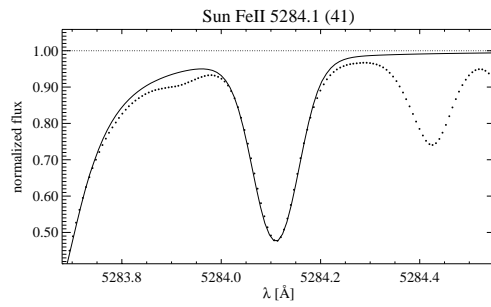
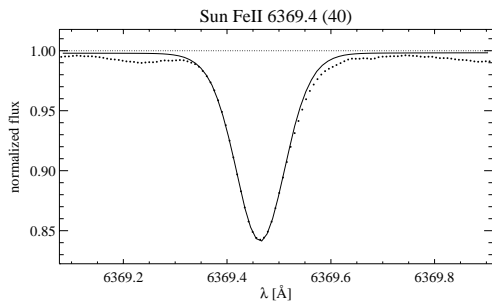
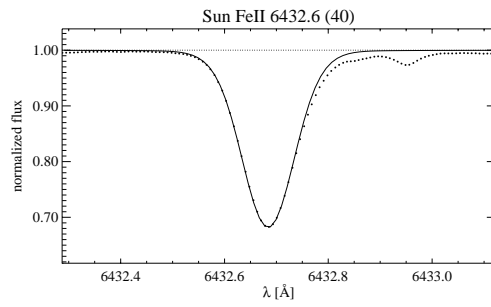
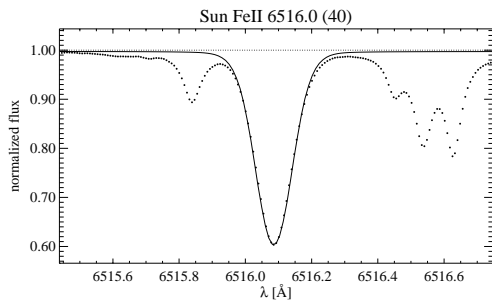
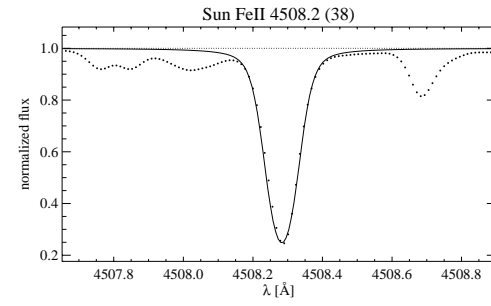
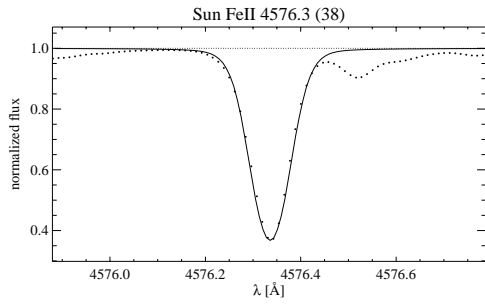
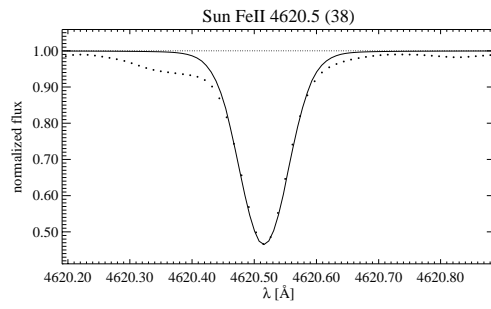
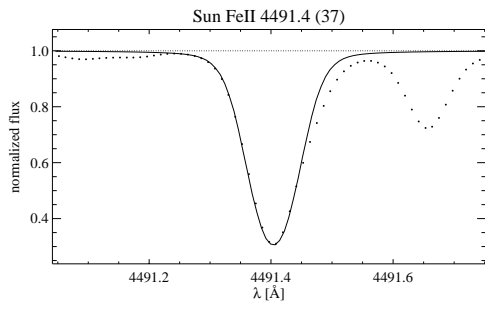
Quellen der gf -Werte: [1]: Raassen & Uylings (1998), [2]: Kurucz (1992), [3]: Hannaford *et al.* (1992), [4]: Schnabel *et al.* (1999).

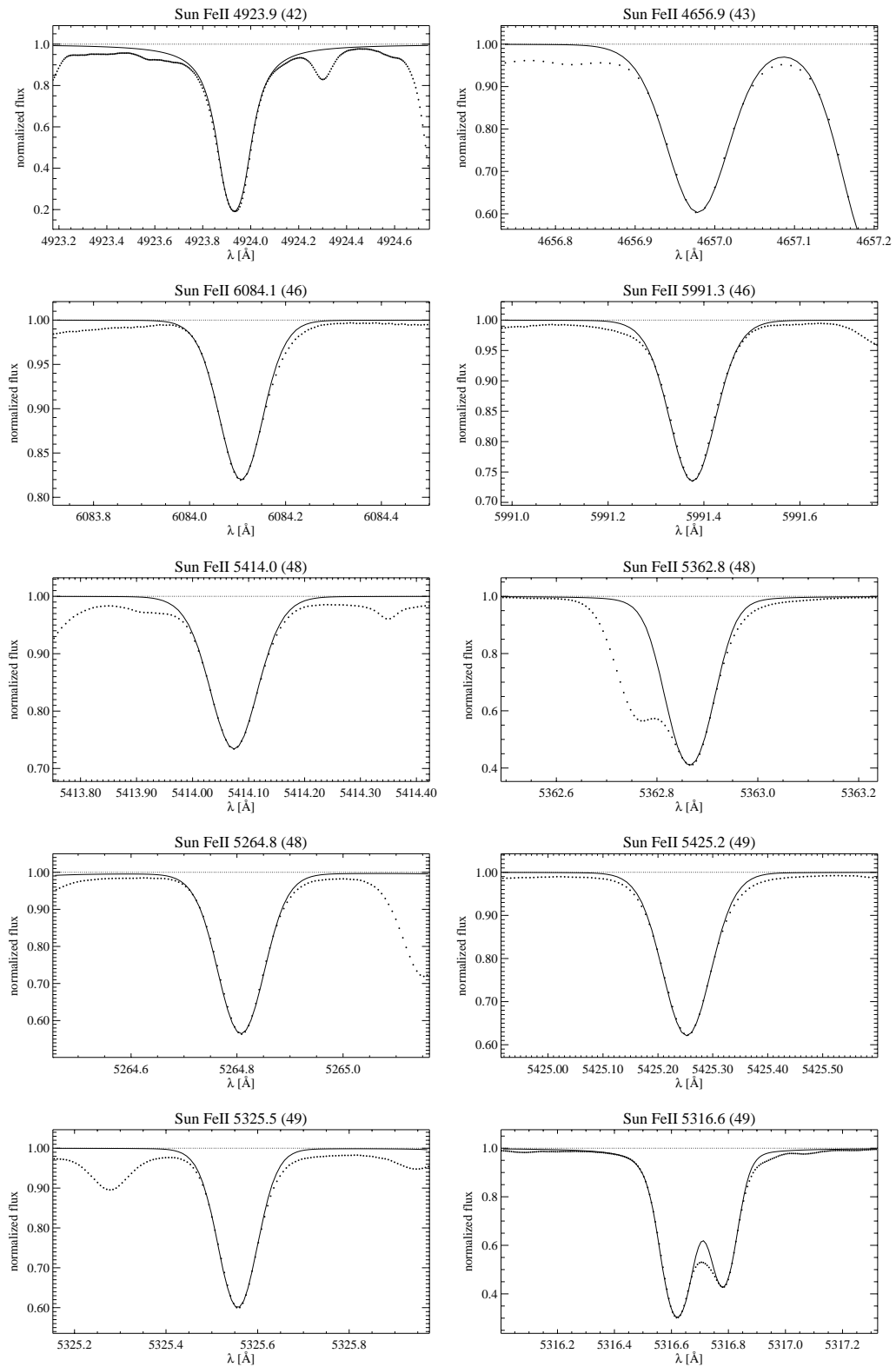
Mult.	λ [Å]	E_{low}	$\log gf$	$\log C_6$	$\log \varepsilon(\text{Fe})_{\odot}$	Ξ_{RT}	W_{λ}	$W_{\lambda}^{\text{HD84937}}$
27	4416.8 ¹	2.77	−2.53 [2]	−31.78	7.40	3.2	87	14
27	4233.1 ¹	2.57	−1.81 [4]	−31.78	7.28	3.8	148	47
35	5136.8 ¹	2.83	−4.37 [1]	−31.78	7.44	3.6	13	
35	5132.6 ¹	2.79	−4.13 [1]	−31.78	7.47	3.6	22	
35	5100.6 ¹	2.79	−4.22 [1]	−31.78	7.55	4.3	22	
36	4993.3	2.79	−3.70 [1]	−32.18	7.48	3.5	39	
37	4629.3	2.79	−2.31 [2]	−32.18	7.44	3.6	97	19
37	4582.8	2.83	−3.22 [1]	−32.18	7.53	3.5	59	
37	4555.8	2.82	−2.33 [2]	−32.18	7.36	3.0	90	19
37	4515.3 ¹	2.83	−2.47 [2]	−31.88	7.45	3.2	88	15
37	4491.4 ¹	2.84	−2.76 [1]	−31.78	7.52	3.2	78	9
38	4620.5 ¹	2.82	−3.19 [4]	−31.78	7.37	3.5	55	
38	4576.3 ¹	2.83	−2.90 [4]	−31.78	7.46	3.5	70	6
38	4508.2 ¹	2.84	−2.34 [1]	−31.78	7.46	3.2	98	20
40	6516.0	2.88	−3.38 [4]	−32.11	7.60	3.6	60	
40	6432.6	2.88	−3.51 [4]	−32.11	7.41	3.4	42	
40	6369.4	2.88	−4.25 [1]	−32.11	7.57	3.6	20	
41	5284.1	2.88	−3.30 [2]	−32.11	7.70	3.5	63	
42	5169.0 ¹	2.88	−1.30 [2]	−32.01	7.53	3.8	312	80
42	5018.4	2.88	−1.40 [2]	−32.11	7.62	3.6	223	72
42	4923.9 ¹	2.88	−1.56 [2]	−31.91	7.54	3.4	186	65
43	4656.9	2.88	−3.57 [4]	−32.11	7.46	4.0	40	

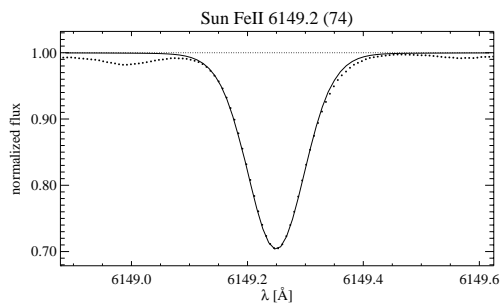
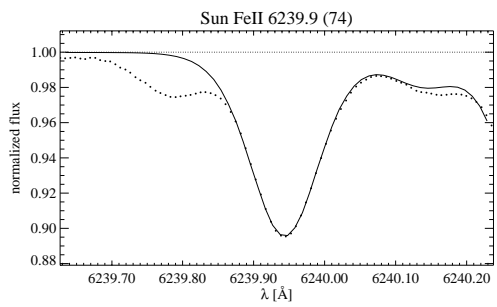
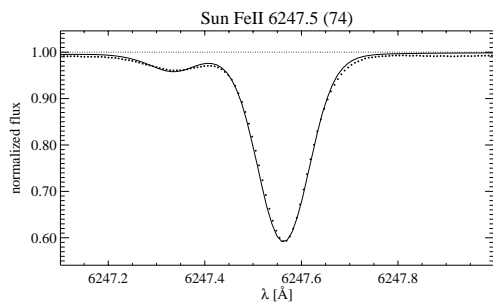
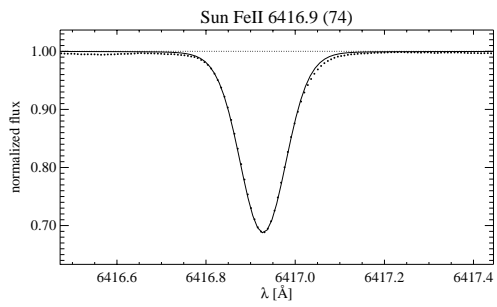
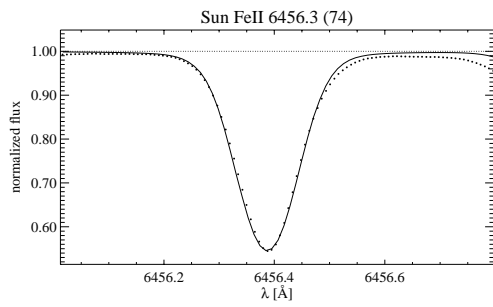
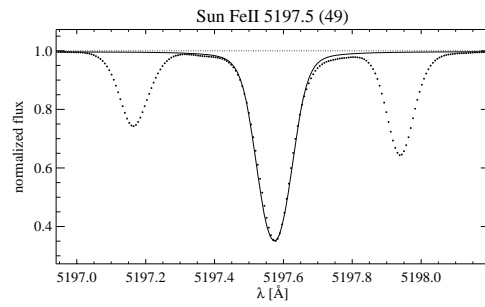
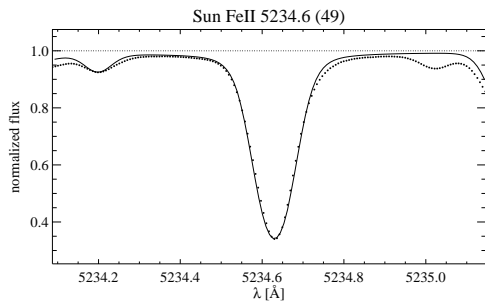
Fortsetzung auf nächster Seite

Tabelle B.1 (Fortsetzung)								
Mult.	λ [Å]	E_{low}	$\log gf$	$\log C_6$	$\log \varepsilon(\text{Fe})_{\odot}$	Ξ_{RT}	W_{λ}	$W_{\lambda}^{\text{HD84937}}$
46	6084.1	3.19	-3.89 [1]	-32.19	7.56	3.5	21	
46	5991.3	3.14	-3.66 [1]	-32.19	7.61	3.9	33	
48	5414.0	3.21	-3.48 [4]	-32.19	7.41	3.8	30	
48	5362.8	3.19	-2.74 [2]	-32.19	7.68	3.0	73	8
48	5264.8	3.22	-3.23 [4]	-32.19	7.66	3.6	50	
49	5425.2	3.19	-3.38 [1]	-32.19	7.62	3.6	43	
49	5325.5	3.21	-3.32 [1]	-32.19	7.62	3.5	45	
49	5316.6 ¹	3.14	-1.93 [2]	-31.89	7.53	3.4	119	29
49	5234.6 ¹	3.21	-2.22 [4]	-31.89	7.52	3.1	101	16
49	5197.5 ¹	3.22	-2.34 [1]	-31.89	7.58	3.1	90	13
74	6456.3	3.89	-2.18 [1]	-32.18	7.60	3.2	66	7
74	6416.9	3.87	-2.87 [1]	-32.18	7.71	3.5	42	
74	6247.5	3.87	-2.43 [1]	-32.18	7.61	3.4	57	
74	6239.9	3.87	-3.57 [1]	-32.18	7.59	4.0	13	
74	6149.2	3.87	-2.84 [1]	-32.18	7.59	3.6	38	
Mittelwert aller 37 Linien					7.53 \pm 0.10 (1σ)			









C. Profilanpassung für Fe I-Linien in HD 84937

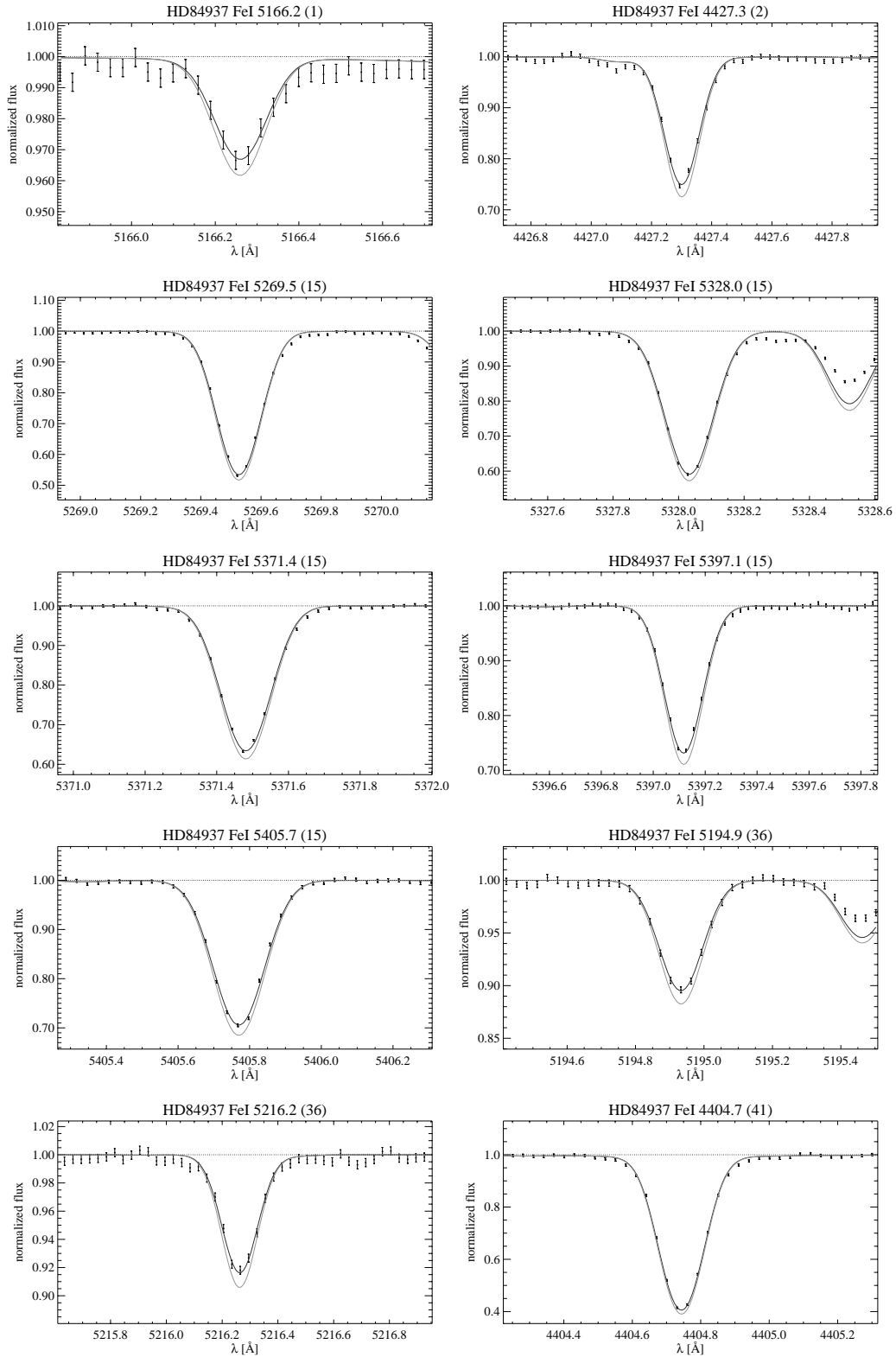
Tabelle C.1: Parametersatz aller in **HD 84937** gemessenen FeI-Linien. Die Spalten 1–4 enthalten die verwendeten atomphysikalischen Größen (E_{low} , in eV; Quellenangabe für den jeweiligen gf -Wert in eckigen Klammern, s. Tabelle 4.5), Spalte 5 und 9 die jeweils erhaltene nicht-differentielle und differentielle, auf $\log \varepsilon(\text{Fe})_{\odot} = 7.51$ bezogene non-LTE-Linienhäufigkeit, Spalte 7 und 8 das dazugehörige externe Faltungsprofil (Ξ_{Gauss} , in km/s), das sich aus Makroturbulenz, Rotation und Instrumentenprofil zusammensetzt, und die mithilfe des theoretischen Profils berechnete Äquivalentbreite (W_{λ} , in mÅ). Die sich anschließenden Abbildungen enthalten jeweils die non-LTE- (schwarz) und die LTE-Anpassung (grau).

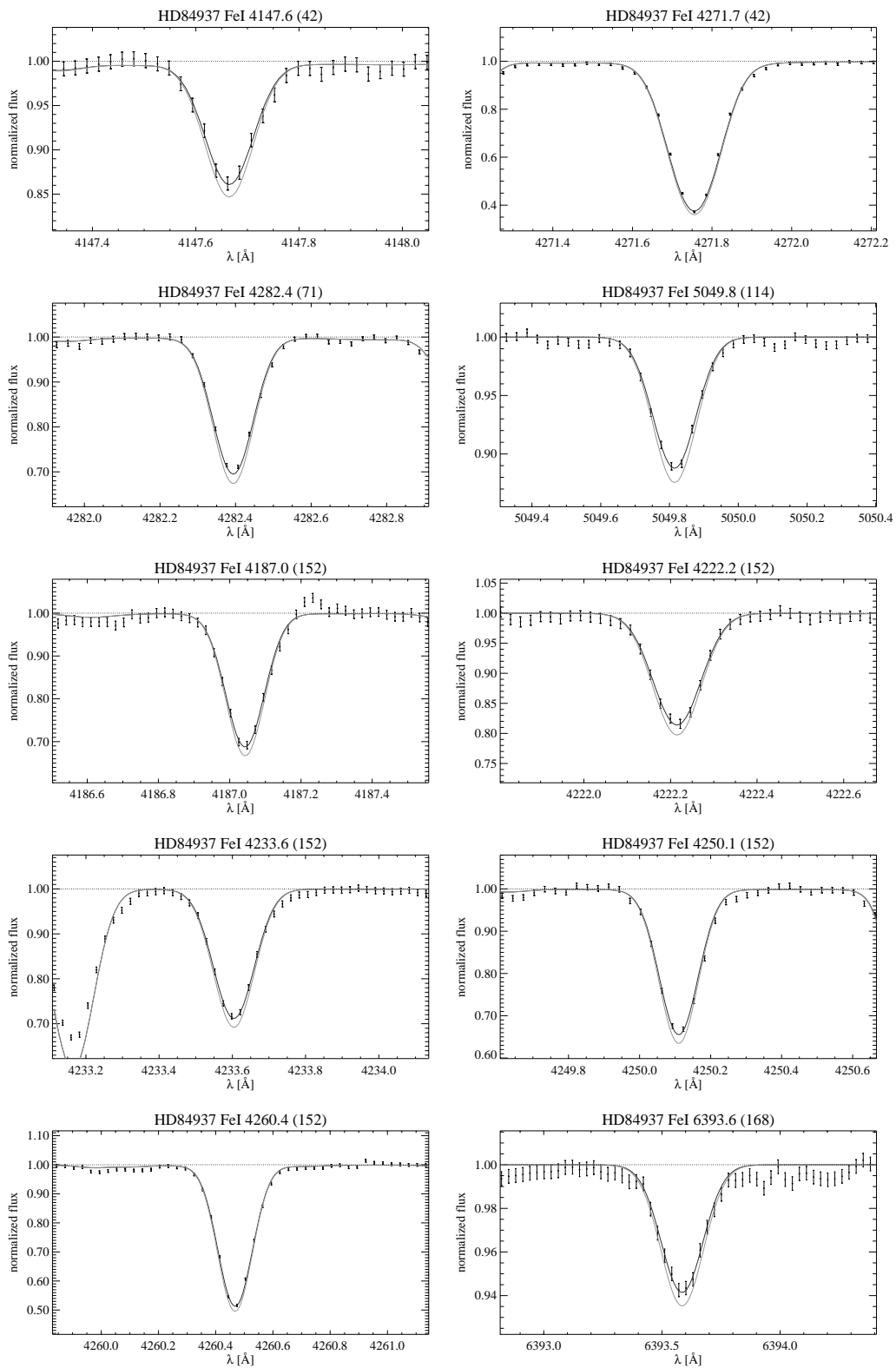
Es wird betont, daß Äquivalentbreiten *ausschließlich* als Hilfsgrößen zum Einsatz kommen, wenn Trends der Elementhäufigkeit als Funktion der Linienstärke minimiert werden („Mikroturbulenzbedingung“). Hierbei ergab sich ein ξ von 1.8 km/s.

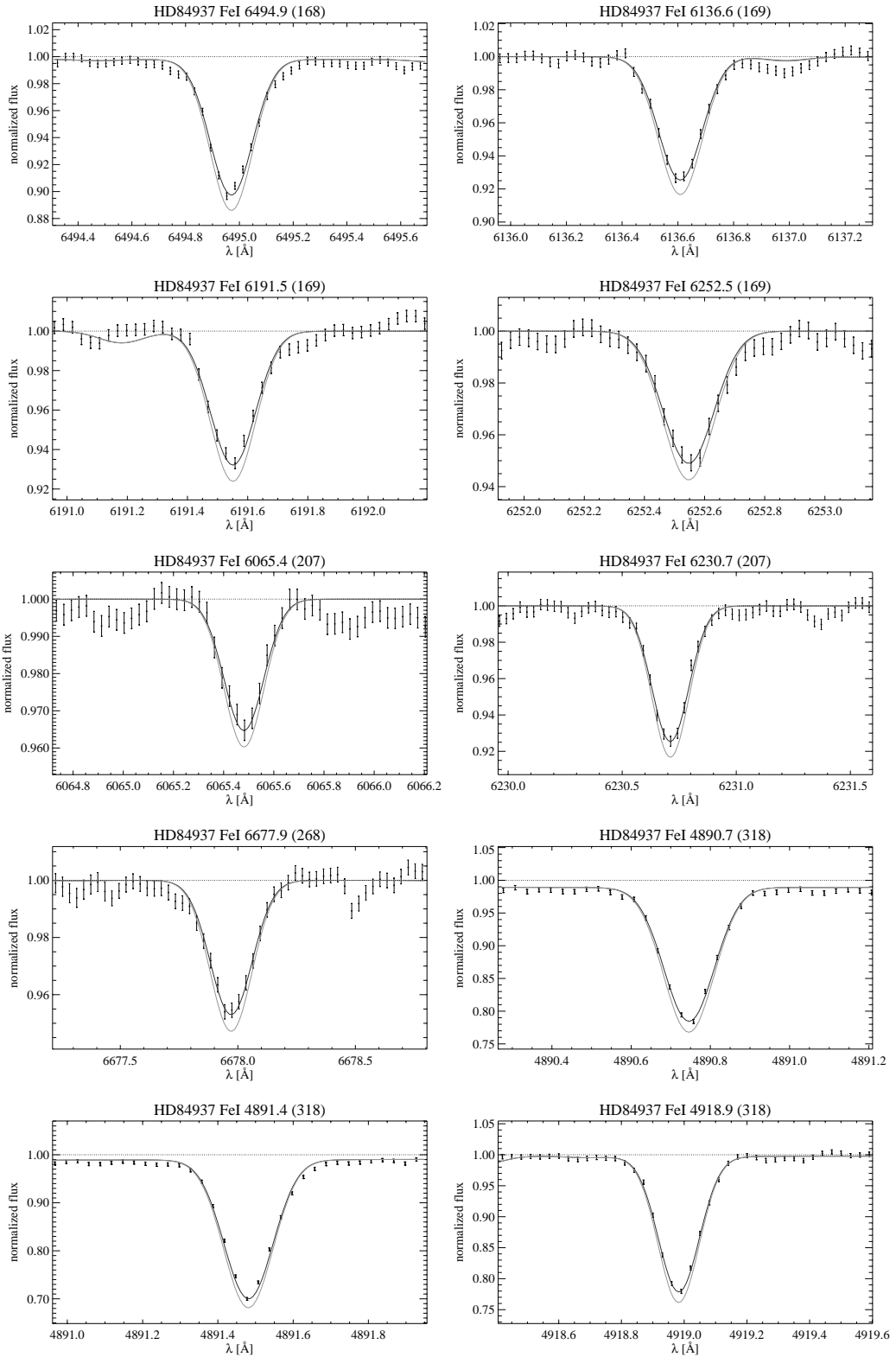
Mult.	λ [Å]	E_{low} [eV]	$\log gf$	[Fe/H] NLTE	$\log gf_{\text{diff}}$	Ξ_{Gauss} [km/s]	W_{λ} [mÅ]	[Fe/H] _{diff} NLTE
1	5166.2	0.000	-4.20 [e]	-2.02	-4.18	4.5	5	-2.04
2	4427.3	0.052	-2.92 [a]	-2.16	-2.94	4.9	36	-2.14
15	5269.5	0.859	-1.32 [n]	-2.06	-1.34	4.5	84	-2.04
15	5328.0	0.915	-1.47 [n]	-2.09	-1.49	4.7	74	-2.07
15	5371.4	0.958	-1.65 [n]	-2.13	-1.70	4.5	64	-2.08
15	5397.1	0.915	-1.99 [n]	-2.12	-2.03	5.0	49	-2.08
15	5405.7	0.990	-1.88 [p]	-2.11	-1.84	4.7	51	-2.15
36	5194.9	1.557	-2.09 [o]	-2.13	-2.15	4.6	17	-2.07
36	5216.2	1.608	-2.15 [o]	-2.14	-2.22	4.6	13	-2.07
41	4404.7	1.557	-0.10 [p]	-2.25	-0.18	4.6	98	-2.15
42	4147.6	1.485	-2.10 [o]	-2.10	-2.15	4.4	17	-2.05
42	4271.7	1.485	-0.16 [o]	-2.12	-0.25	4.6	103	-2.03
71	4282.4	2.176	-0.78 [a]	-2.28	-1.06	4.5	41	-2.00
114	5049.8	2.279	-1.33 [q]	-2.21	-1.31	4.6	18	-2.23
152	4187.0	2.449	-0.55 [g]	-2.23	-0.66	4.7	43	-2.12
152	4222.2	2.449	-0.97 [g]	-2.15	-0.98	4.9	26	-2.14
152	4233.6	2.482	-0.60 [g]	-2.20	-0.70	4.8	40	-2.10
152	4250.1	2.469	-0.41 [g]	-2.27	-0.49	4.6	48	-2.19
152	4260.4	2.399	0.14 [q]	-2.36	-0.01	4.8	74	-2.21
168	6393.6	2.433	-1.43 [p]	-2.04	-1.46	5.3	13	-2.01
168	6494.9	2.404	-1.27 [g]	-2.15	-1.25	4.5	20	-2.17
169	6136.6	2.453	-1.40 [g]	-2.13	-1.39	4.8	15	-2.14
169	6191.5	2.433	-1.42 [a]	-2.20	-1.46	4.5	13	-2.16
169	6252.5	2.404	-1.69 [g]	-2.04	-1.62	5.2	11	-2.11
207	6065.4	2.608	-1.53 [h]	-2.21	-1.46	5.0	7	-2.28
207	6230.7	2.559	-1.28 [h]	-2.14	-1.16	4.9	15	-2.22
268	6677.9	2.692	-1.42 [a]	-2.08	-1.33	5.1	11	-2.17

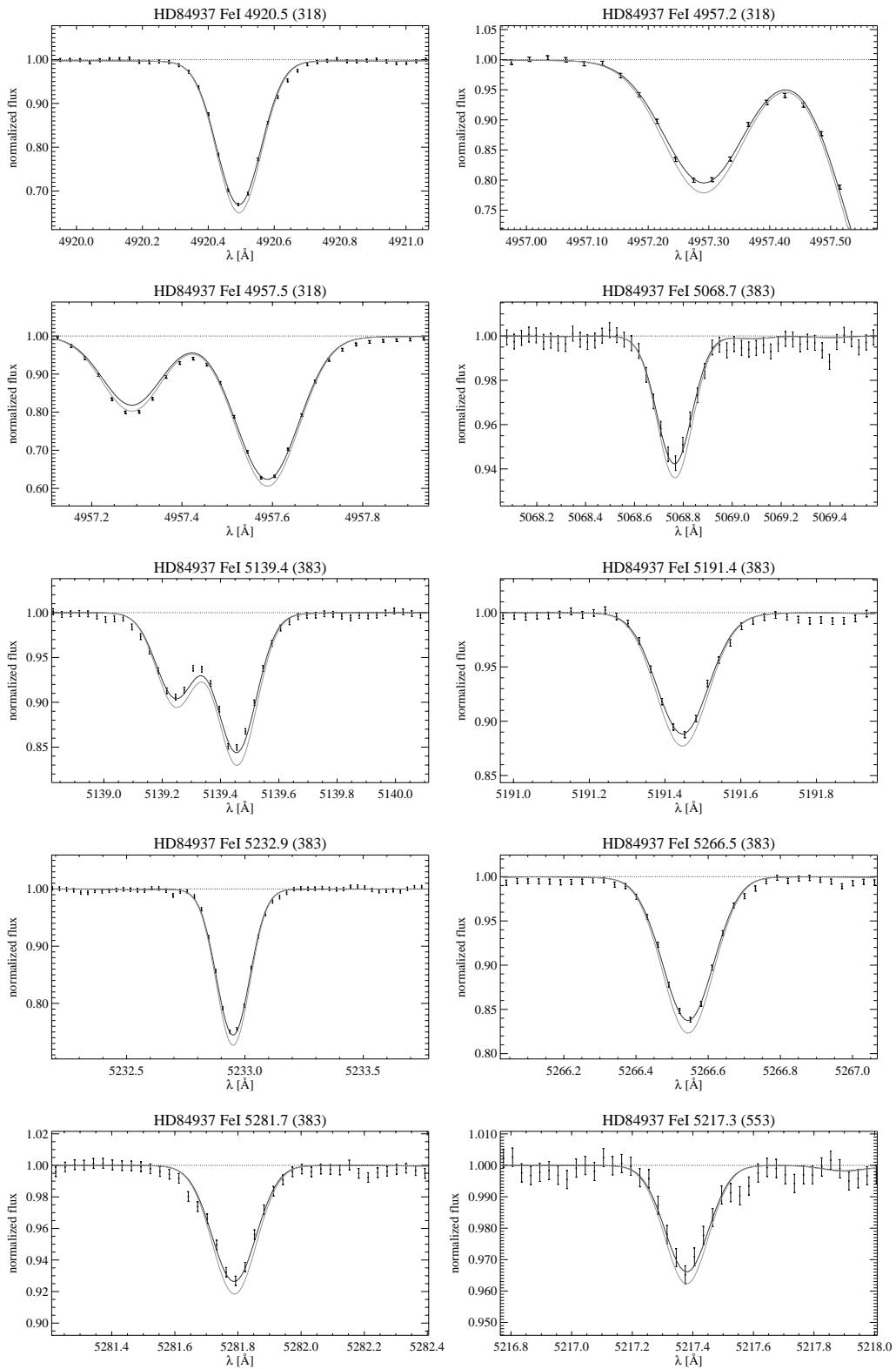
Fortsetzung auf nächster Seite

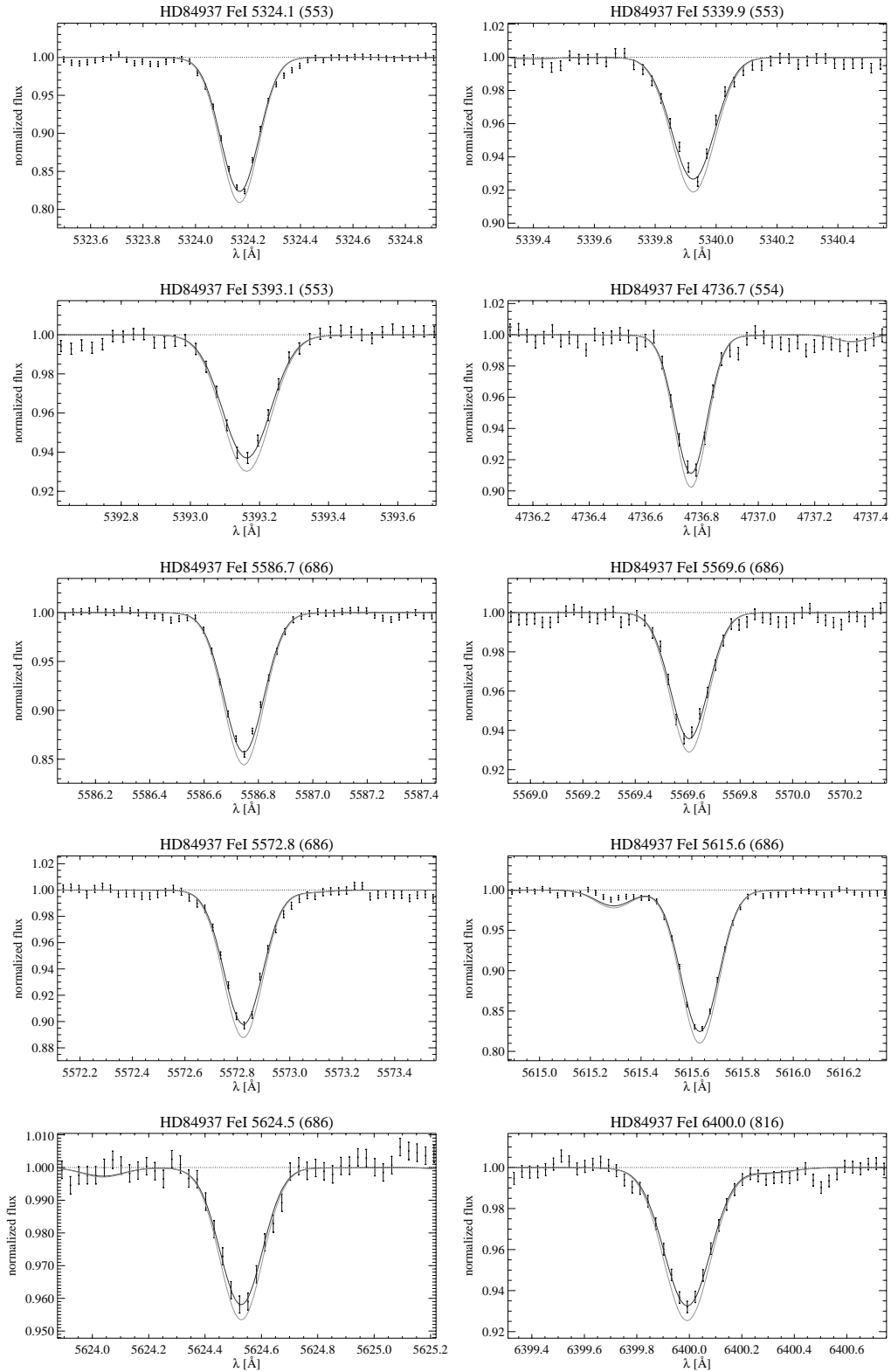
Tabelle C.1 (Fortsetzung)								
Mult.	λ [Å]	E_{low} [eV]	$\log gf$	[Fe/H] NLTE	$\log gf_{\text{diff}}$	Ξ_{Gauss} [km/s]	W_{λ} [mÅ]	[Fe/H] _{diff} NLTE
318	4890.7	2.875	-0.39 [a]	-2.23	-0.44	4.8	33	-2.18
318	4891.4	2.851	-0.11 [a]	-2.24	-0.17	4.8	48	-2.18
318	4918.9	2.865	-0.34 [a]	-2.24	-0.38	4.9	36	-2.20
318	4920.5	2.832	0.07 [a]	-2.30	0.06	4.9	58	-2.29
318	4957.2	2.851	-0.41 [a]	-2.24	-0.42	4.9	34	-2.23
318	4957.5	2.808	0.23 [q]	-2.29	0.19	4.9	67	-2.25
383	5068.7	2.940	-1.04 [a]	-2.17	-1.11	5.5	11	-2.10
383	5139.4	2.940	-0.51 [a]	-2.22	-0.59	4.9	27	-2.14
383	5191.4	3.038	-0.55 [a]	-2.27	-0.61	4.9	19	-2.21
383	5232.9	2.940	-0.10 [q]	-2.23	-0.13	4.9	45	-2.20
383	5266.5	2.998	-0.39 [a]	-2.24	-0.43	5.0	29	-2.20
383	5281.7	3.038	-0.83 [a]	-2.20	-0.91	5.0	13	-2.12
553	5217.3	3.211	-1.07 [p]	-2.16	-1.03	5.3	6	-2.20
553	5324.1	3.211	-0.10 [p]	-2.26	-0.05	5.1	32	-2.31
553	5339.9	3.266	-0.65 [p]	-2.18	-0.62	5.0	13	-2.21
553	5393.1	3.241	-0.71 [p]	-2.22	-0.65	4.9	11	-2.28
554	4736.7	3.211	-0.75 [a]	-2.10	-0.80	4.5	13	-2.05
686	5586.7	3.368	-0.10 [p]	-2.27	-0.07	4.9	27	-2.30
686	5569.6	3.417	-0.49 [q]	-2.27	-0.54	4.9	12	-2.22
686	5572.8	3.396	-0.28 [p]	-2.25	-0.28	5.0	19	-2.25
686	5615.6	3.332	0.05 [p]	-2.31	0.05	4.9	33	-2.31
686	5624.5	3.417	-0.75 [p]	-2.20	-0.75	5.1	8	-2.20
816	6400.0	3.602	-0.29 [p]	-2.20	-0.25	5.3	15	-2.24
816	6411.6	3.654	-0.60 [p]	-2.14	-0.62	5.2	8	-2.12
1092	5133.6	4.178	0.14 [k]	-2.08	0.20	4.6	15	-2.14
1094	5074.7	4.220	-0.20 [i]	-1.94	-0.10	4.8	9	-2.04
1146	5364.8	4.445	0.23 [k]	-2.12	0.15	5.3	11	-2.04
1146	5367.4	4.415	0.44 [q]	-2.22	0.22	5.0	14	-2.00
1146	5369.9	4.371	0.54 [a]	-2.27	0.34	4.9	17	-2.07
1146	5383.3	4.312	0.64 [a]	-2.32	0.42	4.8	21	-2.10
1146	5424.0	4.320	0.52 [k]	-2.15	0.52	4.8	22	-2.15
1164	5410.9	4.473	0.40 [a]	-2.24	0.14	5.3	11	-1.98
1164	5415.1	4.386	0.64 [a]	-2.32	0.41	5.0	18	-2.09
1178	6024.0	4.548	-0.12 [k]	-1.98	0.03	4.0	6	-2.13
Mittelwert aller 61 Linien				-2.18				
1 σ -Fehler				± 0.09				
								-2.15
								± 0.09

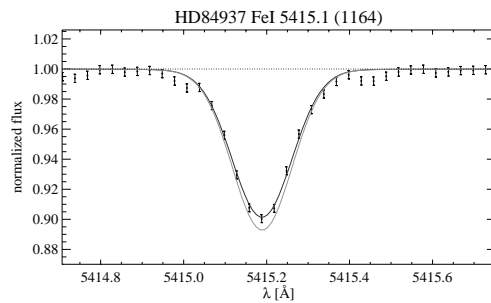
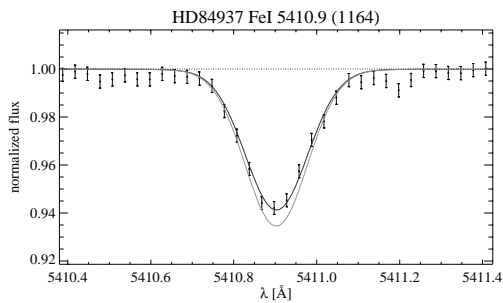
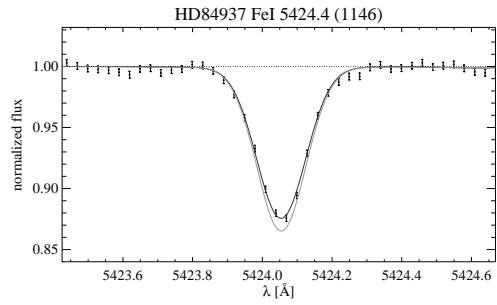
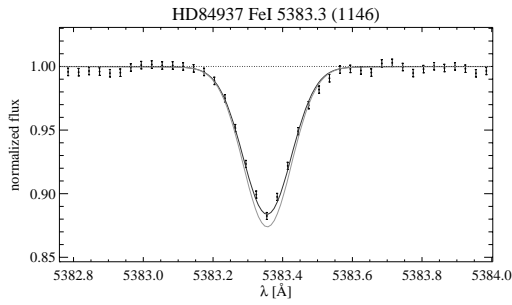
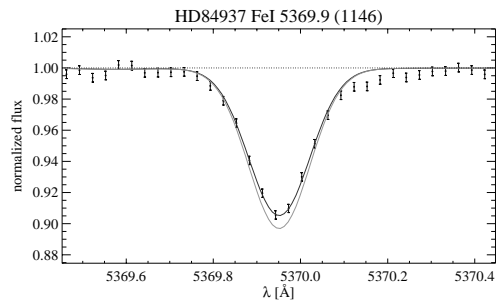
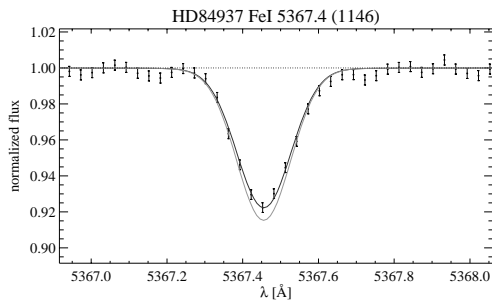
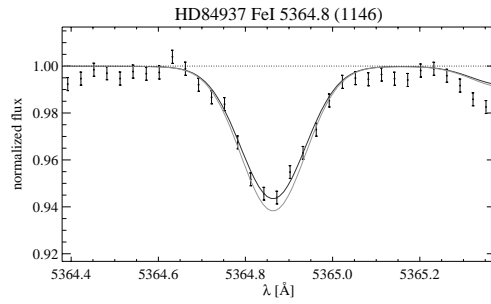
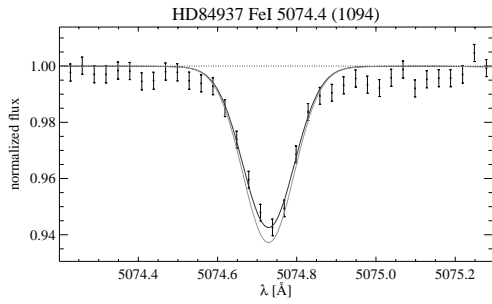
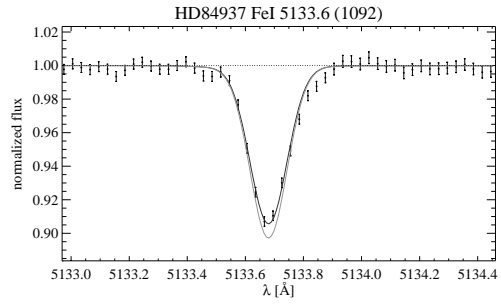
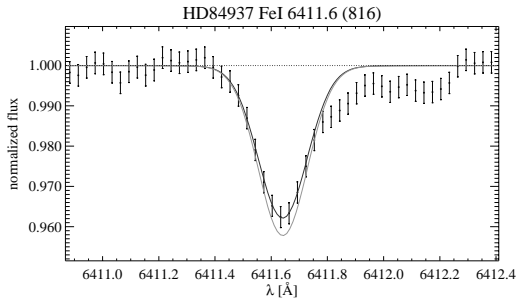


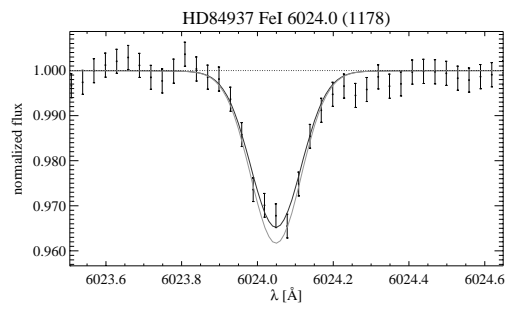










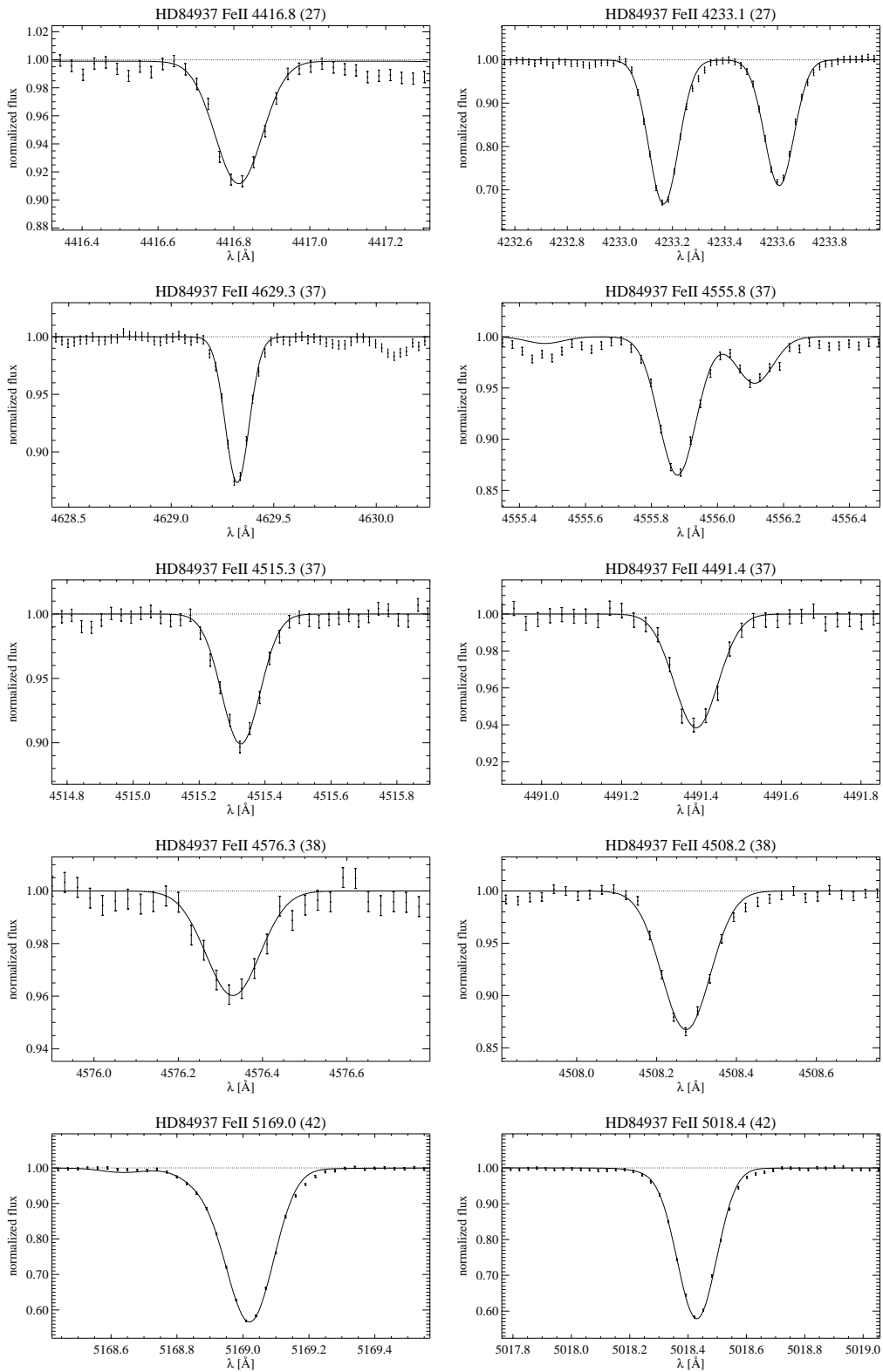


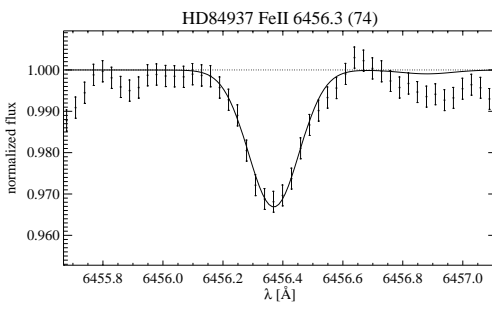
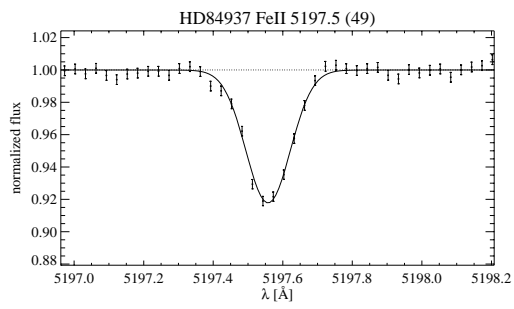
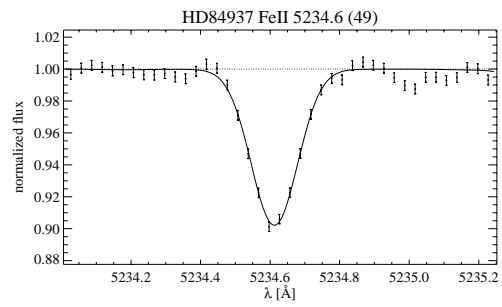
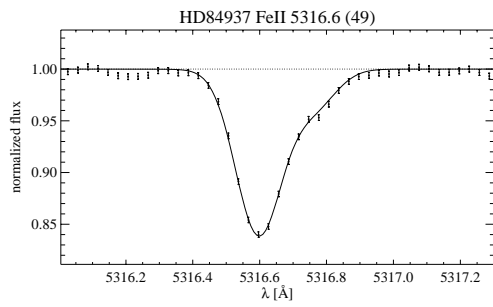
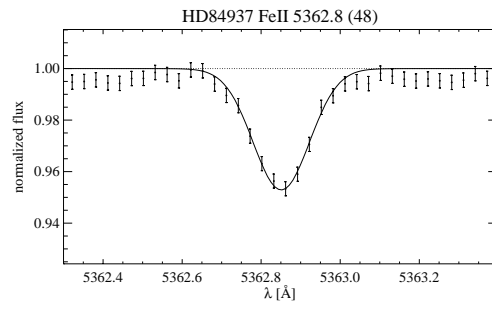
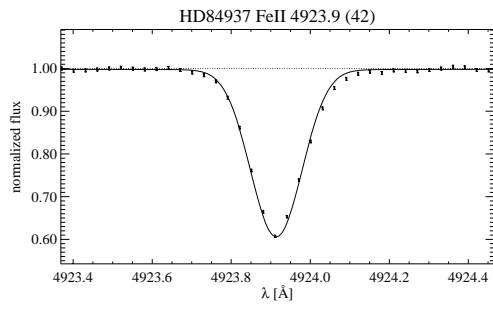
D. Profilanpassung für Fe II-Linien in HD 84937

Tabelle D.1: Parametersatz aller in **HD 84937** gemessenen FeII-Linien. Die Spalten 1–4 enthalten die verwendeten atomphysikalischen Größen (E_{low} , in eV, Quellenangabe für den jeweiligen gf -Wert in eckigen Klammern, s. Tabelle B.1), Spalte 5 und 9 die jeweils erhaltene nicht-differentielle und differentielle, auf $\log \varepsilon(\text{Fe})_{\odot} = 7.51$ bezogene LTE-Linienhäufigkeit, Spalte 7 und 8 das dazugehörige externe Faltungsprofil (Ξ_{Gauss} , in km/s), das sich aus Makroturbulenz, Rotation und Instrumentenprofil zusammensetzt, und die mithilfe des theoretischen Profils berechnete Äquivalentbreite (W_{λ} , in mÅ).

Es wird betont, dass Äquivalentbreiten *ausschließlich* als Hilfsgrößen zum Einsatz kommen, wenn Trends der Elementhäufigkeit als Funktion der Linienstärke minimiert werden („Mikroturbulenzbedingung“). Hierbei ergab sich ein ξ von 1.8 km/s.

Mult.	λ [Å]	E_{low} [eV]	$\log gf$	[Fe/H] LTE	$\log gf_{\text{diff}}$	Ξ_{Gauss} [km/s]	W_{λ} [mÅ]	[Fe/H] _{diff} LTE
27	4416.8	2.77	-2.53 [2]	-2.26	-2.64	5.4	14	-2.15
27	4233.1	2.57	-1.81 [4]	-2.37	-2.04	4.9	47	-2.14
37	4629.3	2.79	-2.31 [2]	-2.32	-2.38	4.7	19	-2.25
37	4555.8	2.82	-2.33 [2]	-2.25	-2.48	4.6	19	-2.10
37	4515.3	2.83	-2.47 [2]	-2.23	-2.53	4.9	15	-2.17
37	4491.4	2.84	-2.76 [1]	-2.20	-2.75	4.6	9	-2.21
38	4576.3	2.83	-2.90 [4]	-2.21	-2.95	5.4	6	-2.16
38	4508.2	2.84	-2.34 [1]	-2.19	-2.39	5.1	20	-2.14
42	5169.0	2.88	-1.30 [2]	-2.09	-1.28	4.7	80	-2.11
42	5018.4	2.88	-1.40 [2]	-2.10	-1.29	4.6	72	-2.21
42	4923.9	2.88	-1.56 [2]	-2.08	-1.53	4.6	65	-2.11
48	5362.8	3.19	-2.74 [2]	-1.96	-2.57	5.1	8	-2.13
49	5316.6	3.14	-1.93 [2]	-2.20	-1.91	4.9	29	-2.22
49	5234.6	3.21	-2.22 [4]	-2.13	-2.21	4.8	16	-2.14
49	5197.5	3.22	-2.34 [1]	-2.11	-2.27	4.6	13	-2.18
74	6456.3	3.89	-2.18 [1]	-2.02	-2.09	5.0	7	-2.11
Mittelwert aller 16 Linien				-2.17				-2.16
1 σ -Fehler				± 0.11				± 0.05





**E. Gemessene
Fe I-Äquivalentbreiten in
den Eichsternen**

Tabelle E.1: Atomare Daten und gemessene Äquivalentbreiten der Fei-Linien in den Eichsternen. Spalten 1–5: Multilettnummer, Wellenlänge [Å], Anregungsenergie des unteren Niveaus [eV], gf -Wert nach Nave *et al.* (1994) samt Quelle des gf -Wertes (Notation nach Gehren *et al.* 2001b) und $\log C_6$ nach AOM. Spalten 7–11: gemessene Äquivalentbreiten [mÅ]. Die Genauigkeit der Äquivalentbreiten ist gering (ca. 5%), da nicht jeder Blendbeitrag herausgerechnet wurde. Weil die Äquivalentbreiten lediglich zur Ableitung der Mikroturbulenz herangezogen werden, hat dies keinen Einfluss auf die Analyse.

no.	λ	E_{low}	$\log gf$	$\log C_6$	Procyon	Gmb 1830	HD 19445	HD 84937	HD 140283
1	5166.2	0.000	-4.20 [e]	-32.07	73		16	5	11
1	5225.5	0.110	-4.79 [e]	-32.05	33	62			
1	5247.0	0.087	-4.95 [e]	-32.06	27	57			
1	5250.2	0.121	-4.94 [e]	-32.05	26	57			
2	4347.2	0.000	-5.50 [e]	-32.01		27			
2	4427.3	0.052	-2.92 [a]	-32.00			60	36	56
2	4445.4	0.087	-5.44 [e]	-32.00	11	27			
3	4232.7	0.110	-4.93 [e]	-31.97		47			
13	6498.9	0.958	-4.70 [f]	-31.93		27			
15	5269.5	0.859	-1.32 [n]	-31.89			111	84	97
15	5328.0	0.915	-1.47 [n]	-31.88			100	74	89
15	5371.4	0.958	-1.65 [n]	-31.87			89	64	80
15	5397.1	0.915	-1.99 [n]	-31.88			73	49	64
15	5405.7	0.990	-1.88 [p]	-31.87			76	51	69
34	6581.2	1.485	-4.68 [p]	-31.81		7			
34	6739.5	1.557	-4.79 [p]	-31.76		4			
36	5194.9	1.557	-2.09 [o]	-31.68	109		34	17	
36	5216.2	1.608	-2.15 [o]	-31.67	101		27	13	22
41	4404.7	1.557	-0.10 [p]	-31.56				98	
42	4147.6	1.485	-2.10 [o]	-31.52	100			17	26
42	4271.7	1.485	-0.16 [o]	-31.55				103	
62	6151.6	2.176	-3.27 [q]	-31.57	20	22			
62	6297.8	2.223	-2.73 [q]	-31.57	46	49			
64	6082.7	2.223	-3.59 [p]	-31.55		13			
64	6240.6	2.223	-3.23 [p]	-31.56	21	21			
66	5079.2	2.198	-2.07 [g]	-31.43	92	93			
66	5198.7	2.223	-2.14 [g]	-31.44	77				
66	5250.6	2.198	-2.18 [a]	-31.46	90	87			
68	4494.5	2.198	-1.14 [g]	-31.30					36
69	4442.8	2.176	-2.79 [g]	-31.29		37			
71	4282.4	2.176	-0.78 [a]	-31.24			57	41	45
111	6421.3	2.279	-1.95 [p]	-31.56	87	91			
111	6663.4	2.424	-2.45 [p]	-31.52	60	54			
111	6750.1	2.424	-2.61 [p]	-31.53	45	46			
111	6978.8	2.484	-2.48 [p]	-31.52	53				
114	4924.7	2.279	-2.24 [q]	-31.37	73	69			
114	5049.8	2.279	-1.33 [q]	-31.39			33	18	25
114	5141.7	2.424	-1.96 [p]	-31.35	62				
116	4439.8	2.279	-3.00 [g]	-31.24	24	24			
152	4187.0	2.449	-0.55 [g]	-30.64			62	43	54
152	4222.2	2.449	-0.97 [g]	-30.65			42	26	34
152	4233.6	2.482	-0.60 [g]	-30.64			59	40	44
152	4250.1	2.469	-0.41 [g]	-30.66			72	48	53
152	4260.4	2.399	0.14 [q]	-30.69			100	74	75
168	6393.6	2.433	-1.43 [p]	-31.50	101		22	13	15
168	6494.9	2.404	-1.27 [g]	-31.52			38	20	28
168	6593.8	2.433	-2.42 [g]	-31.51	54	57			
169	6136.6	2.453	-1.40 [g]	-31.47			26	15	18
169	6191.5	2.433	-1.42 [a]	-31.48			25	13	18
169	6252.5	2.404	-1.69 [g]	-31.49	95		18	11	12
170	5916.2	2.453	-2.99 [g]	-31.44	25				
206	6609.1	2.559	-2.69 [h]	-31.47	34	33			
207	6065.4	2.608	-1.53 [h]	-31.40	97	99	16	7	11
207	6137.6	2.588	-1.40 [h]	-31.42					15
207	6200.3	2.608	-2.44 [h]	-31.42	44	41			
207	6230.7	2.559	-1.28 [h]	-31.44			30	15	21
207	6322.6	2.588	-2.43 [h]	-31.43	48	44			
209	5778.4	2.588	-3.43 [q]	-31.38	7				
268	6546.2	2.758	-1.54 [a]	-31.39	81	88			8
268	6592.9	2.727	-1.47 [a]	-31.40		92			9
268	6677.9	2.692	-1.42 [a]	-31.42	100		20	11	12
318	4890.7	2.875	-0.39 [a]	-30.65			50	33	38
318	4891.4	2.851	-0.11 [a]	-30.66			67	48	54
318	4918.9	2.865	-0.34 [a]	-30.66			57	36	41
318	4920.5	2.832	0.07 [a]	-30.68			81	58	64
318	4957.2	2.851	-0.41 [a]	-30.69			56	34	39
318	4957.5	2.808	0.23 [q]	-30.70			95	67	75

no.	λ	E_{low}	$\log gf$	$\log C_6$	Procyon	Gmb 1830	HD 19445	HD 84937	HD 140283
342	6229.2	2.845	-2.81 [p]	-31.32	19	10			
342	6270.2	2.858	-2.46 [p]	-31.32	28	20			
383	5068.7	2.940	-1.04 [a]	-30.67			18	11	14
383	5139.4	2.940	-0.51 [a]	-30.68			44	27	21
383	5191.4	3.038	-0.55 [a]	-30.65			36	19	25
383	5232.9	2.940	-0.10 [q]	-30.71			67	45	50
383	5266.5	2.998	-0.39 [a]	-30.68			47	29	34
383	5281.7	3.038	-0.83 [a]	-30.67			22	13	14
384	4787.8	2.998	-2.53 [p]	-30.55	18				
553	5217.3	3.211	-1.07 [p]	-30.56	88	95	10	6	7
553	5253.4	3.283	-1.57 [q]	-31.16	56	44			
553	5324.1	3.211	-0.10 [p]	-30.60			50	32	36
553	5339.9	3.266	-0.65 [p]	-30.56			21	13	13
553	5393.1	3.241	-0.71 [p]	-30.60			20	11	13
554	4736.7	3.211	-0.75 [a]	-30.33	110		23	13	14
686	5586.7	3.368	-0.10 [p]	-30.56			42	27	28
686	5569.6	3.417	-0.49 [q]	-30.51			21	12	13
686	5572.8	3.396	-0.28 [p]	-30.53			32	19	21
686	5615.6	3.332	0.05 [p]	-30.59			52	33	37
686	5624.5	3.417	-0.75 [p]	-30.53	100		20	8	9
816	6232.6	3.654	-1.22 [q]	-30.52	61	44			
816	6246.3	3.602	-0.73 [p]	-30.56	89	93			6
816	6400.0	3.602	-0.29 [p]	-30.59			25	15	17
816	6411.6	3.654	-0.60 [p]	-30.56	98		13	8	9
984	4985.2	3.928	-0.56 [a]	-29.93	86	74			
1031	5491.8	4.186	-2.19 [q]	-30.38	6				
1062	5525.5	4.230	-1.08 [q]	-29.90	36				
1087	5662.5	4.178	-0.57 [a]	-29.92	75	56			
1087	5705.4	4.301	-1.36 [q]	-29.90	21	9			
1092	5133.6	4.178	0.14 [k]	-30.25			25	15	16
1094	5074.7	4.220	-0.20 [i]	-30.17	104	89	14	9	
1146	5364.8	4.445	0.23 [k]	-30.06	108	94	16	11	9
1146	5367.4	4.415	0.44 [q]	-30.10			21	14	11
1146	5369.9	4.371	0.54 [a]	-30.16			25	17	15
1146	5383.3	4.312	0.64 [a]	-30.23			30	21	20
1146	5424.0	4.320	0.52 [k]	-30.24			34	22	22
1164	5410.9	4.473	0.40 [a]	-30.05		102	19	11	13
1164	5415.1	4.386	0.64 [a]	-30.16			29	18	17
1178	6024.0	4.548	-0.12 [k]	-30.25	93	71	10	6	5
1179	5855.1	4.607	-1.48 [q]	-30.11	12				
1195	6752.7	4.638	-1.20 [q]	-29.90	20				

**F. Gemessene
Fe II-Äquivalentbreiten in
den Eichsternen**

Tabelle F.1: Atomare Daten und gemessene Äquivalentbreiten der FeII-Linien in den Eichsternen. Spalten 1–5: Multilettnummer, Wellenlänge [Å], Anregungsenergie des unteren Niveaus [eV], gf -Wert samt seiner Quelle und $\log C_6$ nach Kurucz (1992). Spalten 7–11: gemessene Äquivalentbreiten [mÅ]. Die Genauigkeit der Äquivalentbreiten ist gering (ca. 5%), da nicht jeder Blendbeitrag herausgerechnet wurde. Weil die Äquivalentbreiten lediglich zur Ableitung der Mikroturbulenz herangezogen werden, hat dies keinen Einfluss auf die Analyse.

Quellen der gf -Werte: [1]: Raassen & Uylings (1998), [2]: Kurucz (1992), [3]: Hannaford *et al.* (1992), [4]: Schnabel *et al.* (1999).

no.	λ	E_{low}	$\log gf$	$\log C_6$	Procyon	Gmb 1830	HD 19445	HD 84937	HD 140283
27	4416.8	2.77	-2.53 [2]	-31.78		28	14	14	11
27	4233.1	2.57	-1.81 [4]	-31.78		77	44	47	47
35	5136.8	2.83	-4.37 [1]	-31.78	20				
35	5132.6	2.79	-4.13 [1]	-31.78	35				
35	5100.6	2.79	-4.22 [1]	-31.78	37				
36	4993.3	2.79	-3.70 [1]	-32.18	49				
37	4629.3	2.79	-2.31 [2]	-32.18			20	19	17
37	4582.8	2.83	-3.22 [1]	-32.18	86				
37	4555.8	2.82	-2.33 [2]	-32.18		33	18	19	17
37	4515.3	2.83	-2.47 [2]	-31.88		32	14	15	14
37	4491.4	2.84	-2.76 [1]	-31.78	108	21	9	9	
38	4620.5	2.82	-3.19 [4]	-31.78	78	8			
38	4576.3	2.83	-2.90 [4]	-31.78	96		6	6	
38	4508.2	2.84	-2.34 [1]	-31.78			18	20	16
40	6516.0	2.88	-3.38 [4]	-32.11	79				
40	6432.6	2.88	-3.51 [4]	-32.11	67				
40	6369.4	2.88	-4.25 [1]	-32.11	33				
41	5284.1	2.88	-3.30 [2]	-32.11	88	11			
42	5169.0	2.88	-1.30 [2]	-32.01			83	80	70
42	5018.4	2.88	-1.40 [2]	-32.11		96	70	72	70
42	4923.9	2.88	-1.56 [2]	-31.91		87	61	65	58
43	4656.9	2.88	-3.57 [4]	-32.11	58				
46	6084.1	3.19	-3.89 [1]	-32.19	36				
46	5991.3	3.14	-3.66 [1]	-32.19	51				
48	5362.8	3.19	-2.74 [2]	-32.19			8	8	7
48	5264.8	3.22	-3.23 [4]	-32.19	73	6			
49	5425.2	3.19	-3.38 [1]	-32.19	65				
49	5325.5	3.21	-3.32 [1]	-32.19	68				
49	5316.6	3.14	-1.93 [2]	-31.89		44	27	29	26
49	5234.6	3.21	-2.22 [4]	-31.89		28	15	16	14
49	5197.5	3.22	-2.34 [1]	-31.89		23	13	13	11
74	6456.3	3.89	-2.18 [1]	-32.18	100	11	6	7	
74	6416.9	3.87	-2.87 [1]	-32.18	63				
74	6247.5	3.87	-2.43 [1]	-32.18	89	6			
74	6239.9	3.87	-3.57 [1]	-32.18	29				
74	6149.2	3.87	-2.84 [1]	-32.18	64				

G. Sternparameterbestimmung

In diesem Anhang sind die finalen Anpassungen für die Effektivtemperatur (linke Seite) und $[\text{Fe}/\text{H}]$ samt ξ (rechte Seite) für das Eichsternensemble wiedergegeben. Die Schwerebeschleunigung ergibt sich nach wenigen Iterationen aus Effektivtemperatur (aus den Balmerlinienprofilen), $[\text{Fe}/\text{H}]$ (approximativ aus FeI im LTE), bekannter Masse (über Entwicklungswege), bolometrischer Korrektur (nach Alonso *et al.* 1996) und – so relevant – interstellarer Rötung (nach Hauck & Mermilliod 1998) im Vergleich mit der HIPPARCOS-Astrometrie vermöge Gleichung 1.1.

Tabelle G.1: Sternparameter der Objekte des Eichensembles. Die Fehlergrenzen sind die der spektroskopischen Analyse mittels hochaufgelösten Échellesspektren. Im Fall der Sonne sind die akzeptierten Sternparameter angegeben, bei Procyon die modellunabhängige FeII-Häufigkeit (s. Diskussion in Kapitel 5).

Stern	T_{eff} [K]	$\log g$	$[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{NLTE}}$	$[\text{Mg}/\text{Fe}]_{\text{NLTE}}$	ξ [km/s]
Sonne	5780	4.44	0.00	0.00	1.00
	± 60	0.2	0.1	0.1	0.1
Procyon	6510	3.96	-0.03	-0.02	1.83
revidiert	6590	3.96	-0.02	+0.02	1.82
	± 60	0.2	0.1	0.1	0.1
HD 103095	5070	4.66	-1.36	+0.21	0.95
	± 70	0.1	0.05	0.1	0.1
HD 19445	6030	4.44	-2.08	+0.49	1.75
	± 60	0.2	0.1	0.1	0.1
HD 140283	5810	3.68	-2.43	+0.26	1.70
	± 60	0.2	0.1	0.1	0.1
HD 84937	6350	4.00	-2.16	+0.39	1.80
	± 60	0.2	0.1	0.1	0.1

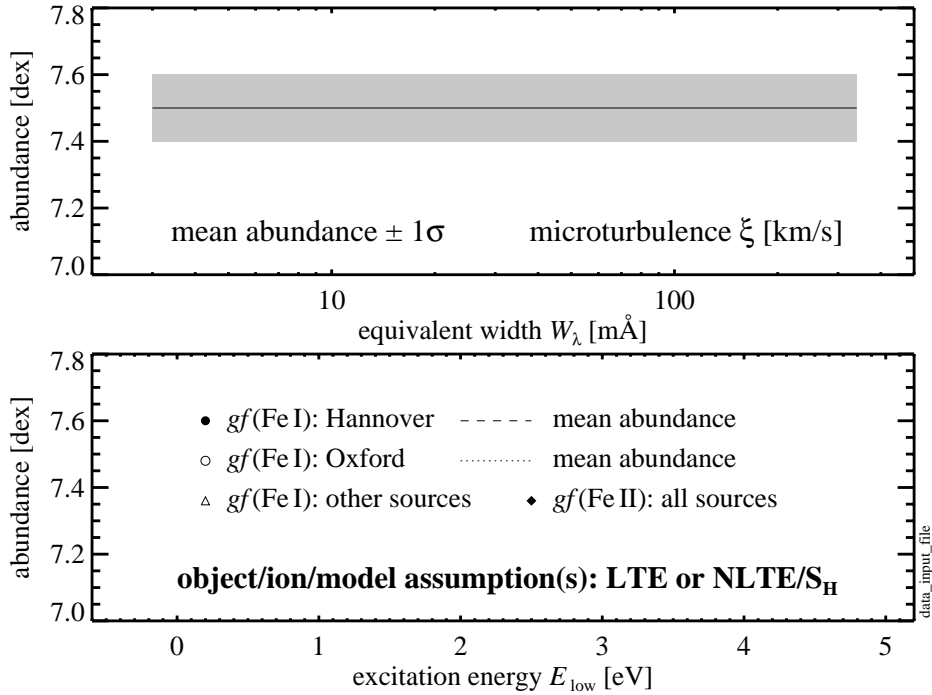


Abbildung G.1: Legende für die das Eisen-Ionisationsgleichgewicht demonstrierenden Diagramme. Die angegebene 1σ -Streuung ist der „mittlere quadratische Fehler der Einzelmessung“ und damit um einen Faktor \sqrt{n} größer als der des Mittelwertes.

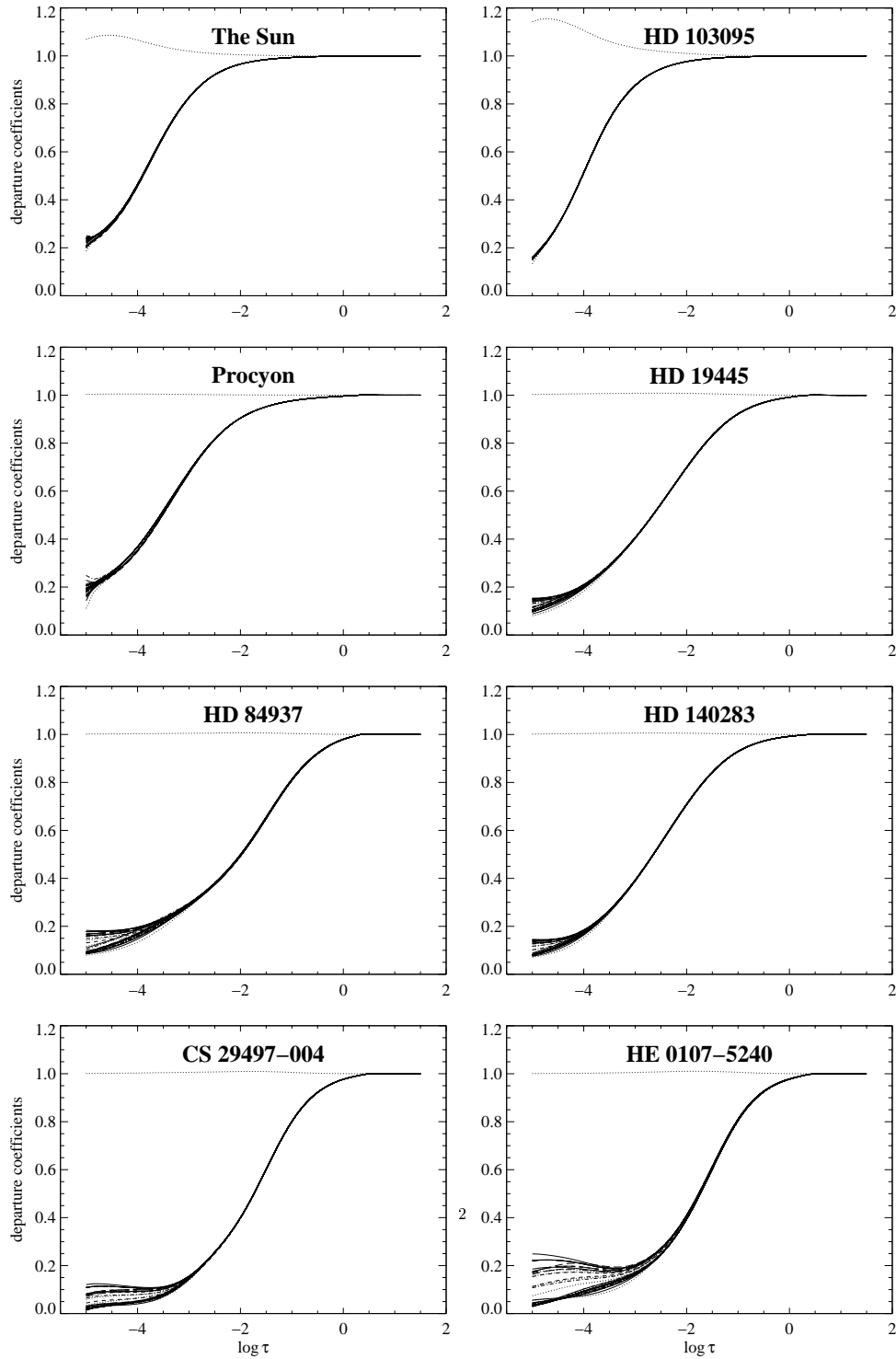
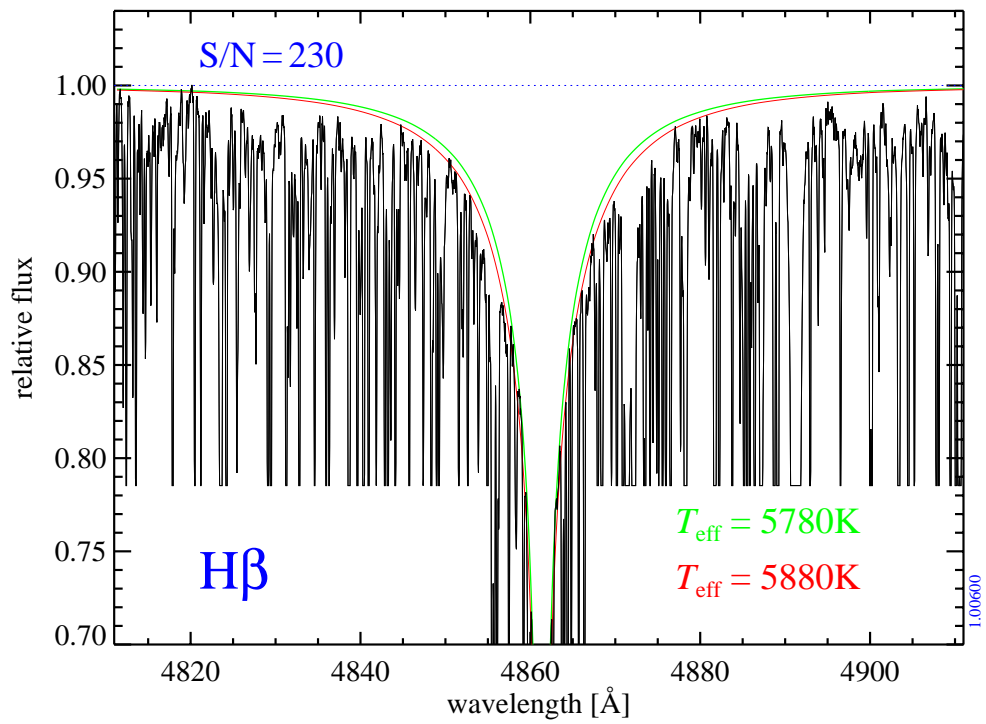
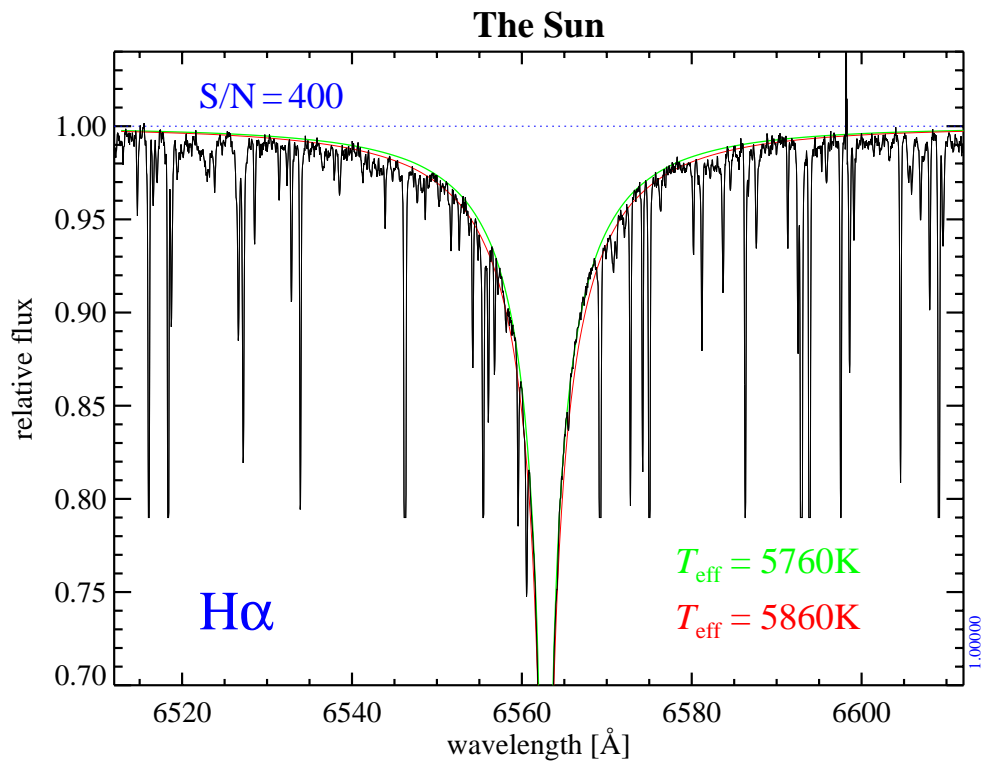
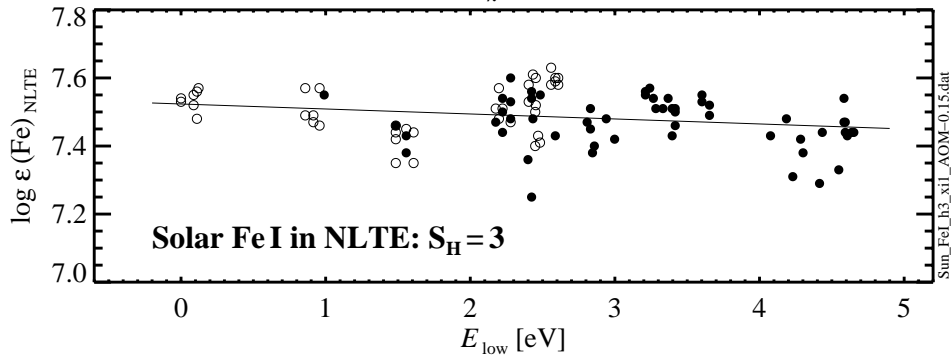
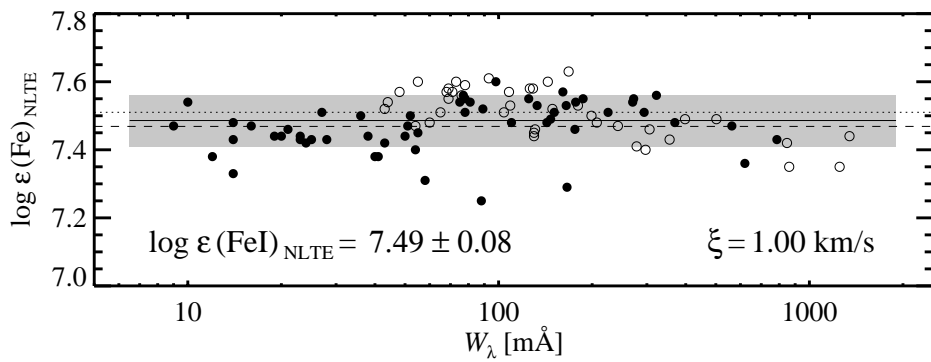
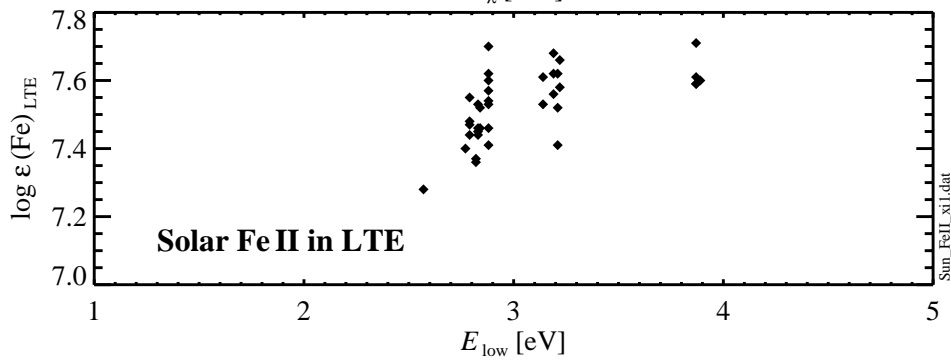
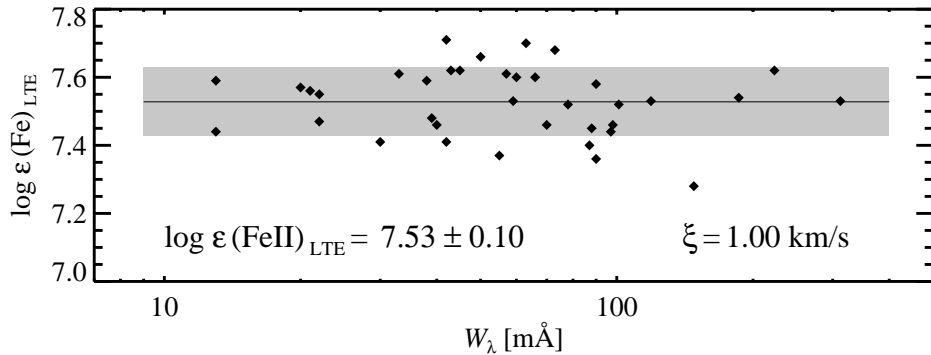
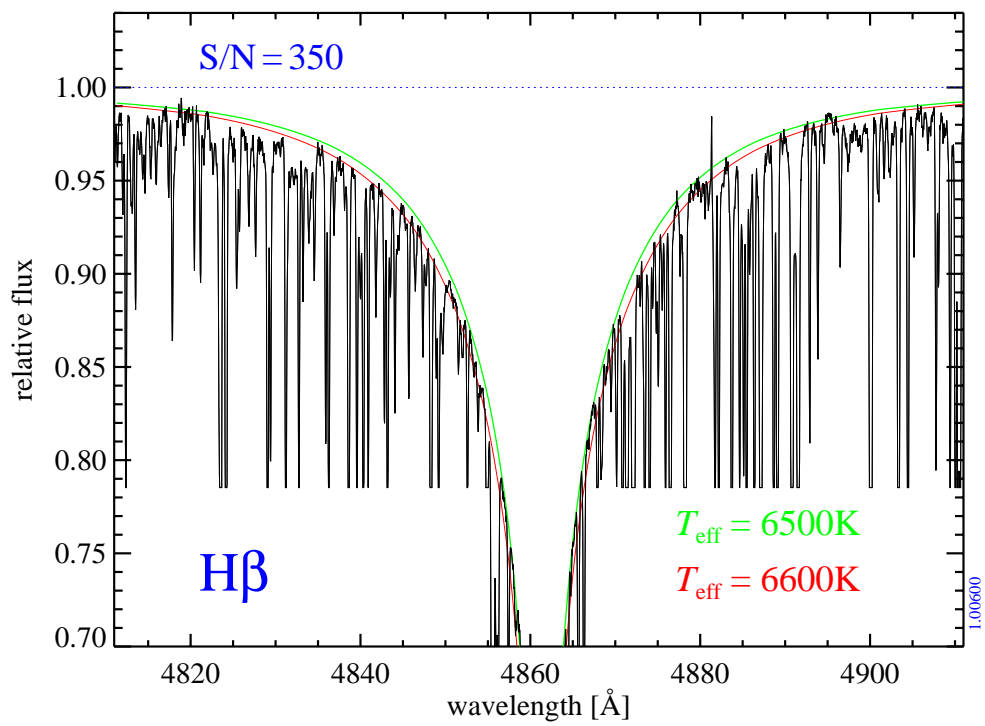
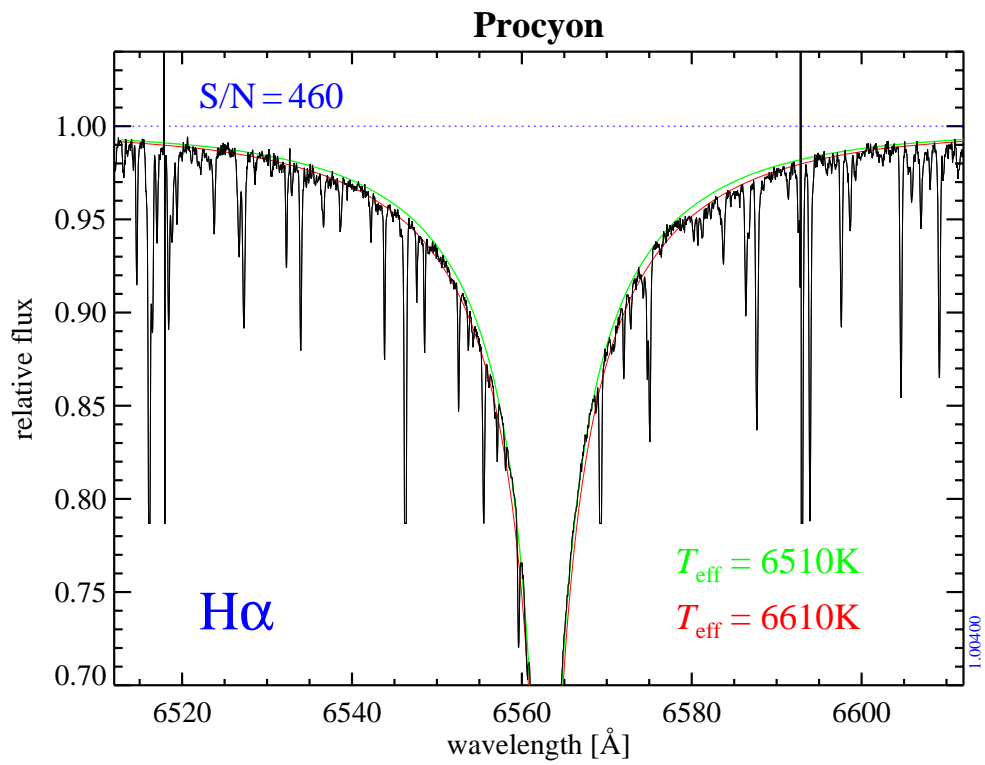
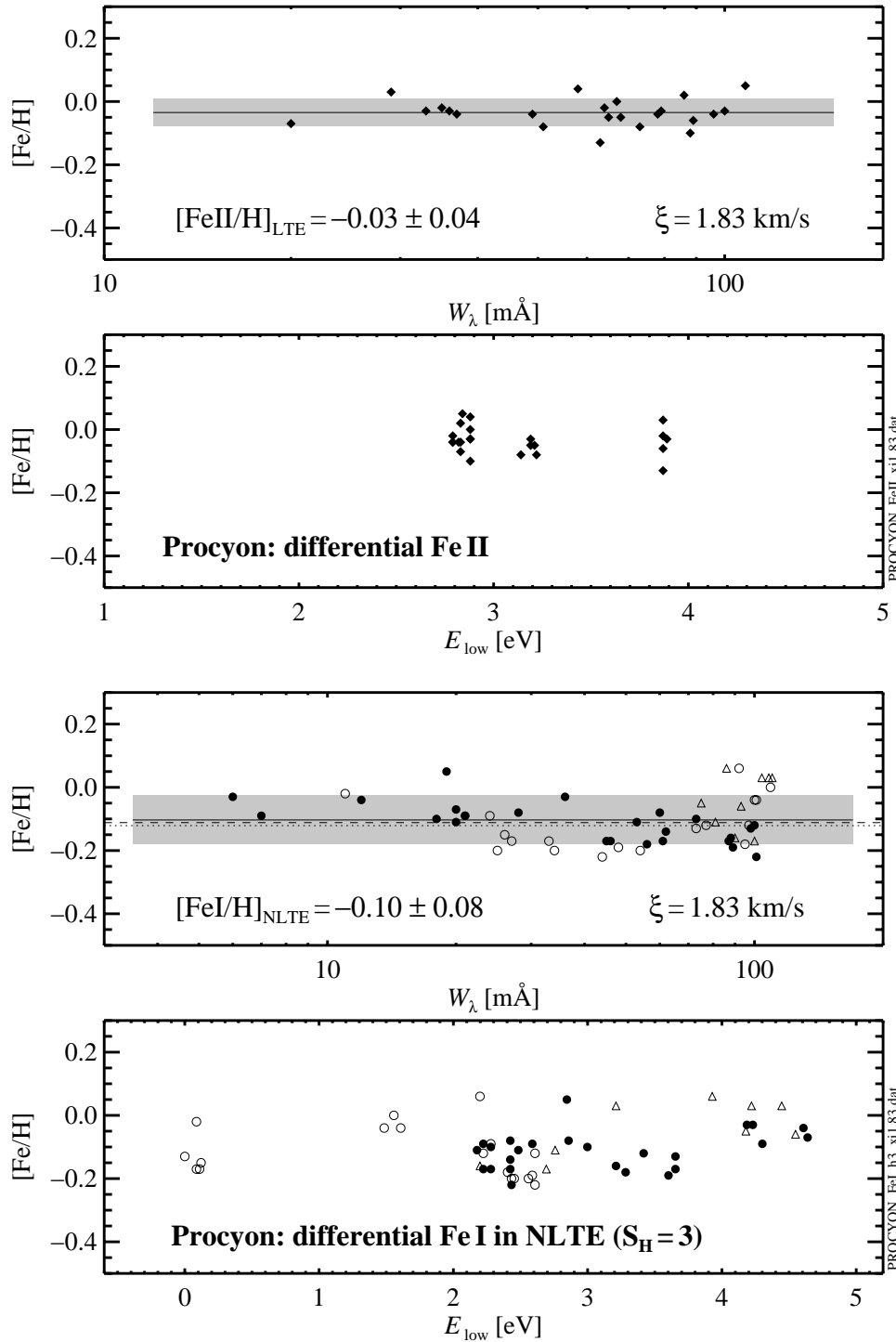


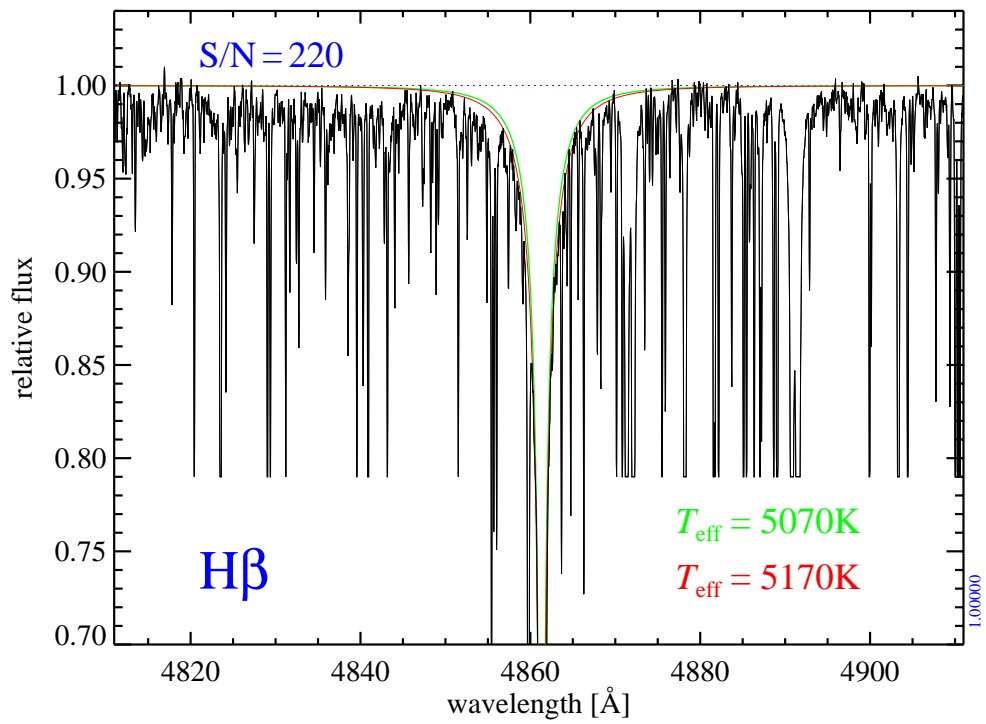
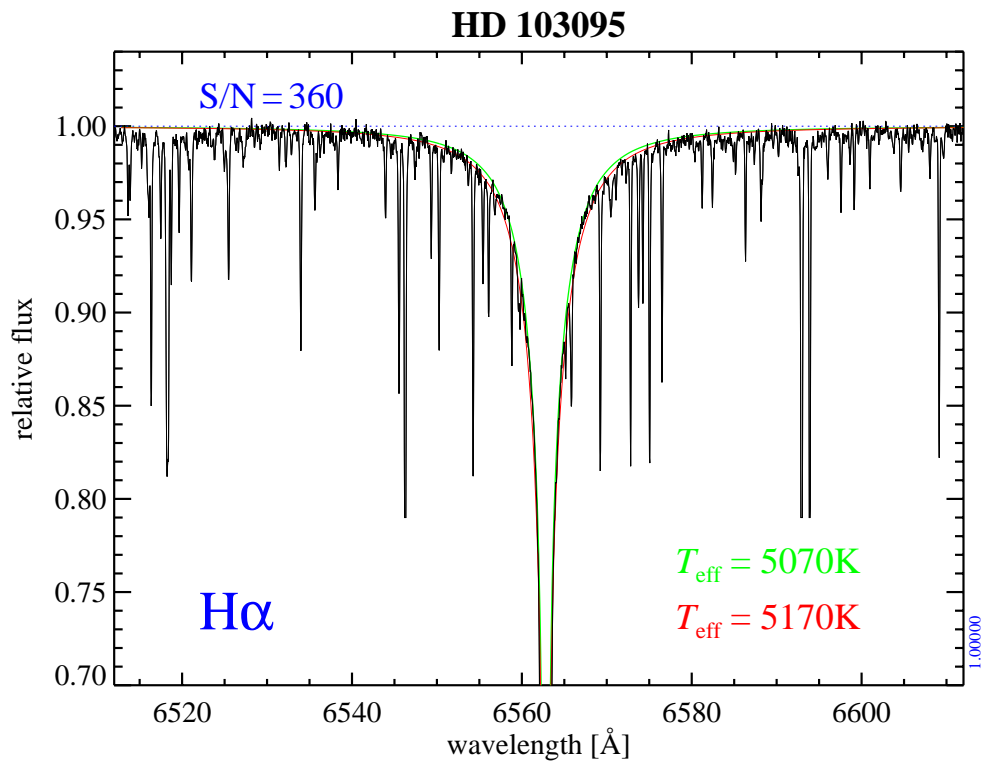
Abbildung G.2: Abweichkoeffizienten (*departure coefficients*) b_i der beobachteten FeI-Terme samt FeII-Grundzustand für die Eich- und Programmsterne als Funktion der optischen Tiefe $\log \tau_{5000}$. Die *relative* Thermalisierung (Quellfunktionsgleichheit) innerhalb FeI ist für alle Sterne in allen Tiefen erfüllt, in denen die Linien entstehen. Nur ganz außen ($\log \tau_{5000} < -3$) wird die Kopplung durch Stöße ineffizient, insbesondere in den dünnen Atmosphären der metallarmen Riesensterne.

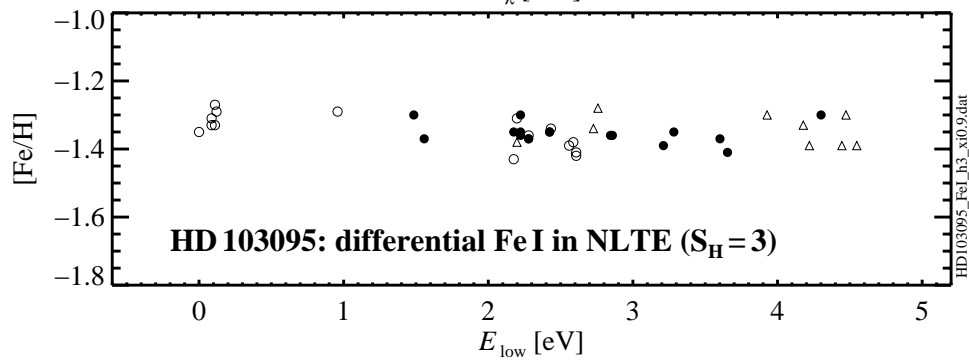
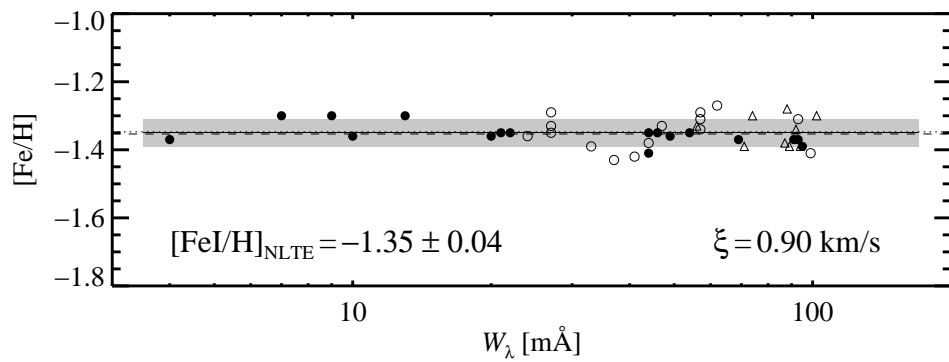
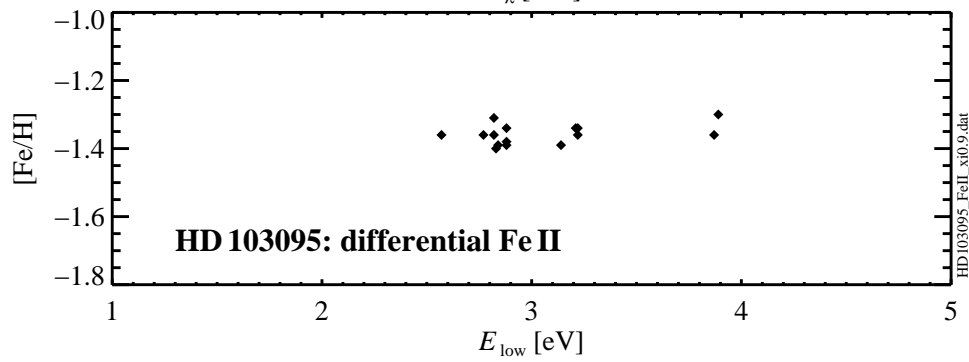
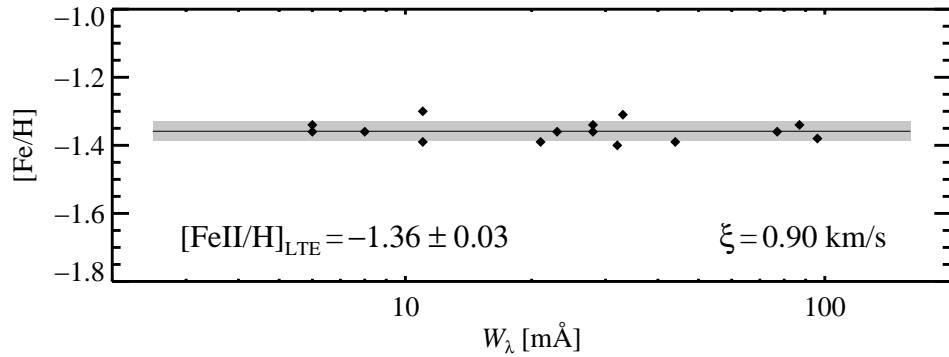


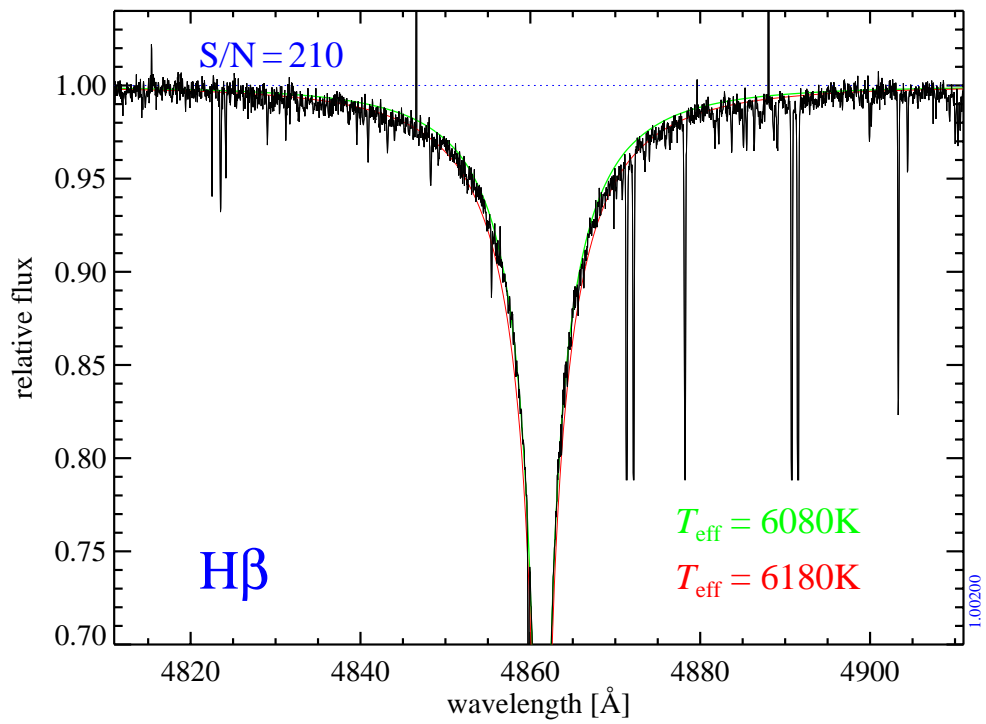
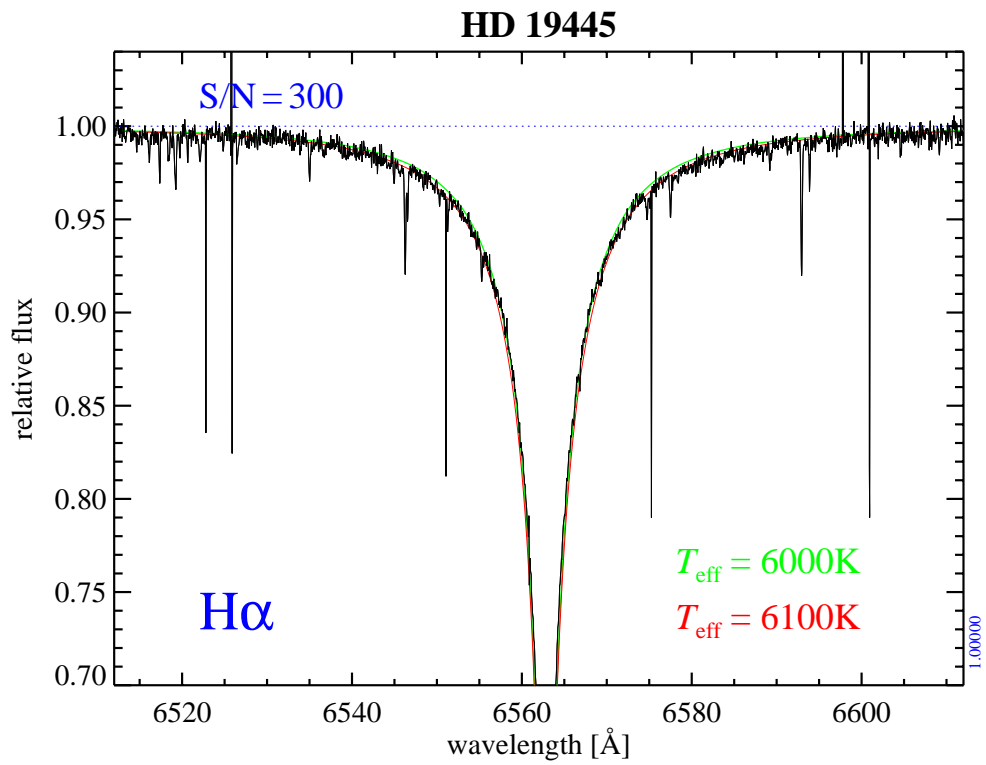


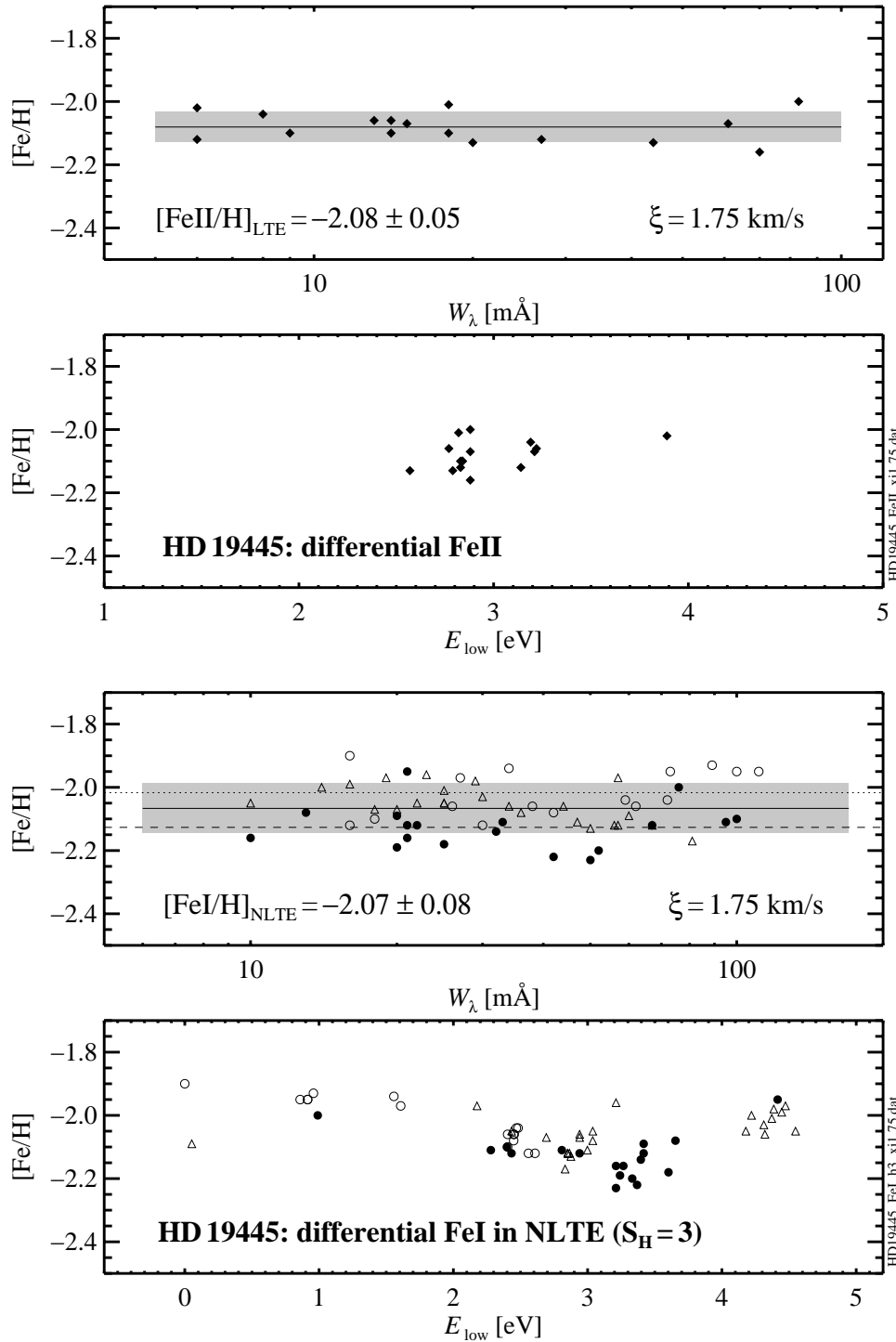


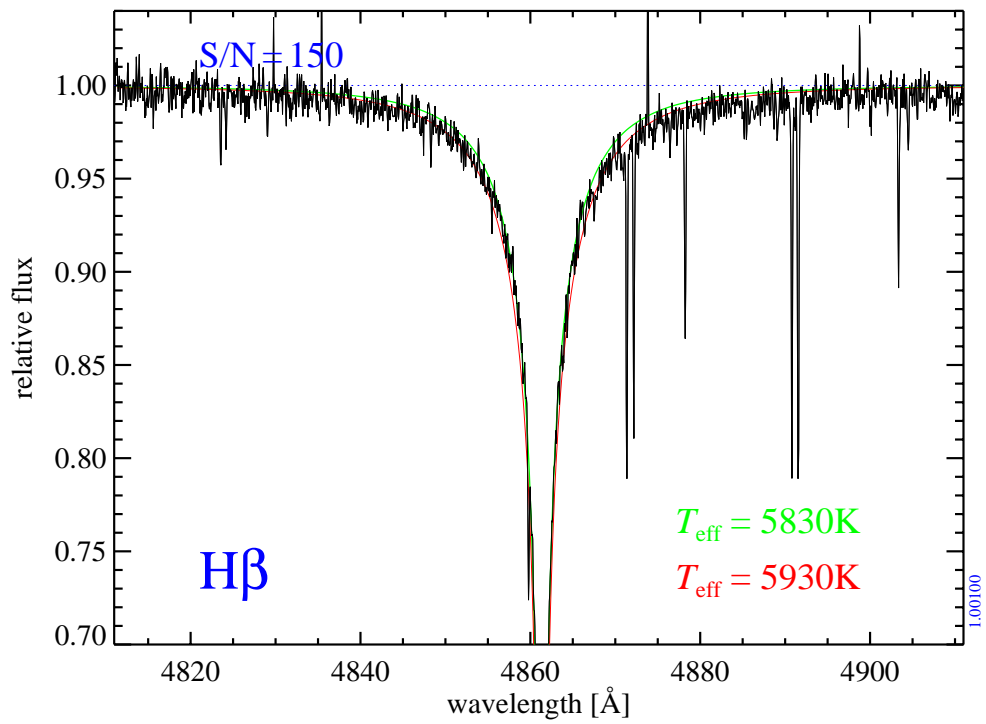
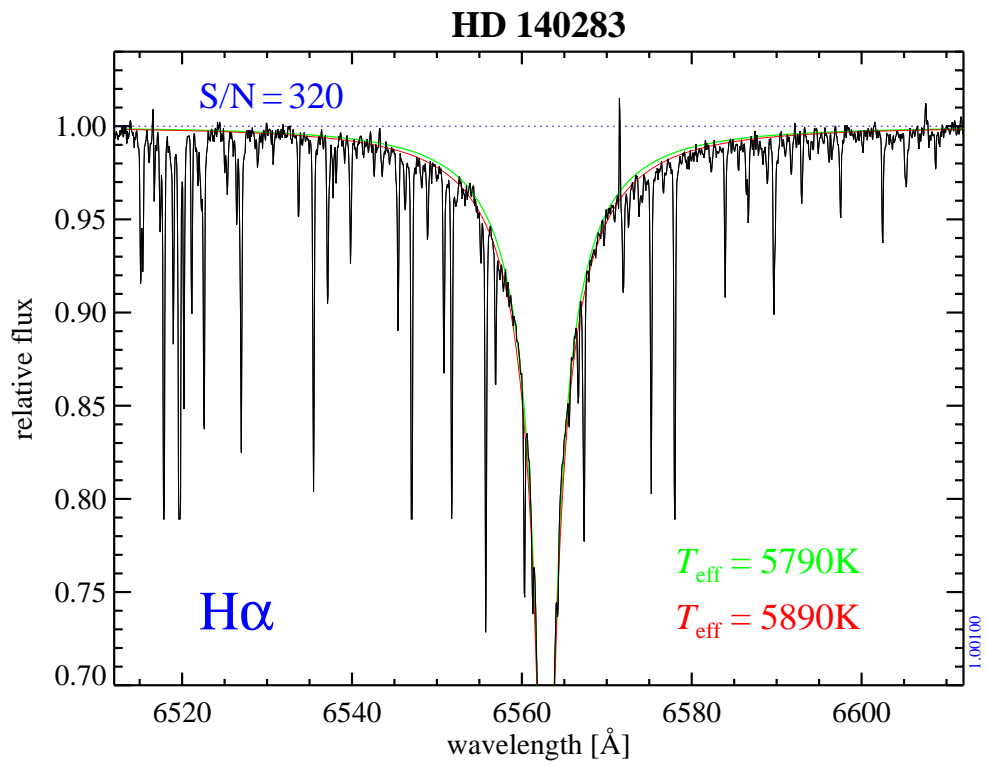


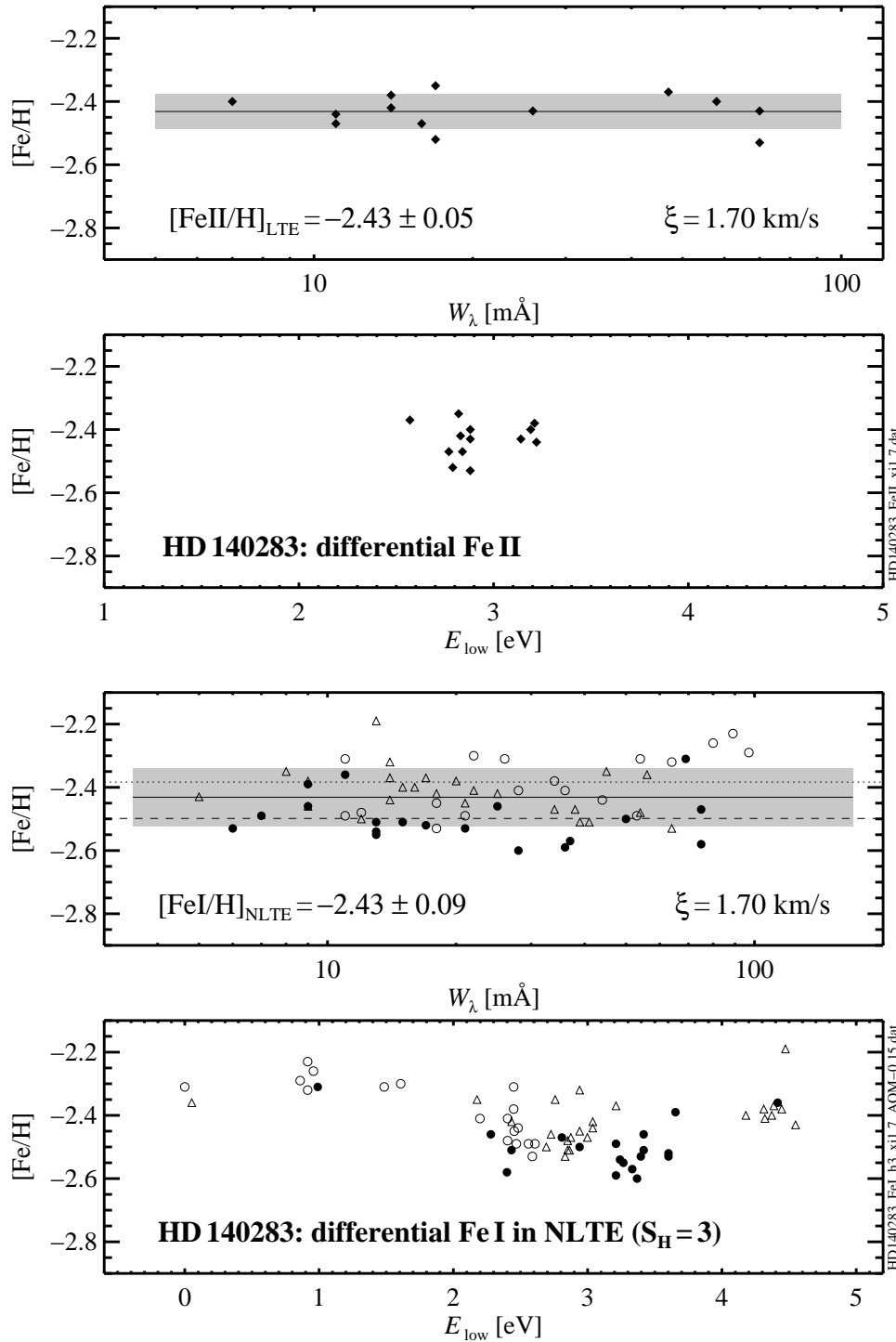


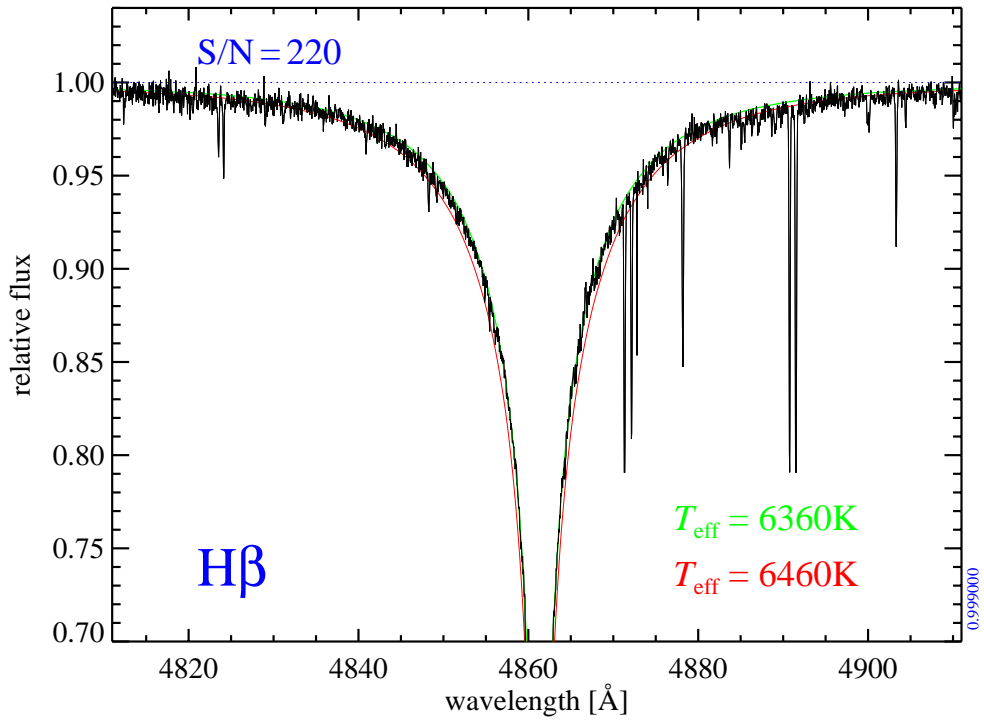
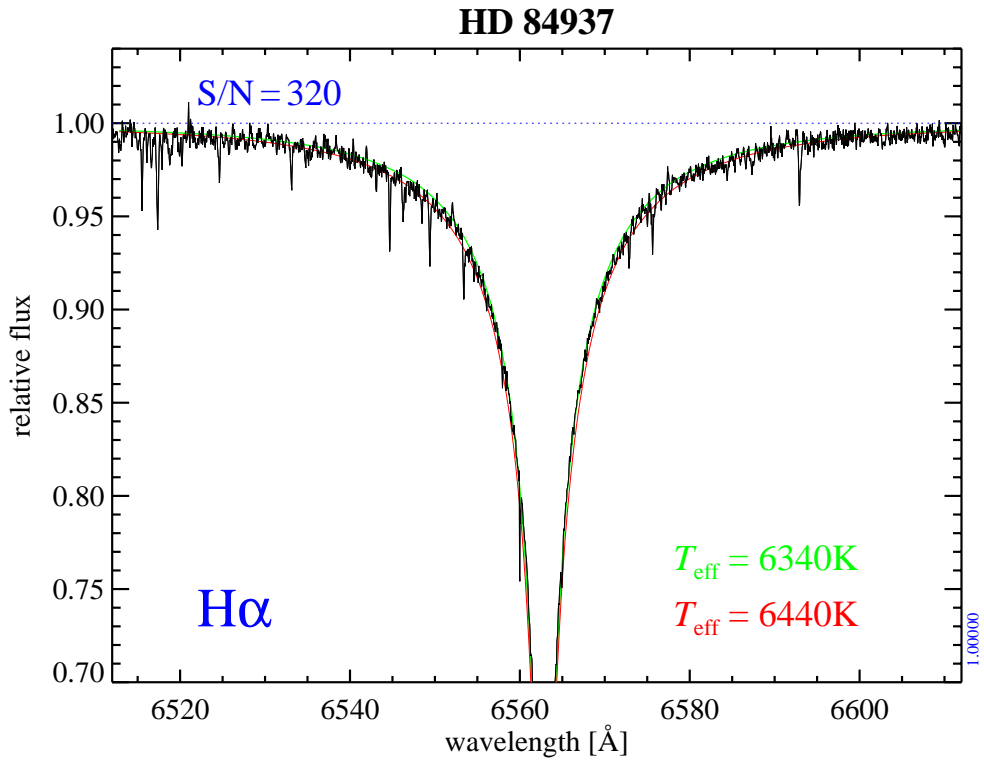


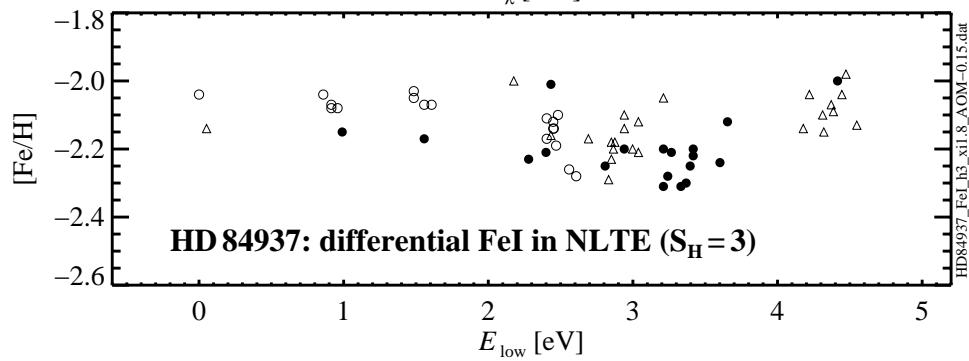
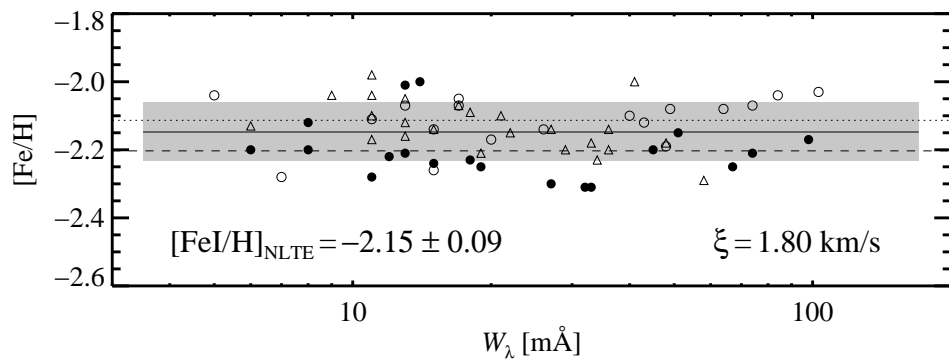
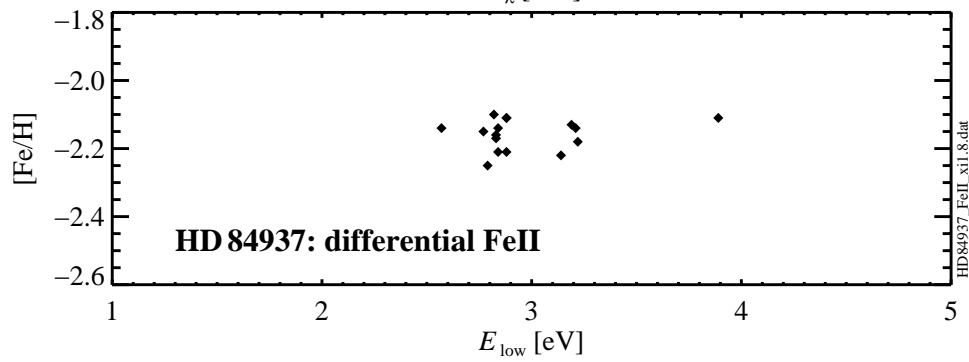
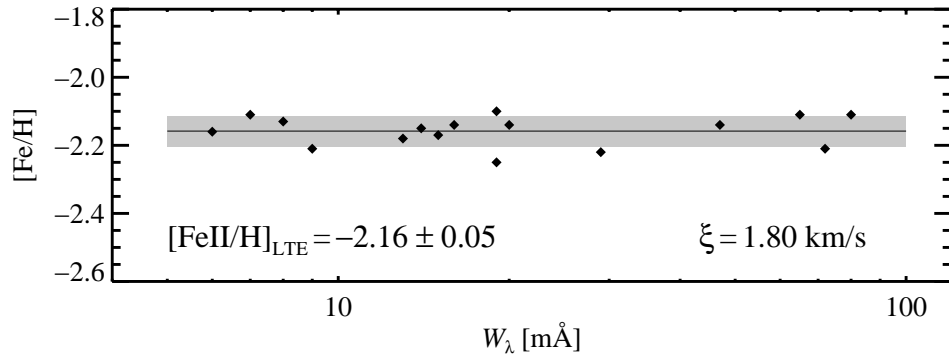












Literatur

- Adams W.S. & Joy A.H., 1922, ApJ **56**, 242
- Allen C.W., 1973, *Astrophysical Quantities*, 3rd edition (Athlone Press, London)
- Allende Prieto C., Asplund M., García López R.J., Lambert D.L., 2002, ApJ **567**, 544
- Allende Prieto C., Lambert D.L., Asplund M., 2001, ApJ **556**, L63
- Ali A.W. & Griem H.R., 1965, Phys. Rev. **140**, 1044
- Ali A.W. & Griem H.R., 1966, Phys. Rev. **144**, 366 (**A&G**)
- Alonso A., Arribas S., Martínez-Roger C., 1995, A&A **297**, 197
- Alonso A., Arribas S., Martínez-Roger C., 1996, A&AS **117**, 227
- Anstee S.D. & O'Mara B.J., 1991, MNRAS **253**, 549
- Anstee S.D. & O'Mara B.J., 1995, MNRAS **276**, 859 (**AOM**)
- Asplund M., Gustafsson B., Kiselman D., Eriksson K., 1997, A&A **318**, 521
- Asplund M., 2000, A&A **359**, 755
- Asplund M., Ludwig H.-G., Nordlund Å, Stein R.F., 2000a, A&A **359**, 669
- Asplund M., Nordlund Å, Trampedach R., Allende Prieto C.A., Stein R.F., 2000b, A&A **359**, 729
- Asplund M., Nordlund Å, Trampedach R., Stein R.F., 2000c, A&A **359**, 743
- Anders E. & Grevesse N., 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta* **53**, 197
- Athay R.G. & Lites B.W., 1972, ApJ **176**, 809
- Auer L.H. & Heasley J., 1976, ApJ **205**, 165
- Auer L.H. & Mihalas D., 1970, MNRAS **149**, 60
- Baranne A., 1998, *in: ESO Conference on Very Large Telescopes and their Instrumentation*, M.-H. Ulrich, Garching, 1195
- Bard A. & Kock A., 1994, A&A **282**, 1014
- Bard A., Kock A., Kock M., 1991, A&A **248**, 315
- Barklem P.S., Piskunov N., O'Mara B.J., 2000a, A&A **355**, L5
- Barklem P.S., Piskunov N., O'Mara B.J., 2000b, A&A **363**, 1091 (**BPO**)
- Barklem P.S., Stempels H.C., Allende Prieto C., Kochukhov O.P., Piskunov N., O'Mara B.J., 2002, A&A **385**, 951
- Baschek B., 1959, *Z. f. Astrophys.* **48**, 95

- Bautista M.A., 1997, *A&AS* **122**, 167
- Beers T.C., 1999, *in: The First Stars*, A. Weiss, T. Abel, V. Hill (eds.), ESO Astrophysics Symposia, Springer (Berlin), 3
- Beers T.C., Preston G.W., Shectman S.A., 1985, *AJ* **90**, 2089
- Beers T.C., Preston G.W., Shectman S.A., 1992, *AJ* **103**, 1987
- Bell R.A. & Gustafsson B., 1989, *MNRAS* **236**, 653
- Bely O. & van Regemorter H., 1970, *ARAA* **8**, 329
- Bernkopf J., 1998, *A&A* **332**, 127
- Bernkopf J., 2002, Dissertation, LMU München
- Bernkopf J., Fiedler A., Fuhrmann K., 2001, *in: Astrophysical Ages and Time Scales*, T. von Hippel, Ch. Simpson, N. Manset (eds.), ASP Conf. Ser. 245 (San Francisco), 207
- Bessell M.S. & Norris J.E., 1984, *ApJ* **285**, 622
- Blackwell D.E., Ibbetson P.A., Petford A.D., Willis R.B., 1976, *MNRAS* **177**, 219
- Blackwell D.E., Ibbetson P.A., Petford A.D., Shallis M.J., 1979a, *MNRAS* **186**, 633
- Blackwell D.E., Lynas-Gray A.E., Smith G., 1995a, *A&A* **296**, 217
- Blackwell D.E., Petford A.D., Shallis M.J., 1979b, *MNRAS* **186**, 657
- Blackwell D.E., Petford A.D., Shallis M.J., Simmons G.J., 1980, *MNRAS* **191**, 445
- Blackwell D.E., Petford A.D., Shallis M.J., Simmons G.J., 1982a, *MNRAS* **199**, 43
- Blackwell D.E., Petford A.D., Simmons G.J. 1982b, *MNRAS* **210**, 595
- Blackwell D.E., Smith G., Lynas-Gray A.E., 1995b, *A&A* **303**, 575
- Böhm-Vitense E., 1958, *Z. f. Astrophys.* **46**, 108
- Böhm-Vitense E., 1975, *in: Problems in Stellar Atmospheres and Envelopes*, B. Baschek, W.H. Kegel, G. Traving (eds.), Springer (Heidelberg), 21
- Bond H.E., 1970, *ApJS* **22**, 117
- Boyarchuk A.A., Lyubimkov L.S., Sakhbullin N.A., 1985, *Astrofizika* **22**, 339
- Bridges J.M. & Kornblith R.L., 1974, *ApJ* **192**, 793
- Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F., 1957, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547
- Burris D.L., Pilachowski C.A., Armandroff T.A., Sneden C., Cowan J.J., Roe H., 2000, *ApJ* **544**, 302
- Caccin B., Gomez M.T., Severino G., 1993, *A&A* **276**, 219

- Cameron A.G.W., 1982, *Astrophys. Space Science* **82**, 123
- Canuto V.M., 1997, *ApJ* **489**, L71
- Canuto V.M. & Mazzitelli I., 1992, *ApJ* **389**, 724
- Carlsson M, Rutten R.J., Shchukina N.G., 1992, *A&A* **276**, 219
- Carney B.W., Latham, D.W., Laird, J.B., Grant, C.E., Morse, J.A., 2001, *AJ* **122**, 3419
- Carney B.W. & Peterson R.C., 1981, *ApJ* **245**, 238
- Carretta E., Gratton R.G., Sneden C., 2000, *A&A* **356**, 238
- Carney B.W., Latham D.W., Laird J.B., Aguilar L.A., 1994, *AJ* **107**, 2240
- Cayrel R., Hill V., Beers T.C. *et al.*, 2001, *Nature* **409**, 691
- Cayrel R., Spite M., Spite F., 2001, *in: Astrophysical Ages and Time Scales*, T. von Hippel, Ch. Simpson, N. Manset (eds.), ASP Conf. Ser. 245 (San Francisco), 244
- Chamberlain J.W. & Aller L.H., 1951, *ApJ* **114**, 52
- Christlieb N., 2000, Dissertation, Universität Hamburg
- Christlieb N., Beers T.C., Hill V. *et al.*, 2001, *in: Astrophysical Ages and Time Scales*, T. von Hippel, Ch. Simpson, N. Manset (eds.), ASP Conf. Ser. 245 (San Francisco), 298
- Christlieb N., Bessell M.S., Beers T.C., Gustafsson B., Korn A.J., Barklem P.S., Karlsson T., Mizuno-Wiedner M., Rossi S., 2002, *Nature*, *eingereicht*
- Christlieb N., Reimers D., Wisotzki L., Reetz J., Gehren T., Beers T.C., 1999, *in: The First Stars*, A. Weiss, T. Abel, V. Hill (eds.), ESO Astrophysics Symposia, Springer (Berlin), 49
- Code A.D., Davis J., Bless R.C., Hanbury Brown R., 1976, *ApJ* **203**, 417
- Dearborn D., Liebert J., Aaronson M., Dahn C., Harrington R., Mould J., Greenstein J., 1986, *ApJ* **300**, 314
- Drake J.J. & Laming J.M., 1995, *The Observatory* **115**, 118
- Drawin H.W., 1968, *Z. Phys.* **211**, 404
- Drawin H.W., 1969, *Z. Phys.* **225**, 483
- Edvardsson B., 1988, *A&A* **190**, 148
- Edvardsson B., Anderson J., Gustafsson B., Lambert D.L., Nissen P.E., Tomkin J., 1993, *A&A* **275**, 101 (**EAGLNT**)
- Eggen O.J., 1986, *AJ* **92**, 910
- European Space Agency (ESA), 1997, *The HIPPARCOS and TYCHO Catalogues* (ESA SP-1200), ESA (Noordwijk)
- Feautrier P., 1964, *C. R. Acad. Sci Paris* **258**, 3189
- Feltzing S. & Gustafsson B., 1998, *A&A* **129**, 237

- Fliegner J., Langer N., Venn K.A., 1996, A&A **308**, L13
- Freedman W.L., Madore B.F., Gibson B.K. *et al.*, 2001, ApJ **553**, 47
- Frisch U., & Brissaud A., 1971, J. Quant. Spect. Rad. Trans. **11**, 1753
- Fuhr J.R., Martin G.A., Wiese W.L., 1988, J. Phys. Chem. Ref. Data **17**, Suppl. 4
- Fuhrmann K., 1993, Dissertation, LMU München
- Fuhrmann K., 1998, A&A **338**, 161
- Fuhrmann K., 2000, A&A *eingereicht* (**F98/2000**)
- Fuhrmann K., Pfeiffer M., Frank C., Reetz J., Gehren T., 1997, A&A **323**, 909
- Fujimoto M.Y., Ikeda Y., Iben I. Jr., 2000, ApJ **529**, L25
- Fulbright J.P., 2000, AJ **120**, 1841
- Fulbright J.P., 2002, AJ **123**, 404
- Gardiner R.B., Kupka F., Smalley B., 1999, A&A **347**, 876
- Garz T. & Kock M., 1969, A&A **2**, 274
- Gass H., Wehrse R., Liebert J., 1988, A&A **189**, 194
- Gehren T., 1975a, LTE-Sternatmosphärenmodelle (I), Universität Kiel
- Gehren T., 1975b, LTE-Sternatmosphärenmodelle (II), Universität Kiel
- Gehren T., Reile C., Steenbock W., 1988, private Mitteilung
- Gehren T., Reile C., Steenbock W., 1991, *in*: Stellar Atmospheres: Beyond Classical Models, L. Crivellari, I. Hubeny, D.G. Hummer (eds.), Kluwer (Dordrecht), 387
- Gehren T., Butler K., Mashonkina L., Reetz J., Shi J., 2001a, A&A **366**, 981
- Gehren T., Korn A.J., Shi J., 2001b: *Kinetic Equilibrium of Iron in the Atmospheres of Cool Dwarf Stars II. Weak Fe I Lines in the Solar Spectrum*, A&A **380**, 645
- George S., 1907, *in*: Der siebente Ring, Verlag Georg Bondi (Berlin, 1922), 68
- Giclas H.L., Burnham R., Thomas N.G., 1971, *Lowell Proper Motion Survey, Northern Hemisphere*, Lowell Observatory, Flagstaff, AZ, USA
- Giddings J.R., 1981, PhD Thesis, University of London
- Gilmore G. & Reid N., 1983, MNRAS **202**, 1025
- Girard T.M., Wu H., Lee J.T. *et al.*, 2000, AJ **119**, 2428
- Gratton R.G., Bonifacio P., Bragaglia A. *et al.*, 2001, A&A **369**, 87
- Gratton R.G., Carretta E., Castelli F., 1996, A&A **314**, 191
- Gratton R.G., Carretta E., Eriksson K., Gustafsson B., 1999, A&A **350**, 955

- Gray D.F., 1977, ApJ **218**, 530
- Green P.J., 1992, PASP **104**, 977
- Grevesse N. & Sauval A.J., 1998, Sp. Sci. Rev. **85**, 161
- Gummersbach C.A., Kaufer A., Schäfer D., Szeifert T., Wolf B., 1998, A&A **338**, 881
- Gurtovenko E. A. & Kondrashova N. N., 1980, Sol.Phys. **68**, 17
- Gurtovenko E.A. & Kostik R.I., 1981, A&AS **46**, 239
- Gustafsson B. & Mizuno-Wiedner M., 2001, in: Astrophysical Ages and Time Scales, T. von Hippel, Ch. Simpson, N. Manset (eds.), ASP Conf. Ser. 245 (San Francisco), 271
- Hannaford P., Lowe R.M., Grevesse N., Noels A., 1992, A&A **259**, 301
- Hauck B. & Mermilliod M., 1998, AA **129**, 431
- Heger A. & Langer N., 2000, ApJ **544**, 1016
- Hill V., Plez B., Cayrel R., Beers T.C., 2001, in: Astrophysical Ages and Time Scales, T. von Hippel, Ch. Simpson, N. Manset (eds.), ASP Conf. Ser. 245 (San Francisco), 316
- Hillebrandt W., 1978, Sp. Sci. Rev. **21**, 639
- Holweger H., 1967, Zeitschrift für Astrophysik **65**, 365
- Holweger H., 2001, in: Solar and Galactic Composition, R. F. Wimmer-Schweingruber (ed.), American Institute of Physics Conference proceedings 598, 23
- Holweger H., Heise C., Kock M., 1990, A&A **232**, 510
- Holweger H., Kock M., Bard A., 1995, A&A **296**, 233
- Holweger H. & Müller E.A., 1974, Sol. Phys. **39**, 19
- Horne K., 1986, PASP **106**, 315
- Hummer D.G., Berrington K.A., Eissner W., Pradhan A.K., Saraph H.E., Tully J.A., 1993, A&A **279**, 298
- Idiart T. & Thévenin F., 2000, ApJ **541**, 297
- Idiart T.P., Thévenin F., de Freitas Pacheco J.A., 1997, AJ **113**, 1066
- de Jager, 1959, Handbuch der Physik, Springer (Heidelberg)
- Karttunen H., Kröger P., Oja H., Poutanen M., Donner K.J., 1994, in: *Fundamental Astronomy*, 2nd edition, Springer (Heidelberg), 290
- Kaufer A., Stahl O., Tubbesing S. *et al.*, 2000, in: Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors, Proc. SPIE 4008, M. Iye & A.F. Moorwood (eds.), 459
- Kelly H.P. & Ron A., 1972, Phys. Rev. A **5**, 168
- Korn A.J. & Gehren T., 2001a: *Hipparcos and the Distance Scale to Local Halo Stars*, in: Dynamics of Star Clusters and the Milky Way, S. Deiters, B. Fuchs, A. Just, R. Spurzem, R. Wielen (eds.), ASP Conf. Ser. 228 (San Francisco), 494

- Korn A.J. & Gehren T., 2001b: *New Gravities for Old Stars*, in: *Astrophysical Ages and Time Scales*, T. von Hippel, Ch. Simpson, N. Manset (eds.), ASP Conf. Ser. 245 (San Francisco), 337
- Korn A.J., 2002: *Rectifying Échelle Spectra – A Comparison between UVES, FEROS and FOCES*, in: *Scientific Drivers for ESO Future VLT/VLTI Instrumentation*, J. Bergeron & G. Monnet (eds.), ESO Astrophysics Symposia (Springer, Heidelberg), *im Druck*
- Kostik R.I., Shchukina N.G., Rutten R.J., 1996, A&A **305**, 325
- Kurucz R.L., 1992, Rev. Mex. Astron. Astrof. **23**, 45
- Kurucz R.L., 1993a, CD-ROMs “Opacities for stellar atmospheres”, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, USA
- Kurucz R.L., 1993b, CD-ROM No. 13 “ATLAS9”, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, USA
- Kurucz R.L. & Peytremann E., 1975, SAO Spec. Rep. **362**, 1219
- Kurucz R.L. & Bell B., 1995, CD-ROM No. 23 “Atomic Line List”, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, USA
- Kurucz R.L., Furenlid I., Brault J., Testerman L., 1984, *Solar Flux Atlas from 296 to 1300 nm*, National Solar Observatory, Sunspot, NM, USA
- Lites B.W., 1972, PhD Thesis, University of Colorado in Boulder/USA
- Lites B.W. & Cowley C.R., 1974, A&A **31**, 361
- Ludwig H.-G., Freytag B., Steffen M., 1999, A&A **346**, 111
- Lutz T.E. & Kelker D.H., 1973, PASP **85**, 573
- Magain P., 1984, A&A **132**, 208
- Magain P., 1987, A&A **181**, 323
- Marigo P., Chiosi C., Girardi L., Sarrubbi T., 1999, in: *The First Stars*, A. Weiss, T. Abel, V. Hill (eds.), ESO Astrophysics Symposia, Springer (Berlin), 119
- Mashonkina L.I., 1996, in: *Model Atmospheres and Spectrum Synthesis*, S.J. Adelman, F. Kupka, W.W. Weiss (eds.), ASP Conf. Ser. 108 (San Francisco), 140
- Mashonkina L. & Gehren T., 2000, A&A **364**, 249
- May M., Richter J., Wichelmann J. 1974, A&AS **18**, 405
- Meylan T., Furenlid I., Wiggs M.S., Kurucz R.L., 1993, ApJS **85**, 163
- Meynet G. & Maeder A., 2000, A&A **361**, 101
- Mihalas D., 1978, *Stellar Atmospheres* (San Francisco, W.H. Freeman and Company)
- Morrison H.L., Flynn C., Freeman K.C., 1990, AJ **100**, 1191
- Mozurkewich D., Johnston K.J., Simon, R.S., Bowers P.F., Gaume R., Hutter D.J., Colavita M.M., Shao M., Pan X.P., 1991, AJ **101**, 2207

- Nave G., Johannson S., Learner R.C.M., Thorne A.P., Brault J.W., 1994, *ApJS* **94**, 221
- Nordlund Å., 1982, *A&A* **107**, 1
- Norris J.E., Peterson R.C., Beers T.C., 1993, *ApJ* **415**, 797
- O'Brian T.R., Wickliffe M.E., Lawler J.E., Whaling W., Brault J.W., 1991, *J. Opt. Soc. Am.* **B 8**, 1185
- Peakock J.A., 1999, *Cosmological Physics*, Cambridge University Press (Cambridge)
- Peat D.W., 1964, *MNRAS* **128**, 34
- Peebles P.J.E. & Dicke R.H., 1968, *ApJ* **154**, 891
- Pettini M., 1999, *in: Chemical Evolution from Zero to High Redshift*, Walsh J.R. & Rosa M.R. (eds.), *ESO Astrophysics Symposia* (Springer, Heidelberg), 233
- Peytremann E., 1974, *A&A* **33**, 203
- Pfeiffer B., Kratz K.-L., Thielemann F.-K., 1997, *Z. Phys. A.* **357**, 235
- Pfeiffer M.J., Frank C., Baumüller D., Fuhrmann K., Gehren T., 1998, *A&AS* **130**, 381
- Preston G.W. & Sneden C., 2001, *AJ* **122**, 1545
- Rassen A.J.J & Uylings P.H.M., 1998, *A&A* **340**, 300
- Reetz J.K., 1999, Dissertation, LMU München
- Reeves H., Fowler W.A., Hoyle F., 1970, *Nature* **226**, 727
- Reilman R.F. & Manson S.T., 1979, *ApJS* **40**, 815
- Richter J. & Wulff P., 1970, *A&A* **9**, 37
- Röser S., 1999, *in: Working on the Fringe – Optical and IR Interferometry from Ground and Space*, S. Unwin & R. Stachnik (eds.), *ASP Conf. Ser.* 194 (San Francisco), 68
- Rood R.T., 1970, *ApJ* **162**, 939
- Ryan S.G., 1998, *A&A* **331**, 1051
- Ryan S.G., Norris J.E., Beers T.C., 1996, *ApJ* **471**, 254
- Ryan S.G., Norris J.E., Bessell M.S., 1991, *AJ* **102**, 303
- Rybicki G.B., 1971, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.* **11**, 589
- Salaris M., Groenewegen M.A.T., Weiss A., 2000, *A&A* **355**, 299
- Salpeter E.E., 1955, *ApJ* **121**, 161
- Saxner M. & Hammarbäck G., 1985, *A&A* **151**, 372
- Schnabel R., Kock M, Holweger H., 1999, *A&A* **342**, 610
- Schönberner D., Herrero A., Becker S., Eber F., Butler K., Kudritzki R.P., Simon K.P., 1988, *A&A* **197**, 209

- Schoenfeld W.G., Chang E.S., Geller M., Johansson S., Nave G., Sauval A.J., Grevesse N., 1995, *A&A* **301**, 593
- Schuster W.J. & Nissen P.E., 1989, *A&A* **222**, 69
- Schwarzschild M., Searle L., Howard R., 1955, *ApJ* **122**, 353
- Seaton M.J., 1962, *Atomic and Molecular Processes* (Academic Press, New York)
- Shchukina N. & Trujillo Bueno J., 2001, *ApJ* **550**, 970
- Shurtleff R. & Derrin E., 1989, *American Journal of Physics* **57**, 552
- Slettebak A. & Brundage R.K., 1971, *AJ* **76**, 338
- Smalley B. & Dworetzky M.M., 1995, *A&A* **293**, 446
- Snedden C., Cowan J.J., Ivans I.I., Fuller G.M., Burles S., Beers T.C., Lawler J.E., 2000, *ApJ* **533**, L139
- Smith J.A. & Demarque P., 1980, *A&A* **92**, 163
- Snedden C., Preston G.W., McWilliam A., Searle L., 1994, *ApJ* **431**, L27
- Spite M. & Spite F., 1982, *Nature* **297**, 483
- Steenbock W., 1985, *in: Cool Stars with Excesses of Heavy Elements*, M. Jасhek & P.C. Keenan (eds.), Reidel (Dordrecht), 231
- Steenbock W. & Holweger H., 1984, *A&A* **130**, 319
- Steffen M., 1985, *A&AS* **59**, 403
- Steffen M., 2000, *in: Stellar Astrophysics*, K.E.A. Cheng (ed.), Kluwer Academic Publishers, 25
- Steffen M. & Holweger H., 2002, *A&A* **387**, 258
- Stehlé C., 1999, *A&AS* **104**, 509
- Stehlé C. & Hutcheon R., 1999, *A&AS* **140**, 93
- Stehlé C., Mazure A., Nollez G., Feautrier N., 1983, *A&A* **127**, 263
- Takeda Y., 1991, *A&A* **242**, 455
- Takeda Y., 1994, *PASJ* **46**, 53
- Thévenin F. & Idiart T.P., 1999, *ApJ* **521**, 753
- Timmes F.X., Woosley S.E., Weaver T.A., 1995, *ApJS* **98**, 617
- Tinsley B.M., 1979, *ApJ* **229**, 1046
- Truran J.W., 1981, *A&A* **97**, 391
- Tsujimoto T., Shigeyama T., Yoshii Y., 2002, *ApJ* **565**, 1011
- Unsöld A., 1968, *in: Physik der Sternatmosphären*, Springer (Berlin)
- Unsöld A. & Baschek B., 1999, *in: Der Neue Kosmos: Einführung in die Astronomie und Astrophysik*, 6. Auflage, Springer (Heidelberg), 221
- VandenBerg D.A., Bolte M., Stetson P.B., 1996, *ARA&A* **34**, 461

- VandenBerg D.A., Swenson F.J., Rogers F.J., Iglesias C.A., Alexander D.R., 2000, ApJ **532**, 430
- van Regemorter H., 1962, ApJ **136**, 906
- van't Veer-Menneret C. & Mégessier C., 1996, A&A **309**, 879
- Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R., 1981, ApJS **45**, 635
- Vidal C.R., Cooper J., Smith E.W., 1973, ApJS **25**, 37 (VCS)
- Vrancken M., 1997, Dissertation, Universität Brüssel
- Wasserburg G.J. & Qian Y.-Z., 2000, ApJ **529**, L21
- Waelkens C., Van Winckel H., Bogaert E., Trams N.R., 1991, A&A **251**, 495
- Wielen R., Fuchs B., Dettbarn C., 1996, A&A **314**, 438
- Wisotzki L., Köhler T., Groote D., Reimers D., 1996, A&AS **115**, 227
- Wolnik, S.J., Berthel R.O., Wares G.W., 1970, ApJ **162**, 1037
- Zhao G., Butler K., Gehren T., 1998, A&A **333**, 219

When the hurlyburly's done, when the battle's lost and won.

William Shakespeare, *Macbeth*, 1. Aufzug, 1. Szene

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Prof. Thomas Gehren danken, der meine astronomischen Projekte seit 1998 maßgeblich unterstützt hat. Er hat sich selbst nie als meinen Doktorvater gesehen. Trotzdem war er als denkbar kompetentester Ansprechpartner ein hervorragender Betreuer dieser Arbeit. Er hat es zudem nie unterlassen, mich auf die Problematik der Grundlagenforschung in Zeiten gesteigerten Wirtschaftlichkeitsdenkens hinzuweisen.

Folgende Wissenschaftler haben sich um meine Arbeit verdient gemacht: Immo Appenzeller (für Unterstützung in B-Stern-Angelegenheiten), Martin Asplund (für ermutigende Gespräche und Anregungen), Paul Barklem (für wissenschaftliche Zeit), Tim Beers (für amerikanische Visionen), Ralf Bender (für finanzielle Unterstützung), Jan Bernkopf (für den „Boden der Tatsachen“), Keith Butler (für *DETAIL* und manchen atomphysikalischen Rat und Linux-Beistand), Bruce Carney (für Δv_{rad} -Information), Norbert Christlieb (für die extremsten Targets diesseits der Magellanschen Wolken und für Gastfreundschaft), Bengt Edvardsson (für anhaltende Ungläubigkeit), Klaus Fuhrmann (für Beobachtungen, Werkzeuge und Expertise), Bernd Freytag (für Gastfreundschaft), Bengt Gustafsson (für Interesse an meinen Ergebnissen), Frank Grupp (für Beobachtungen und immer neue Sterntemperaturen aus *opacity sampling*-Rechnungen), Uli Heber (für ideale Unterstützung und Ermutigung), Reinhold Häfner (für finanzielle Unterstützung), Andreas Kaufer (für Beobachtungen und Weitsicht), Stefan Keller (für die zähe Selektion langsamer Rotatoren im B-Sternbereich; für Gastfreundschaft), Rolf-Peter Kudritzki (ebenfalls für Gastfreundschaft), Norbert Langer (für Einblicke in der Sternaufbau und Interesse an Konfrontation mit der Beobachtung), Harald Lesch (nicht nur für das Zweitgutachten), Lyudmila Mashonkina (für unerschöpfliches Wissen und gute Zusammenarbeit), Michelle Mizuno-Wiedner (für Gastfreundschaft), Poul Eric Nissen (für Rat), Nik Piskunov (für finanzielle Hilfe), Norbert Przybilla (für Modellatome), Thomas Puzia (für die zündende Idee mit *Lick*), Johannes Reetz (für SIU und die adaptierte *DETAIL*-Version), Janrong Shi (für Zusammenarbeit), Klaus Simon (für Schmeicheleien), Otmar Stahl (für MIDAS und andere Probleme), Sascha Tubbesing (für R81), Don VandenBerg (for “*the tracks*”), Rainer Wehrse (für Interesse und Engagement), Bernhard Wolf (für gute Worte), Gang Zhao (für Magnesium und Einladung) und alle, die ich vergessen habe.

Ich danke zudem folgenden Kollegen (was nicht implizieren soll, dass diese keine Wissenschaftler sind): Adi (für das allmittwöchliche „Du wirst nicht singen“), Niv Drory, Hauke Fiedler (für allgemeinen Frohsinn und den Dynamo), Tadziu Hoffmann (für Netzschüsse und dem Interesse an jedem Computerproblem), Philip Hultsch (fürs „Vorkosten“ in Computerangelegenheiten), Jo, Alexander Jokuthy (für unermüdliche Mensagänge), Claudia Maraston (für den Blick über den fachlichen Tellerrand), Michael Matthias (für Mensafahrten), Andre Nickel, Markus Pettinger, Rudi, Michael Wegner und allen, die uns hier an der USM das Leben leicht machen (Angelika, Ilse, Marianne, Mustafa, Sabine, Toni und die Werkstatt).

Folgenden Freunden bin ich dankbar für gemeinsam verlebte Zeit und anderwärtige Unterstützung: Anne, Cathe & Axel, Christian & Amira, Dirk & Simona, Gine & Andeas, Hella & Ede, Jörg, Jutta & Manfred, Jürgen, Kathrin & Robert, Lotte, Marko & Carmen, Markus & Georg, Marta & Sebastian, Moritz, Peter, Renate & Joachim, Schmidt, Wiltrud & Markus.

Für finanzielle Unterstützung danke ich folgenden Institutionen: DFG, EU, LMU und der Studienstiftung.

Mein besonderer Dank gilt – in betonter Endstellung – meiner Familie. Ohne finanzielle Unterstützung durch meine Mutter hätte ich mein Studium nicht absolvieren können. Ariane, Elenia und „Neuzugang“ Leander machen das Leben vielleicht nicht leichter, versüßen und bereichern meinen Alltag aber ungemein. Sie mögen es mir verzeihen, dass ich in den letzten Monaten oft nur mit einem Ohr zugehört habe.

Lebenslauf

Name: Andreas Ulrich Johannes Korn
Geburtstag: 5. Juli 1972
Geburtsort: Gießen (Hessen)
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig
Kinder: Leander Wolf (zwei Monate)

1999 – 2002 Dissertation in Kühlstern-Astrophysik an der Universitäts-Sternwarte München (USM), Ludwig-Maximilians-Universität, als Stipendiat der Studienstiftung des deutschen Volkes

Oktober 1998 Diplom in Physik (Gesamtnote „Mit Auszeichnung“)

1996 – 1998 Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg: Studium der Physik und Astronomie

1995 / 1996 *Master of Science in Astrophysics* am Queen Mary and Westfield College, London, UK, als Stipendiat der Dr. Carl Duisberg-Stiftung, BAYER AG

1993 – 1995 Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg: Studium der Physik und Mathematik

1992 / 1993 Philipps-Universität Marburg: Studium der Physik und Mathematik

Juni 1992 Abitur (Gesamtnote 1,3)

1990 – 1992 Gymnasium Philippinum Marburg: Besuch der Oberstufe

1989 / 1990 Austauschschüler in Chicago, Illinois, USA, über das Parlamentarische Partnerschafts-Programm des Deutschen Bundestages

1982 – 1989 Gymnasium Philippinum Marburg: Besuch der Unter- und Mittelstufe (Sprachen: Latein, Englisch, Griechisch, Italienisch)

1978 – 1982 Grundschule Marburg-Marbach