

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

# **Adaptive Optik mit Laser-Leitstern: Erste extragalaktische Beobachtungen**

vorgelegt von  
Wolfgang Hackenberg  
aus Ansbach

angefertigt am  
Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik  
Garching  
16. Dezember 1999

1. Gutachter: Prof. Dr. R. Genzel
  2. Gutachter: Prof. Dr. R. Bender
- Tag der mündlichen Prüfung: 13. Februar 2001

## Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Laser-Leitstern-Anlage für das adaptive Optik-System ALFA am 3.5-m-Teleskop des Deutsch-Spanisch astronomischen Zentrums auf Calar Alto geplant und gebaut. ALFA stellt damit das erste für den Routine-Beobachtungsbetrieb konzipierte adaptive Optik-System dar, bei dem ein künstlicher Leitstern zum Einsatz kommt. Die Aufgabe von ALFA ist es, beugungsbegrenzte Aufnahmen im Nahinfraroten von einem beliebigem Ort am Himmel zu ermöglichen. Dies wird im wesentlichen durch den Einsatz eines Laser-Leitsterns erreicht, der dem adaptive Optik-System eine ausreichend helle Referenzquelle überall am Himmel zur Verfügung stellt. Das Prinzip des eingesetzten künstlichen Leitsterns ist relativ einfach: ein abgestimmter Hochleistungs-Laserstrahl wird in die mesosphärische Natrium-Schicht in etwa 90 km Höhe fokussiert und regt die dortigen Natrium-Atome zur Resonanzfluoreszenz an. Das derart aus einem relativ eng begrenzten Volumen rückgestreute Licht wird vom Teleskop als nahezu punktförmige Quelle gesehen, mit der die durch die Atmosphäre erzeugten Bildstörungen höherer Ordnung gemessen werden können, damit die adaptive Optik diese in Echtzeit korrigieren kann.

Im Gegensatz zu konventioneller adaptiver Optik mit natürlichen Leitsternen ist es mit Hilfe des Laser-Leitsterns in ALFA möglich, räumlich und spektral hochaufgelöste Untersuchungen ausgesuchter extragalaktischer Objekte überall am Himmel vorzunehmen. Dies wird exemplarisch anhand von Beobachtungen mit hoher Winkelauflösung von Galaxien in Haufen unterschiedlicher Rotverschiebung demonstriert. Die dahinterstehende astrophysikalische Fragestellung ist diejenige nach dem Einfluß von dynamischen Wechselwirkungen zwischen den Haufenmitgliedern auf die Entwicklung der Galaxien in Abhängigkeit von der kosmischen Epoche.

Die mit ALFA in Kombination mit der Nahinfrarot-Kamera OMEGA durchgeführten und hier beschriebenen Untersuchungen umfassen zum einen die Galaxienhaufen Abell 262 ( $z = 0.0157$ ) und Abell 1367 ( $z = 0.0227$ ). Im Fall der Spirale UGC 1347 in Abell 262 handelt es sich um die erste adaptive Optik-Messung einer Galaxie mittels Laser-Leitstern. Ergänzt werden die ALFA/OMEGA-Messungen durch die Analyse der Beobachtungen der weiter entfernten Haufen J1836.3CR ( $z = 0.414$ ) und PKS0743-006 ( $z = 0.99$ ), die sich jeweils durch die Existenz eines hellen natürlichen Leitsterns im Feld auszeichnen. Die Messungen an diesen beiden Haufen wurden mit dem adaptive Optik-System ADONIS/SHARP II+ des European Southern Observatory durchgeführt. Die hohe räumliche Auflösung in Verbindung mit infraroter Drei-Farben-Photometrie erlaubt es, in den Galaxien zwischen der Scheiben- und der Kernkomponente zu unterscheiden, die Kompaktheit der zentralen Verdickung in der Scheibe zu bestimmen sowie die Stärke der Extinktion und der Emission heißen Staubes zum Kernbereich hin zu analysieren. Zusammengefaßt weisen die Beobachtungen auf Sternbildungsaktivität oder dynamische Wechselwirkung zwischen den Haufenmitgliedern bei allen drei Rotverschiebungen hin.

Die gewonnenen Infrarot-Aufnahmen von zwei Galaxien in Abell 262, UGC 1344 und UGC 1347, dienen zusammen mit veröffentlichten Daten aus anderen Wellenlängenbereichen dazu, im Rahmen eines Modells zur stellaren Populationssynthese den Einfluß der Galaxienposition im Haufen auf die Sternbildungsrate zu untersuchen. Für die an neutralem Wasserstoffgas reiche und sich innerhalb des Abell-Radius befindliche Balkenspirale UGC 1347 läßt sich zusätzlich zur Sternentstehung im Kern eine verstärkte Sternbildung in einem kompakten Gebiet an einem Ende des Balkens nachweisen, die auf einem vor etwa  $10^7$  Jahren stattgefundenen Sternentstehungsausbruch beruht. Die Analyse von UGC 1344, die den zentralen Bereich des Haufens wahrscheinlich bereits passiert hat, zeigt hingegen eine geringe Sternbildungsaktivität und einen Mangel an Ausgangsmaterial für die Sternentstehung.

Daß die Bedeutung dynamisch induzierter Sternentstehung insbesondere in den Zentren von nahen Galaxienhaufen bislang wahrscheinlich unterschätzt wurde, darauf weist auch die erstmals durchgeführte Messung der Größe der zentralen Scheibenverdickung als Funktion des Abstands vom Haufenzentrum und des HI-Mangelkoeffizienten hin. Die räumlich hochaufgelösten Daten einer Auswahl von Spiralgalaxien in Abell 262 und Abell 1367 zeigen, daß die zentralen

Verdickungen der Mitglieder innerhalb des Abell-Radius beider Haufen im K-Band systematisch kompakter als die der Mitglieder außerhalb des Abell-Radius sind. Diese Beobachtung kann durch eine, aufgrund der innerhalb des Abell-Radius höheren lokalen Galaxienzahldichte intensivierte Sternbildungsrate erklärt werden, welche die scheinbare Größe der zentralen Scheibenverdickung wegen des als überhöht wahrgenommenen Infrarotflusses reduziert.

Für die höher rotverschobenen Haufen J1836.3CR und PKS0743-006 wird die Sternentstehung in den Mitgliedern durch Vergleich der Nahinfrarot-Zwei-Farbendiagramme mit einem stellarem Populationssynthesemodell untersucht. Während sich die hellsten Mitglieder in J1835.3CR mit einer weitgehend entwickelten Population identifizieren lassen, zeigt das Feld um das quastellare Objekt PKS0743-006 Anzeichen einer jüngeren Sternentstehungsaktivität. Das Intensitätsprofil der hellsten Quelle in J1836.3CR weist diese als Vertreter des Typs cD aus, welcher charakteristisch für das jeweils hellste Mitglied in reichen Haufen ist. Zusammen mit der räumlichen Verteilung der Galaxien in unmittelbarer Nachbarschaft der zentralen Quelle weist dies auf eine anhaltende Galaxien-Galaxien-Wechselwirkung im Haufenzentrum hin.

Diese Ergebnisse und ihre Auswirkungen für zukünftige Untersuchungen von Haufengalaxien mittels adaptiver Optik werden im Rahmen der derzeitigen Modelle zur Entwicklung von Galaxien und Haufen diskutiert.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Leistungsanalyse eines AO-Systems mit Laser-Leitstern</b>	<b>6</b>
1.1	Einführung . . . . .	6
1.1.1	Das ALFA-Projekt und diese Arbeit . . . . .	6
1.1.2	Adaptive Optik mit Laserleitsternen . . . . .	6
1.1.2.1	Der wissenschaftliche Nutzen von AO . . . . .	7
1.1.2.2	Ein einfaches Modell der turbulenten Atmosphäre . . . . .	7
1.1.2.3	Prinzip der adaptiven Optik . . . . .	8
1.1.2.4	Himmelsüberdeckung für natürliche Leitsterne . . . . .	11
1.1.2.5	Laser-Leitsterne . . . . .	13
1.1.2.6	Die adaptive Optik in ALFA . . . . .	16
1.2	Ein Atmosphärenmodell für Calar Alto . . . . .	19
1.2.1	Statistische Beschreibung der atmosphärischen Turbulenz . . . . .	19
1.2.1.1	Charakterisierung der räumlichen Brechungsindex-Schwankungen	20
1.2.1.2	Charakterisierung der zeitlichen Schwankungen . . . . .	22
1.2.1.3	Modale Darstellung der gestörten Wellenfront . . . . .	23
1.2.1.4	Kalibrationsprozeduren und Wellenfront-Rekonstruktion in ALFA	25
1.2.2	Extinktion . . . . .	27
1.2.3	Die mesosphärische Natrium-Schicht . . . . .	28
1.3	Das Fluoreszenzspektrum von Natrium . . . . .	30
1.3.1	Der Natrium D <sub>2</sub> -Übergang . . . . .	30
1.3.2	Nichtlineare Wechselwirkungen mit Resonanzlicht . . . . .	33
1.4	Laser für Natrium-LLS-Systeme . . . . .	36
1.5	Leistungsanalyse von ALFA . . . . .	39
1.5.1	Fehlermodell für die Korrektur der Störungen höherer Ordnung . . . . .	40
1.5.1.1	Fokaler Anisoplanatismus . . . . .	40
1.5.1.2	Meßfehler des Hartmann-Shack-Wellenfrontsensors . . . . .	41
1.5.1.3	Endliche Bandbreite des geschlossenen Regelkreises . . . . .	47
1.5.1.4	Anpassungsfehler des deformierbaren Spiegels . . . . .	48
1.5.2	Fehlermodell für die Tip-Tilt-Korrektur . . . . .	48
1.5.3	Minimierung des Fehler-Budgets . . . . .	50
1.5.3.1	Winkel-Anisoplanatismus . . . . .	51
1.5.3.2	Strehl-Zahl und Auflösung im langbelichteten Bild . . . . .	51
1.5.3.3	Himmelsüberdeckung mit natürlichen Tip-Tilt-Leitsternen . . . . .	51
1.5.3.4	Kompensation der Störungen höherer Ordnung . . . . .	55
<b>2</b>	<b>Das Laserleitstern-System von ALFA</b>	<b>63</b>
2.1	Übersicht . . . . .	63
2.1.1	Die Laseranlage . . . . .	63
2.1.2	Die Laserstrahlprojektion . . . . .	66
2.1.3	Die Steuer- und Regelungselektronik . . . . .	67
2.2	Der Farbstofflaser . . . . .	67
2.2.1	Allgemeines . . . . .	67

2.2.2	Der Farbstofflaser von ALFA . . . . .	70
2.3	Die Optimierung des Farbstofflasers . . . . .	73
2.3.1	Theoretische Betrachtungen zur Ausgangsleistung . . . . .	73
2.3.1.1	Die Laserbedingung . . . . .	73
2.3.1.2	Die Ratengleichungen . . . . .	74
2.3.1.3	Die Dauerstrich-Ausgangsleistung . . . . .	76
2.3.1.4	Verlustfaktoren zur Ausgangsleistung . . . . .	77
2.3.1.5	Thermische Effekte . . . . .	79
2.3.2	Der Farbstoffkreislauf . . . . .	80
2.3.2.1	Die Farbstoffdüse . . . . .	82
2.3.2.2	Der Farbstoff-Pumpstand . . . . .	87
2.3.3	Die Optimierung der Ausgangsleistung . . . . .	89
2.3.3.1	Überprüfung der Modellvorhersage . . . . .	91
2.3.3.2	Farbstoff-Additive . . . . .	94
2.3.3.3	Möglichkeiten zur weiteren Leistungssteigerung . . . . .	95
2.4	Die Frequenzstabilisierung . . . . .	97
2.4.1	Übersicht . . . . .	97
2.4.2	Optimale Dampfzellenparameter . . . . .	98
2.4.3	Der Regelkreis . . . . .	101
2.5	Die Laserstrahl-Projektion . . . . .	102
2.5.1	Übersicht . . . . .	102
2.5.2	Das Projektionsteleskop . . . . .	103
2.5.2.1	Charakteristiken Gaußscher Strahlen . . . . .	106
2.5.2.2	Die optimale Apertur und Ausleuchtung des Projektionsteleskops . . . . .	108
2.5.2.3	Die optische Ausführung . . . . .	111
2.5.2.4	Die Optomechanik . . . . .	113
2.5.3	Das Strahltransportsystem . . . . .	116
2.5.3.1	Strahlage-Steuerung und -Regelung . . . . .	116
2.5.3.2	Strahldiagnose . . . . .	119
2.5.3.3	Glasfaser-Übertragung . . . . .	119
2.6	Messungen am Laser-Leitstern . . . . .	124
2.6.1	Atmosphärische Extinktion und das Dichteprofil der Natrium-Schicht . . . . .	124
2.6.2	Helligkeit des Laser-Leitsterns . . . . .	127
2.6.3	Größe und Bewegung des Laser-Leitsterns . . . . .	128
2.7	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	130
<b>3</b>	<b>Sterntentstehung in Haufen-Galaxien bei <math>z &lt; 1</math></b> . . . . .	<b>131</b>
3.1	Einführung . . . . .	131
3.2	Übersicht der beobachteten Quellen . . . . .	133
3.2.1	Abell 262 und 1367 . . . . .	133
3.2.2	J1836.3CR . . . . .	134
3.2.3	PKS0743-006 . . . . .	134
3.3	Aufnahme und Reduktion der Daten . . . . .	134
3.3.1	Abell 262 und 1367 . . . . .	134
3.3.2	J1836.3CR . . . . .	136
3.3.3	PKS0743-006 . . . . .	137
3.4	Ergebnisse der Beobachtungen . . . . .	139
3.4.1	Abell 262 und 1367 . . . . .	139
3.4.1.1	UGC 1347 . . . . .	139
3.4.1.2	Die Nahinfrarot-Emission von UGC 1347 . . . . .	139
3.4.1.3	Die Leuchtkraft von UGC 1347 im K-Band . . . . .	144
3.4.1.4	Die Emission von UGC 1347 im Lyman-Kontinuum . . . . .	145
3.4.1.5	Die Masse von UGC 1347 . . . . .	146
3.4.1.6	Die Leuchtkraft von UGC 1347 im Ferninfraroten . . . . .	147

3.4.1.7	Die Supernova-Rate in UGC 1347 . . . . .	149
3.4.1.8	UGC 1344 . . . . .	150
3.4.1.9	Weitere Haufenmitglieder in Abell 262 und Abell 1367 . . . . .	152
3.4.2	J1836.3CR . . . . .	154
3.4.3	Das Feld um PKS0743-006 . . . . .	161
3.4.3.1	Die Host-Galaxie von PKS0743-006 . . . . .	164
3.5	Diskussion und Interpretation der Daten . . . . .	168
3.5.1	Abell 262 und 1367 . . . . .	168
3.5.1.1	Das stellare Populationssynthese-Programm STARS . . . . .	168
3.5.1.2	Die Sternentstehungsaktivität in UGC 1347 und UGC 1344 . . . . .	171
3.5.1.3	Sternentstehungsaktivität und die beobachtete Ausdehnung der Bulges in Abell 262 und Abell 1367 . . . . .	175
3.5.2	Sternentstehungsaktivität in J1836.3CR und PKS0743-006 . . . . .	177
3.5.3	Die Leuchtkraftverteilung der Haufenmitglieder . . . . .	179
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>184</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>188</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>198</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>200</b>

# Glossar

AAT	Anglo-Australian-Telescope
ADONIS	AO-System der ESO
ALFA	„Adaptive Optics with Laser for Astronomy“-Experiment des MPIA und MPE
A.LO	AmmonyxLO
AO	adaptive Optik
APD	Avalanche-Photodiode
Bulge	zentrale Verdickung in einer Galaxienscheibe
BRF	doppelbrechender Frequenzfilter
COT	Cyclooctatetraen
CW	Dauerstrich(-Betrieb)
DM	deformierbarer Spiegel
DSP	digitaler Signalprozessor
EG	Ethylenglykol
ESO	European Southern Observatory
FSR	freier Spektralbereich
FWHM	volle Halbswertsbreite
Host	die einen Quasar beheimatende Galaxie
HRD	Hertzprung-Russel-Diagramm
HST	Hubble Space Telescope
LLS	Laser-Leitstern
MPE	Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik
MPIA	Max-Planck-Institut für Astronomie
NLS	natürlicher Leitstern
OMEGA	Nahinfrarot-Kamera von ALFA
PM	Hauptspiegel
PSD	Positionsempfindlicher Detektor
PSF	Punktverbreiterungsfunktion
PVA	Polyvinylalkohol
Rh6G	Rhodamin 6G
SBS	Stimulierte Brillouin-Streuung
SHARP II+	Nahinfrarot-Kamera von ADONIS
SM	Sekundärspiegel
SNR	Signal-zu-Rausch-Verhältnis
S-S	Spitze-zu-Spitze
STARS	stellares Populationssynthese-Modell
WFS	Wellenfront-Sensor
QSO	quasistellares Objekt



# Kapitel 1

## Leistungsanalyse eines adaptive Optik-Systems mit Laser-Leitstern

### 1.1 Einführung

#### 1.1.1 Das ALFA-Projekt und diese Arbeit

ALFA (Akronym für Adaptive Optics with *L*aser *F*or *A*stronomy) ist ein Gemeinschaftsprojekt zwischen dem Max-Planck-Institut für Astronomie (MPIA) und dem Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE) mit dem Ziel, daß 3.5-m-Teleskop des Deutsch-Spanisch Astronomischen-Zentrums auf Calar Alto mit einem adaptiven Optik-System einschließlich Laser-Leitstern nachzurüsten, um beugungsbegrenzte astronomische Beobachtungen im Nahinfraroten über einen möglichst großen Bereich des Himmels durchführen zu können.

Als notwendige Voraussetzung zur Realisierung des Projektes galt es zu klären, ob mit der heute verfügbaren Lasertechnologie überhaupt ein für dieses Teleskop geeignetes Laser-Leitstern-System in dem zur Verfügung stehenden Zeit- und Kostenrahmen aufgebaut werden kann. Dazu war von mir zu ermitteln, welche Anforderungen an das System zur Erzeugung des Laser-Leitsterns und an das damit arbeitende adaptive Optik(AO)-System zu stellen sind, welcher Lasertyp letztendlich zum Einsatz kommen soll, und über welche Leistungsfähigkeit das AO-System damit verfügen wird.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit wird auf diese Fragestellungen eingegangen, bevor im zweiten Kapitel die wesentlichen, von mir entwickelten Bestandteile des in ALFA realisierten Laser-Leitstern(LLS)-Systems beschrieben werden und die vorhergesagten Eigenschaften des künstlichen Leitsterns mit Messungen verglichen werden. Im dritten Kapitel dieser Arbeit werden schließlich die bisher mit ALFA und mit dem AO-System ADONIS des European Southern Observatory (ESO) gewonnenen astrophysikalischen Beobachtungen an Haufengalaxien behandelt. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse und einem Ausblick.

#### 1.1.2 Adaptive Optik mit Laserleitsternen

In diesem Abschnitt werden sowohl die allgemeinen Grundlagen der AO in der Astronomie qualitativ beschrieben, die Notwendigkeit von LLSen begründet, die Einschränkungen in diesem Zusammenhang qualitativ dargestellt, als auch das in ALFA realisierte AO-Untersystem kurz vorgestellt.

### 1.1.2.1 Der wissenschaftliche Nutzen von AO

Astronomische Beobachtungen vom Erdboden aus sind in ihrer räumlichen Auflösung durch die Turbulenz der Erdatmosphäre begrenzt (s. nächster Abschnitt). Der Bau größerer Teleskope diente deshalb in der Vergangenheit weniger dazu, das Auflösungsvermögen zu verbessern, als vielmehr dazu, mehr Photonen zu sammeln um lichtschwächere Objekte zu erreichen. Mit Ausnahme der Beobachtung von ausgedehnten Quellen niedriger Flächenhelligkeit würden in der Praxis alle astronomischen Beobachtungen von einer höheren als durch die Atmosphäre vorgegebenen Auflösung profitieren. Durch eine Steigerung des tatsächlichen räumlichen Auflösungsvermögens würde man nicht nur mehr über die räumliche Struktur astronomischer Objekte erfahren, sondern auch die Nachweisbarkeit schwacher Objekte (insbesondere in der Nähe heller Quellen) erhöhen, dadurch daß der Beitrag des Nachthimmelsleuchten zum Signalhintergrund reduziert wird.

Aus dem gleichen Grund würde eine höhere räumliche Auflösung die Empfindlichkeit eines angeschlossenen Spektrographen erhöhen. Mit einer steileren Energiewachstumsfunktion der Punktverbreiterungsfunktion (PSF) des Teleskops wäre es zudem möglich den Lichtdurchsatz durch den Spektrographenspalt und damit die Effizienz des gesamten Instruments zu steigern. Da die Spaltbreite eines Spektrographen durch das räumliche Auflösungsvermögen des lichtsammlenden Teleskops vorgegeben ist, und das Produkt aus Spaltbreite und spektraler Auflösung proportional zum Verhältnis des Durchmessers des (zu dispergierenden) kollimierten Lichtbündels zum Durchmesser der Teleskopapertur ist, würde eine höhere räumliche Auflösung es nicht zuletzt erlauben, zukünftige hochauflösende und abbildende Spektrographen wesentlich kompakter zu entwerfen.

### 1.1.2.2 Ein einfaches Modell der turbulenten Atmosphäre

Ein perfekt abbildendes Teleskop mit einem Aperturdurchmesser  $D$  besitzt nach dem Rayleigh-Kriterium<sup>1</sup> bei der Wellenlänge  $\lambda$  eine theoretische Winkelauflösung von

$$\theta_A = 1.22\lambda/D. \quad (1.1)$$

Das bisher in der Praxis erzielbare Auflösungsvermögen  $\theta_S$  ist hingegen durch die wellenlängenabhängige Kohärenzlänge  $r_0$  der atmosphärischen Turbulenz, durch die abgebildet wird, begrenzt:

$$\theta_S \approx \lambda/r_0.$$

Der Betrag von  $r_0$  liegt in der Größenordnung von 10 cm im sichtbaren Spektralbereich und nimmt mit  $r_0 \sim \lambda^{6/5}$  überproportional für größere Wellenlängen zu (s. Kap.1.2.1.1). Im Nahinfraroten beträgt  $r_0$  ungefähr 100 cm. Erst ab  $\lambda \approx 10 \mu\text{m}$  ist  $r_0$  so groß, daß jedes Teleskop der 4-m-Klasse an der Beugungsgrenze arbeitet und der Effekt der Turbulenzen nur darin besteht, daß das Bild in der Brennebene verhältnismäßig langsam hin- und herwandert. Bei kürzeren Wellenlängen entspricht  $\theta_S$  dem Durchmesser des Sternscheibchens (dem sogenannten Seeing-Scheibchen), wie man es bei langbelichteten Aufnahmen eines unaufgelösten natürlichen Sterns durch die unkorrigierte Atmosphäre erhält. Im Sichtbaren ist  $\theta_S \approx 1''$ . Bei kurzzeitbelichteten Sternaufnahmen beobachtet man bei kurzen Wellenlängen am Ort des Sterns eine Wolke von  $\approx (D/r_0)^2$  zufällig am Himmel verteilten Einzelbildern (sogenannte Speckles), deren Einhüllende am Ort des Sterns einen Durchmesser von  $\theta_S$  aufweist. Jedes Speckle besitzt dabei die Größe des Beugungs- oder Airy-Scheibchens der Teleskopapertur.

Obiger Einfluß der Turbulenz auf die astronomische Abbildung kann durch folgendes vereinfachendes Modell beschrieben werden, mit dem man eine erste Abschätzung für die, den Entwurf eines AO-Systems grundsätzlich bestimmenden Parameter gewinnen kann. In einer mittleren

<sup>1</sup>Zwei benachbarte, gleichhelle Punktquellen sind sicher trennbar, wenn ihr gegenseitiger Abstand mindestens die volle Halbwertsbreite der den Kern des Beugungsbildes beschreibenden Airy-Funktion beträgt.

Höhe  $\bar{H}$  liegen zufällig über der Teleskopapertur verteilt Bereiche mit jeweils konstantem Brechungsindex – die sogenannten Turbulenzzellen – welche sich mit der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{v}$  transversal zur Beobachtungsrichtung bewegen. Der Durchmesser dieser Zellen entspricht der Kohärenzlänge  $r_0$ , so daß über deren Durchmesser die Störung der einfallenden ebenen Wellenfront als eine Verkippung derselben dargestellt werden kann. Die Kohärenzzeit der Turbulenz,  $\tau_0$ , ist dann für die Störungen der höheren Ordnungen durch  $\tau_0 \approx r_0/\bar{v}$  gegeben. Am Himmel sind die durch Turbulenzen verursachten Störungen höherer Ordnung nur über einen gewissen Winkel, dem sogenannten isoplanetischen Winkel,  $\theta_0$ , korreliert. Verlangt man, daß sich zwei benachbarte Wellenfronten zu 50 % überlappen, gilt  $\theta_0 \approx 0.5r_0/\bar{H}$ . Die dynamische Wellenfrontstörung niedrigster Ordnung, also die Bildbewegung, ist nach dem Turbulenzzellen-Modell über einen größeren Bereich am Himmel, dem sogenannten isokinetischen Winkel  $(\theta_0)_T \approx 0.5D/\bar{H}$  korreliert. Ebenso ist die entsprechende Kohärenzzeit mit  $(\tau_0)_T \approx D/\bar{v}$  größer. Die beiden zuletzt genannten Winkel geben nicht nur den maximalen Abstand zwischen Leitstern und Objekt an, sondern auch das maximale korrigierbare Gesichtsfeld eines AO-Systems in der jeweiligen Ordnung. Da der durch die atmosphärischen Brechungsindexschwankungen verursachte optische Weglängenunterschied in erster Näherung wellenlängenunabhängig ist (weil der Brechungsindex nur schwach von der Frequenz abhängt) ist die relative Änderung der optischen Phase (die mit  $2\pi/\lambda$  multiplizierte optische Wegdifferenz) bei größeren Wellenlängen kleiner als bei kürzeren. Deshalb ist es grundsätzlich einfacher bei größeren Wellenlängen obige Störungen zu kompensieren.

Die Fortschritte der letzten Jahre in der AO-Technologie verspricht, die erdgebundene Astronomie mit Großteleskopen und Multiapertur-Interferometern sowohl im Infraroten als auch im Optischen zu revolutionieren, indem die Variationen in der optischen Weglänge, die auf die ursprünglich ebene Lichtwelle beim Durchgang durch die atmosphärische Turbulenz wirken, noch während der Beobachtung entfernt werden. Dadurch können endlich Winkelauflösungen an einem Teleskop erreicht werden, die bisher nur durch Speckle-interferometrische Messungen möglich waren, wobei letztere allerdings nur auf verhältnismäßig helle Objekten anwendbar sind. Eine Beschreibung der während der Fertigung dieser Arbeit einzigen rein astronomisch genutzten AO-Projekte, welche allerdings ausschließlich natürliche Leitsterne verwenden, nämlich das System ADONIS der ESO auf La Silla (Chile) und das System PUEO am Canadian-France-Hawaii-Telescope (CFHT) auf dem Mauna Kea (Hawaii), finden sich in Rousset et al. (1994a) beziehungsweise Arsenault et al. (1994). Auf ADONIS und die darin eingesetzte Nahinfrarot-Kamera wird in Kap. 3 im Rahmen der Beschreibung der Datenaufnahme an den untersuchten Galaxienhaufen nochmals eingegangen.

### 1.1.2.3 Prinzip der adaptiven Optik

In Abb. 1.1 ist schematisch das Funktionsprinzip eines astronomischen AO-Systems mit LLS dargestellt. Um in Echtzeit die atmosphärischen Wellenfrontstörungen zu kompensieren, benötigt das AO-System Licht von einer Referenzquelle (dem Leitstern) oberhalb der zu messenden Turbulenz, aus dem die augenblickliche Form der Wellenfront ermittelt werden kann. Das Licht vom astronomischen Beobachtungsobjekt und der Referenzquelle wird vom Teleskop gesammelt und anschließend von einem schnellen Kippspiegel (Tip-Tilt-Spiegel) reflektiert, der die Bildbewegung, also die Störung niedrigster Ordnung kompensiert. Das nachfolgende deformierbare optische Element (hier ein kleiner deformierbarer Spiegel, im folgenden mit DM abgekürzt) in der Pupillenebene des Teleskops korrigiert die Störungen höherer Ordnung in der Wellenfront. Da die Bildbewegung den größten Beitrag im Leistungsspektrum der gemessenen optischen Phasenvarianz liefert (s. Kap. 1.2.1.3), verringert der Einsatz eines separaten Tip-Tilt-Spiegels die Anforderungen an den Dynamikbereich des DMs. Das (hier infrarote) Licht des astronomischen Objekts wird dann mittels eines dichroitischen Strahlteilers vom (sichtbaren) Licht der Referenzquelle getrennt. Das Referenzlicht wird auf einen Wellenfrontsensor (WFS) und auf einen Tip-Tilt-Sensor (im einfachsten Fall ein Quadrantendetektor) gelenkt. Aus deren Daten wird die instantane Wellenfront rekonstruiert und mit dieser Information der DM beziehungsweise der Tip-Tilt-Spiegel in einem geschlossenem Regelkreis zur optischen Phasenkonjugation gesteuert.

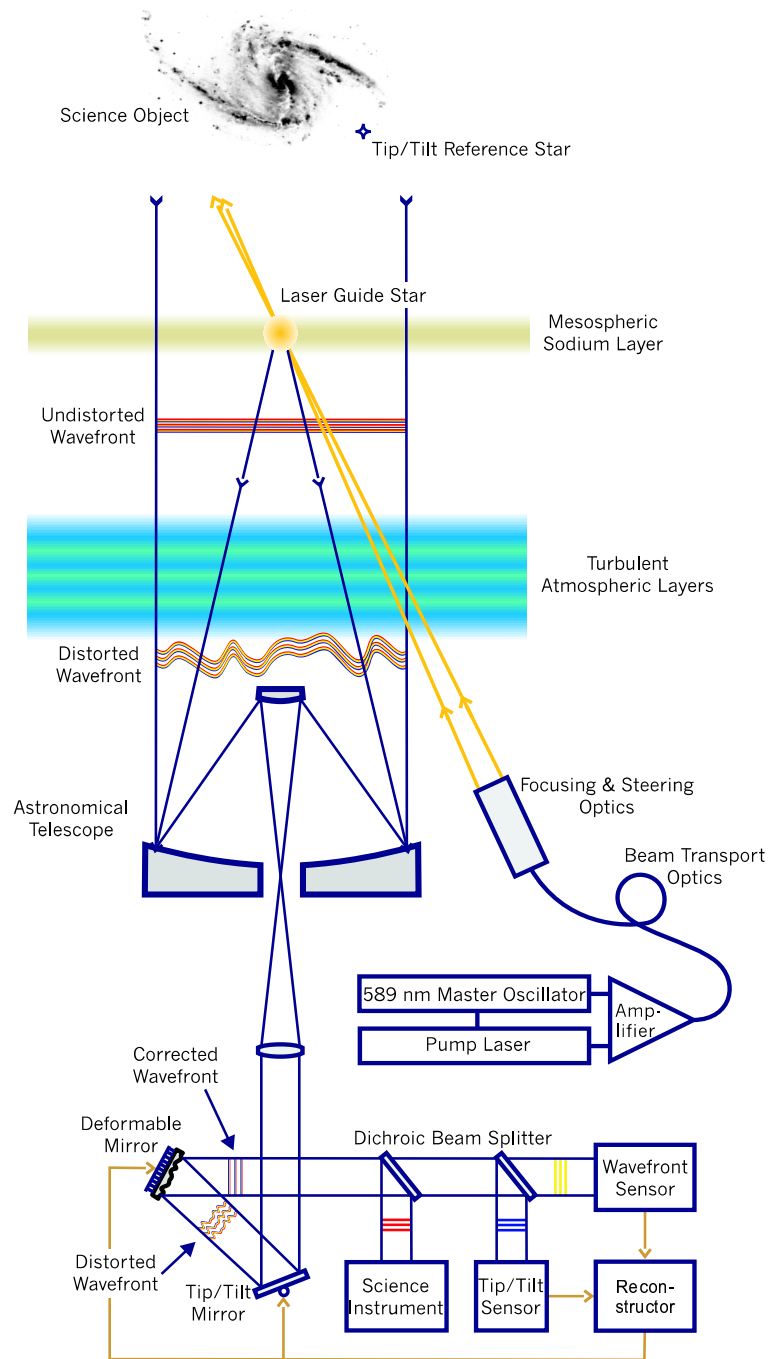


Abbildung 1.1: Prinzip eines adaptiven Tertiärspiegeloptik-Systems mit Natrium-LLS. Die Bedeutung der einzelnen Komponenten des AO-Systems ist im Text beschrieben. Man beachte, daß der separate Tip-Tilt-Sensor im optischen Arm des deformierbaren Elements platziert ist.

Man beachte in Abb. 1.1, daß der Tip-Tilt-Sensor im optischen Arm des DMs plaziert ist. Das Licht des astronomischen Objekts wird zum wissenschaftlichen Instrument (einer Kamera oder einem Spektrographen) gelenkt, mit dem das korrigierte Bild aufgenommen wird.

Es gibt keine Detektoren mit der die Lichtphase im Optischen direkt gemessen werden kann. Deshalb müssen die Phasenschwankungen indirekt, durch Umwandlung in Intensitätsvariationen ermittelt werden. Für den allgemeinen Gebrauch in der Astronomie scheiden dazu die üblichen Methoden der Interferometrie unter anderem deshalb aus, weil sie (quasi-)kohärentes Licht erfordern. Zur effektiven Wellenfrontanalyse (was die Empfindlichkeit auf die Referenzquelle angeht) bleiben deshalb nur zwei Sensortypen übrig: Der aus der optischen Prüftechnik entwickelte Hartmann-Shack-Sensor und der sogenannte Krümmungssensor. Insbesondere auf ersteren wird bei der Beschreibung des ALFA AO-Untersystems in Kap. 1.1.2.6 näher eingegangen.

Die erforderliche Rate, mit der die Wellenfrontmessung im dargestellten System aktualisiert werden muß, liegt mindestens beim zweifachen Betrag der Kohärenzzeit  $\tau_0$ . Für eine Geschwindigkeit der Turbulenzzellen in der Größenordnung von 50 m/s (typischer Wert der Windgeschwindigkeit in einer Höhe  $\bar{H} \approx 10$  km, in der sich in der Regel die die Turbulenz dominierenden starken Höhenwinde ausbilden) ergibt sich somit eine erforderliche Kompensationsbandbreite in der Größenordnung von einem kHz im Sichtbaren und etwa 100 Hz im Nahinfraroten. Der Abstand zwischen den Kontrollelementen des adaptiven Elements in der Pupillenebene muß dabei dem Durchmesser der Turbulenzzellen angepaßt sein, daß heißt es sind  $\approx (D/r_0)^2$  Kontrollelemente erforderlich. An einem Teleskop der 4-m-Klasse wäre somit im Sichtbaren ein DM mit etwa 1000 Aktuatoren notwendig; im Nahinfraroten ist eine Anzahl in der Größenordnung von 50 ausreichend.

Um ein beugungsbegrenztes Bild zu erhalten, ist es nicht erforderlich, auf jede Turbulenzzelle die Wellenfront zu korrigieren. Dies versteht man, wenn man sich zunächst von dem vereinfachenden Modell der Turbulenzzellen löst, und die Beschreibung der optischen Phase einer gestörten Wellenfront als Summe über Zernike-Polynome (s. Kap. 1.2.1.3) wählt. Zernike-Polynome (im folgenden auch als Moden bezeichnet) werden häufig in der Optik benutzt, da die niedrigsten Ordnungen den klassischen Abbildungsfehlern wie Defokus, Astigmatismus, Koma und sphärische Aberration entsprechen. Beginnt man nun mit dem DM immer höhere Ordnungen zu korrigieren, so werden die verbleibenden Aberrationen der Wellenfront, also die Abweichung von der ebenen Welle, immer kleiner. Da man aber mit den niedrigeren Ordnungen, daß heißt mit der Korrektur der großskaligen Strukturen der Wellenfront beginnt, wird die kleinste signifikante Struktur der Wellenfront, nämlich die mit der Kohärenzlänge  $r_0$ , kaum geändert. Das führt dazu, daß mit steigendem Korrekturgrad, das Seeing-Scheibchen nachwievor erhalten bleibt, daß aber im Zentrum ein beugungsbegrenztes Airy-Scheibchen entsteht. Das Intensitätsverhältnis zwischen dem zentralen Airy-Scheibchen und dem Seeing-begrenzten Halo wächst aber mit steigendem Korrekturgrad mehr und mehr zugunsten des Airy-Scheibchens, bis im Idealfall der perfekten Korrektur der Halo verschwunden ist. Die perfekte Korrektur läßt sich aber prinzipiell nie erreichen: Photonengeräusch, Detektorgeräusch, die endliche Bandbreite des Regelkreises zur Phasenkompensation und die diskrete Verteilung der Stелеlemente des adaptiven Elements ergeben in der Summe einen nicht vernachlässigbaren Restfehler. Das bedeutet, daß man den Korrekturgrad dann als ausreichend ansehen kann, wenn der durch die Restfehler bedingte Seeing-begrenzte Halo nicht mehr stört.

Ein Maß für die erreichte Bildqualität ist die sogenannte Strehlsche Definitionshelligkeit (im folgenden als Strehl-Zahl bezeichnet),  $SR$ , welche als das Verhältnis der maximalen Intensität im nominellen Fokus zur maximalen Intensität des vollständig beugungsbegrenzten Bildes definiert ist. Diese Beschreibung der Korrekturgüte hat den Vorteil, unabhängig von der Art des Abbildungsfehlers zu sein. Für eine Varianz in der optischen Phase  $\sigma_\phi^2 < 2 \text{ rad}^2$  gilt die Näherung (Majahan 1983)

$$SR \approx \exp(-\sigma_\phi^2). \quad (1.2)$$

Ein optisches System ist nach dem Rayleighschen Viertelwellenlängen-Kriterium beugungsbegrenzt, wenn  $SR \geq 0.8$  ist (entsprechend  $\sigma_\phi^2 \leq \lambda/4$ ). Werte für  $SR$  zwischen 25 und 50 % sind für die meisten astronomischen Beobachtungen allerdings ausreichend. Unter durchschnittlichen

Seeing-Bedingungen müssen dazu etwa 20 - 40 Moden vom AO-System korrigiert werden. Der verbleibende, dem beugungsbegrenzten Kern unterliegende Halo ist dann kleiner als etwa 5% des Intensitätsmaximum des korrigierten Bildes. Nur für wenige Beobachtungen genügt (nach dem heutigen Stand der bildverarbeitenden Methoden) bereits eine Strehl-Zahl von 10 bis 15 %. Bei den anspruchsvollsten Beobachtungszielen, etwa der direkten Abbildung von extrasolaren Planeten darf das Hintergrundsignal des Halos höchstens in der Größenordnung des Detektorrauschens liegen und die erforderliche Anzahl der zu korrigierenden Moden wächst auf Werte der Größenordnung 1000.

#### 1.1.2.4 Himmelsüberdeckung für natürliche Leitsterne

Die Referenzquelle zur Messung der gestörten Wellnfront – idealerweise ein unaufgelöster natürlicher Leitstern – muß zweierlei Voraussetzungen in einem AO-System erfüllen: Sie muß hell genug sein, um ein ausreichendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis mit dem Wellenfront-Sensor zu erhalten, und sie muß innerhalb des isoplanetischen Winkels um das zu beobachtende astronomische Objekt liegen, daß heißt im Sichtbaren innerhalb von  $\theta_0 \sim 1''$  und im Nahinfraroten innerhalb  $\theta_0 \sim 10''$  (für ein angenommenes Seeing von  $\theta_S \approx 1''$ ). Diese beiden Anforderungen an den Leitstern definieren die Wahrscheinlichkeit, am Himmel eine geeignete natürliche Referenzquelle zu finden, oder die Himmelsüberdeckung, innerhalb derer eine ausreichende Korrektur mit dem AO-System erreicht werden kann. Die astronomischen Beobachtungsobjekte selbst sind in der Regel in ihrer Helligkeit zu schwach oder zudem zu stark ausgedehnt. Im folgenden soll die in der Praxis des astronomischen AO-Systems ADONIS schon von Beginn an erkannte Notwendigkeit von künstlichen Leitsternen für eine hohe Himmelsüberdeckung quantitativ untermauert werden.

In erster Näherung sind die natürlichen Sterne bis auf eine schwache Abhängigkeit von der galaktischen Breite zufällig am Himmel verteilt. Demzufolge ist die Wahrscheinlichkeit  $P$ , bei der galaktischen Breite  $b$  mindestens einen Stern heller als Größenklasse  $m$  innerhalb eines Kreises mit Winkelradius  $\theta$  (in rad) am Himmel zu finden, gemäß der Poisson-Verteilung:

$$P = 1 - \exp[-\pi\theta^2 n(m, b)], \quad (1.3)$$

wobei  $n(m, b)$  die Anzahldichte (in Sterne/rad<sup>2</sup>) der Sterne heller als Größenklasse  $m$  bei der galaktischen Breite  $b$  am Himmel ist. Werte für diese Anzahldichte liegen unter anderem für den galaktischen Pol und Äquator sowie für über alle galaktischen Breiten gemittelt für das V- und B-Band (Zentralwellenlänge  $0.55 \mu\text{m}$  beziehungsweise  $0.43 \mu\text{m}$ ) in tabellierter Form vor (Allen 1963). Die zur Zeit am geeignetsten Silizium-Detektoren für WFSen haben ihr Empfindlichkeitsmaximum um 700 nm. Deshalb habe ich die Sternanzahldichten im V- und B-Band auf diejenige im R-Band ( $0.71 \mu\text{m}$ ) mit folgendem Ergebnis extrapoliert:

$$n(m_R, 0^\circ) = 1.32 \times 10^{-4} m_R^{8.3}, \quad (1.4)$$

$$n(m_R, 90^\circ) = 3.98 \exp(1.01 m_R), \quad (1.5)$$

$$\bar{n}(m_R) = 1.45 \exp(0.97 m_R). \quad (1.6)$$

Die letzten Gleichungen gelten für Sterne heller als  $m_R \approx 20$ . In Abb. 1.2 ist die Himmelsüberdeckung in Abhängigkeit von der Leitstern-Helligkeit und dem Winkelabstand zum Zielobjekt dargestellt. Wie später gezeigt wird, ist für ein Teleskop der 4-m-Klasse ein Stern heller als  $m_R \approx 12.5$  notwendig, um im K-Band eine adaptive Korrektur mit einer Strehl-Zahl von mindestens  $SR \approx 0.25$  zu erreichen, wenn ein Hartmann-Shack-WFS (s. unten) mit optimaler Subapertur-Größe verwendet wird.

Bei einem angenommenen Seeing von einer Bogensekunde im Sichtbaren beträgt die mittlere Himmelsüberdeckung bei einem AO-System, das natürliche Leitsterne im Sichtbaren zur Korrektur der Störungen höherer Ordnung verwendet, nach Gl. (1.3) und Gl. (1.6) somit nur etwa 0.2 %. Für eine Tip-Tilt-Korrektur mit einem multiplikativen Beitrag zur Strehl-Zahl  $> 0.8$  genügt hingegen beim gleichen Teleskop ein natürlicher Leitstern mit  $m_R < 17.5$ , da in diesem

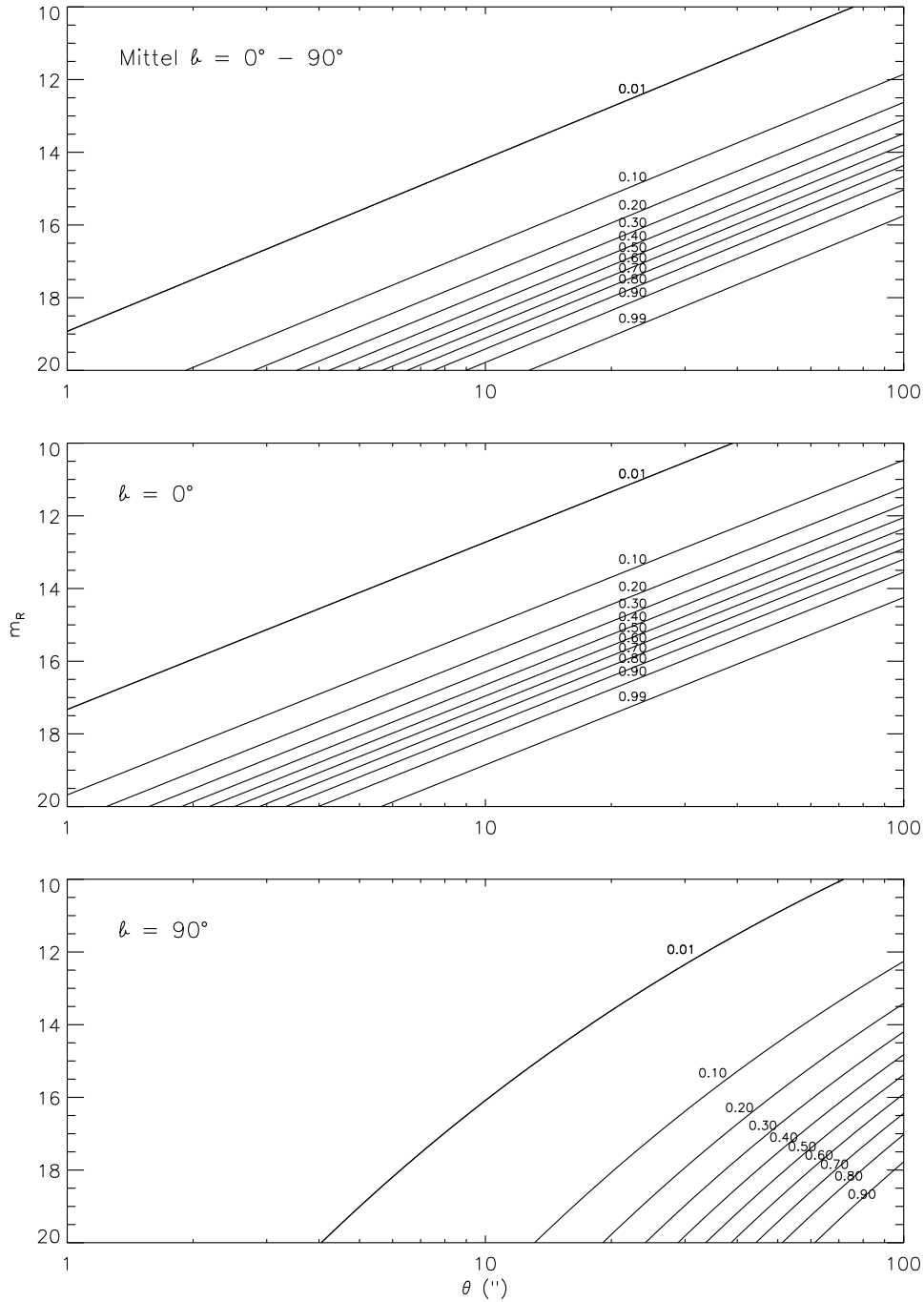


Abbildung 1.2: Himmelüberdeckung mit natürlichen Leitsternen über die galaktische Breite gemittelt (oben), für den galaktischen Äquator (Mitte) und Pol (unten). Die Zahlen an den Kurven geben die Wahrscheinlichkeit dafür an, in einem gegebenen Winkelabstand  $\theta$  vom Zielpunkt am Himmel mindestens einen natürlichen Stern heller als eine bestimmte Magnitude  $m_R$  im R-Band zu finden.

Tip-Tilt - Korrektur			
Band	V	J	K
$(m_R)_{lim}$	12.5	15.5	17.5
$P_{Aequator}$ (%)	7	76	95
$P_{Pol}$ (%)	< 1	5	15
$\bar{P}$ (%)	1	24	85
Korrektur höherer Ordnung			
Band	V	J	K
$(m_R)_{lim}$	7.5	10.5	12.5
$P_{Aequator}$ (%)	< 0.1	0.1	0.8
$P_{Pol}$ (%)	< 0.1	< 0.1	0.1
$\bar{P}$ (%)	< 0.1	< 0.1	0.2

Tabelle 1.1: Grenzhelligkeit  $(m_R)_{lim}$  im R-Band eines optimal angepassten Hartmann-Shack-WFSs und Himmelsüberdeckung  $P$  mit natürlichen Leitsternen für ein AO-System an einem Teleskop der 4-m-Klasse in drei spektralen Beobachtungsbändern. Es wurde ein Zenit-Seeing im Sichtbaren von einer Bogensekunde und ein Detektor-Ausleserauschen (auch für den Tip-Tilt-Sensor) von vier Elektronen angenommen.

Fall das jeweils von der ganzen Teleskop-Apertur gesammelte Licht zum Messen der beiden Regelgrößen zur Verfügung steht. Da gleichzeitig die turbulenzbedingten Schwerpunktbewegungen zweier Sterne nach dem Turbulenzzellen-Modell über einen größeren Winkelbereich und über längere Zeiten am Himmel korreliert sind, als es für die Korrelation der Störungen höherer Ordnung der Fall ist, ergibt sich bei reiner Tip-Tilt-Korrektur eine mittlere Himmelsüberdeckung von etwa 85 % für eine Teleskopapertur von etwa vier Meter Durchmesser. Tab. 1.1 faßt die maximale Himmelsüberdeckung eines exemplarischen AO-Systems mit optimal angepasstem Hartmann-Shack-WFS im Sichtbaren an einem Teleskop der 4-m-Klasse nochmals für drei spektrale Beobachtungsbänder zusammen (zur Definition der Nahinfrarot-Bänder s. Kap. 1.1.2.6). Die zugrundegelegten Grenzhelligkeiten resultieren aus den Simulationsergebnissen von ALFA (s. Kap. 1.5) für natürliche Leitsterne. Für die Korrektur der Wellenfrontstörungen höherer Ordnungen sind die Grenzhelligkeiten unabhängig vom Teleskopdurchmesser und nur vom Seeing und dem Detektorrauschen bestimmt. Es wird hier ein Hartmann-Shack-WFS, der im sichtbaren Wellenlängenbereich arbeitet, betrachtet, da in diesem Wellenlängenbereich die verwendeten zweidimensionalen Detektorarrays das kleinste Ausleserauschen bei gleichzeitig hoher Bildrate aufweisen. Mit zukünftigen Detektorarrays, die die entsprechende Leistungsfähigkeit auch im Infraroten erbringen, würde sich die Himmelsüberdeckung mit natürlichen Infrarot-Leitsternen steigern, da dann auch das durch Staub besonders im Sichtbaren geschwächte Licht noch genutzt werden könnte. Eine nahezu vollständige Himmelsüberdeckung mit natürlichen Leitsternen bei der Korrektur der höheren Ordnungen wäre aber auch in diesem Fall bei weitem nicht erreichbar.

### 1.1.2.5 Laser-Leitsterne

Eine Möglichkeit künstliche Leitsterne zu erzeugen besteht darin, einen Hochleistungslaserstrahl vom Erdboden aus in Richtung des Beobachtungsobjekts in die Atmosphäre zu schießen. Das rückgestreute Licht aus einer gewissen Höhe aus einem zylinderförmigen Volumen geeigneter Ausdehnung kann dann als Referenzquelle für das AO-System benutzt werden. Das US-Amerikanische Militär hat im Rahmen des Star-Wars-Programms dieses Konzepts 1984 zuerst diskutiert (Fugate 1994). Hierbei sollte der LLS vornehmlich zur Verbesserung der Qualität von Satellitenbeobachtungen dienen; natürliche Hintergrundsterne sind für diesen Zweck ungeeignet, weil sich Satelliten zu schnell bewegen. Unabhängig von diesen bis Anfang der neunziger Jahre geheimgehaltenen Projekt wurde 1985 erstmals das Konzept eines LLSs auch in der astronomischen Forschung vorgeschlagen (Foy und Labeyrie 1985). Bis zum Beginn dieser



Arbeit war allerdings kein astronomisches LLS/AO-System jemals im regulären Beobachtungsbetrieb; lediglich Feldversuche wurden durchgeführt, die die Tauglichkeit des LLS-Konzepts demonstrieren sollten (Thomson und Gardner 1987, Humphries et al. 1991, Lloyd-Hart et al. 1995).

Die zwei Techniken, die zur Zeit am geeignetsten erscheinen um LLSe zu erzeugen, basieren einmal auf Rayleigh-Streuung von kurzwelligem sichtbarem Licht an Luftmolekülen bis in Höhen von etwa 20 km oder auf Licht aus der Resonanzfluoreszenz von mesosphärischen Natrium-Atomen in etwa 90 km Höhe. Beide Alternativen haben ihre Stärken und Schwächen hinsichtlich einer hohen Rückstreu-Effizienz, der Möglichkeit einen leistungsstarken Laser bei der gewünschten Wellenlänge betreiben zu können und der Möglichkeit das LLS-Signal einfach zu detektieren und auszuwerten.

Beim Einsatz von LLSen kommen zwei grundsätzliche Schwierigkeiten zum Vorschein: Ein Problem betrifft die Kompensation der Bildbewegung, das andere Problem hängt mit der endlichen Höhe zusammen, in der der LLS in der Atmosphäre erzeugt wird. So ist hinsichtlich des erstgenannten Problems auch mit einem einzeltem LLS, der grundsätzlich an einer beliebigen Position am Himmel erzeugt werden kann, die Himmelsüberdeckung von vornherein nicht vollständig. Dies hat folgenden Grund: bei der Ausbreitung des Laserstrahls in der Atmosphäre nach oben wandert der Strahl in einer Zufallsbewegung aufgrund der atmosphärischen Turbulenz bevor der eigentliche LLS erzeugt wird. Da deshalb die absolute Position des LLSs in der Atmosphäre nicht bekannt ist, besitzt die vom Teleskop gemessene Wellenfront des vom LLS ausgehenden Lichts eine unbekanntes Verkippung gegenüber der ursprünglich ebenen Wellenfront eines natürlichen Sterns. Das heißt mit einem (monochromatischen) LLS kann nur die differentielle Verkippung beider Wellenfronten und nicht der Absolutbetrag der Bildbewegung eines unmittelbar benachbarten natürlichen Sterns gemessen werden. Für den Fall, daß für die Projektion des Laserstrahls in die Atmosphäre dieselbe Optik benutzt wird, wie für die Aufnahme des LLSs, werden sich wegen der Umkehrbarkeit des Lichtweges die Störungen niedrigster Ordnung beim Hinauf- und Herunterweg gegenseitig sogar genau aufheben und der LLS scheinbar unbeweglich am Himmel stehen.

Der im Moment am einfachsten erscheinende Ausweg aus diesem Problem ist die Messung des Tip-Tilt-Beitrags in der Störung der Wellenfront mit Hilfe eines separaten natürlichen Leitsterns. Dies erscheint nur im ersten Moment wie ein Rückschritt, da die Randbedingungen an das Tip-Tilt-System bei weitem nicht so einschränkend sind, wie an die Systemkomponente, die die Störungen der höheren Ordnungen korrigieren soll (was aber gerade wegen dem hohen Anteil, den die Tip-Tilt-Bewegung an der gesamten Störung des integrierten Bildes hat, trotzdem einen äußerst sorgfältigen Entwurf dieser Komponente im AO-System erfordert). Da wie bereits erwähnt bei der Tip-Tilt-Messung das Lichtsammelvermögen der gesamten Teleskopapertur (und nicht nur das einer einzelnen Subapertur, s. Erläuterung zum Hartmann-Shack-WFS im nächsten Abschnitt) genutzt wird, kann der Tip-Tilt-Leitstern um mindestens  $5 \log(D/r_0)$  Magnituden schwächer als der LLS zur Korrektur der Störungen höherer Ordnung sein. Mindestens deshalb, weil die Bandbreite der Tip-Tilt-Korrektur etwa  $r_0/D$ -mal kleiner als diejenige zur Kompensation der Störung höherer Ordnungen sein kann. Desweiteren wird durch den geschlossenen Regelkreis zur Korrektur der höheren Ordnungen der Tip-Tilt-Referenzstern eine Ausdehnung in der Größenordnung  $\lambda/D$  statt  $\lambda/r_0$  haben, was für ein höheres Signal-zu-Rausch-Verhältnis sorgt. Zusammen mit der Tatsache, daß nach dem Turbulenzzellen-Modell der isokinetische Winkel um etwa den Faktor  $D/r_0$  größer als der isoplanatische Winkel ist, ergibt sich beim Betrieb im langwelligen Nahinfraroten bereits für ein Teleskop der 4-m-Klasse nach Tab. 1.1 eine nahezu vollständige Himmelsüberdeckung für einen natürlichen Tip-Tilt-Leitstern. Eine Möglichkeit, den Tip-Tilt-Beitrag ohne Zuhilfenahme eines natürlichen Sterns zu messen ist ein polychromatischer LLS (Foy 1995): Das zurückkommende Licht bei verschiedenen Wellenlängen folgt geringfügig unterschiedlichen optischen Wegen in der Atmosphäre; die Differenz in der Verkippung der entsprechenden Wellenfronten ist dabei eine Funktion der totalen Verkippung. Die Schwierigkeit dieses Konzepts liegt im zu erwartenden schwachen Signal. Da die spektrale Dispersion der Luft in der Größenordnung von einem Prozent liegt, wäre für gleiche Signalstärken eine in diesem Schema um zwei Größenordnungen höhere Laserleistung

erforderlich, um auch den Tip-Tilt-Beitrag messen zu können.

Das Problem der endlichen Höhe des LLSs hat für den Einsatz eines einzelnen LLSs die folgende Konsequenz: Das kegelförmige Volumen, das vom LLS an der Spitze mit Licht ausgefüllt wird, liefert nicht die gleichen Informationen über die Turbulenz wie das Licht von einem natürlichen Stern, das ein zylinderförmiges Volumen über dem Teleskop ausfüllt (sogenannter „Konus-Effekt“, vgl. Abb. 1.1). Bis zur Höhe  $H_{LS}$  des LLSs nimmt der Anteil der meßbaren Turbulenz mit der Höhe  $h$  wie  $(1 - h/H_{LS})$  ab, und mit steigendem Abstand von der Teleskopachse mißt man in der Eintrittspupille zunehmend den falschen Turbulenzbeitrag. Oberhalb des LLSs kann die Turbulenz überhaupt nicht gemessen werden. Diese zuletzt genannten Effekte werden unter dem Begriff fokaler Anisoplanatismus zusammengefaßt (der künstliche Stern steht für das Teleskop „außer Fokus“ relativ zum unendlich weit entfernten natürlichen Stern). Der fokale Anisoplanatismus kann durch einen möglichst hohen LLS oder durch mehrere über der Teleskopapertur verteilte LLSs minimiert werden.

Berücksichtigt man diese beiden Einschränkungen beim Gebrauch von LLSen, läßt sich der sinnvolle Einsatz von Rayleigh- und Natrium-LLSen auf folgende Fälle eingrenzen (die quantitative Behandlung dieser Probleme erfolgt in Kap. 1.5): Für eine adaptive Korrektur reicht ein einzelner Rayleigh-Leitstern für Teleskope mit Aperturen bis etwa 2 m Durchmesser; größere Teleskope wären auf die gleichzeitige Messung von mehreren Rayleigh-Leitsternen angewiesen, aber selbst dann kann die nicht gemessene Turbulenz oberhalb des LLSs die Korrekturgüte des AO-Systems begrenzen. Im Fall von Natrium-LLSen, bei denen das resonant gestreute Licht aus der etwa 5 km dicken und etwa 90 km hohen mesosphärischen Natrium-Schicht gemessen wird, tritt das Problem der nichtmeßbaren Störungen oberhalb des LLSs nicht auf, und ein einzelner Natrium-LLS würde auch im Sichtbaren noch ausreichen, um damit ein Teleskop der 4-m-Klasse adaptiv an sein Beugungslimit zu korrigieren.

Die die scheinbare Helligkeit eines LLSs unmittelbar bestimmende erforderliche Ausgangsleistung des Lasers hängt dabei von einer Vielzahl von Parametern ab: Der Wellenlänge, bei der die astronomische Beobachtung durchgeführt wird, der Zenit-Distanz des wissenschaftlichen Objekts, der Kohärenzlänge und -zeit der atmosphärischen Turbulenz, der Jahreszeit im Fall von Natrium-LLSen, der atmosphärischen Transmission und dem Lichtdurchsatz im System, der Qualität des Detektors im WFS, sowie dem maximal tolerierbaren Restfehler in der korrigierten Wellenfront, um nur einige Größen zu nennen.

Wie oben dargelegt wurde, stellen Natrium-LLSs wegen ihrer Höhe das zu favorisierende Konzept bei Großteleskopen dar, wenn auf die grundsätzlich höchste Korrekturgüte Wert gelegt wird. Trotzdem sollen hier zum Abschluß dieses Abschnitts nochmals die Vorteile von Rayleigh-Leitsternen kurz zusammengefaßt werden. Dies erlaubt einen besseren Vergleich bezüglich des Aufwandes ein Natrium-LLS-System aufzubauen, sowohl was die Realisierung eines geeigneten Lasers, als auch die Implementierung in das Gesamtsystem angeht. Im Fall von Rayleigh-Rückstreuung ist die Anzahl der empfangenen Photonen proportional zu  $\lambda^{-3}$  (das  $\lambda^4$ -Gesetz bezieht sich auf die gestreute Energie), so daß kürzere Laserwellenlängen vorzuziehen sind. Da die Rayleigh-Streuung ab der Höhe des Teleskopstandortes beginnt, verwendet man zweckmäßiger Weise einen gepulsten Laser, so daß der WFS zeitlich geöffnet werden kann, um Licht nur aus einem gewissen Höhebereich zu empfangen. Die Auswahl der Wellenlänge richtet sich einzig nach der spektralen Transmission der Atmosphäre und der Quanteneffizienz der verfügbaren Detektoren im WFS. Im Gegensatz zu Lasern für Natrium-Leitsterne ist man nicht gezwungen verhältnismäßig schmalbandige Laser, die zudem noch genau auf eine Resonanzfrequenz abgestimmt sind, einzusetzen. Desweiteren ist bei einer gegebenen Laserleistung das Rückstreusignal für Höhen bis etwa 10 - 20 km aufgrund der höheren Teilchenzahldichte deutlich größer als im Fall von Natrium-Leitsternen, wie es in Abb. 1.3 exemplarisch dargestellt ist. Die niedrige Säulendichte der mesosphärischen Natrium-Atome und die niedrige Sättigungsintensität des Natrium D-Übergangs erfordern ein LLS-System mit sehr genau definierten Eigenschaften um die verhältnismäßig wenigen verfügbaren Atome so effektiv wie möglich zu nutzen.

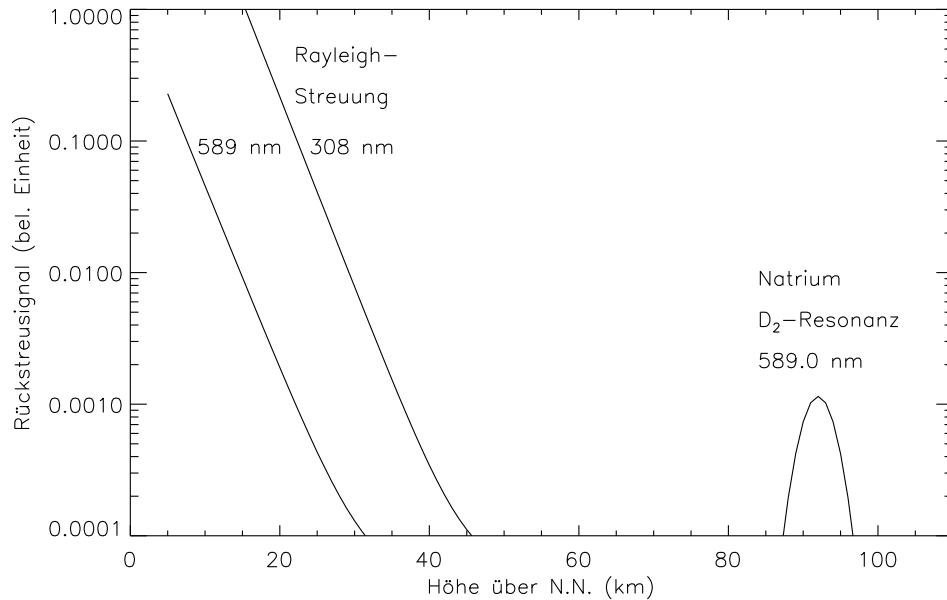


Abbildung 1.3: Normiertes Rückstreusignal für eine gegebene Laserleistung bei 308 nm (Excimerlaser) und 589 nm (unpolarisiertes Licht). Es wurde eine sehr geringe Trübung durch Aerosole angenommen (vgl. Kap. 1.2.2), sowie eine mittlere Säulendichte der Natrium-Atome von  $5 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$  und ein Wirkungsquerschnitt von  $8 \times 10^{-16} \text{ m}^2$  für die Resonanzfluoreszenz.

### 1.1.2.6 Die adaptive Optik in ALFA

In diesem Abschnitt werden die Grundprinzipien der ALFA-AO beschrieben, welche die technischen Grundlagen der später behandelten Leistungsanalyse bilden. Für einen homogeneren Überblick über das AO-System wird teilweise bereits auf Modifikationen am ursprünglichen Konzept eingegangen, welche sich als Konsequenz aus den Simulationen und dem tatsächlichen Beobachtungsbetrieb ergeben haben.

Das wissenschaftliche Ziel von ALFA ist die beugungsbegrenzte Abbildung bei gleichzeitig guter Himmelsüberdeckung im K- und H-Band unter mittleren bis guten Seeing-Bedingungen und im J-Band<sup>2</sup> unter sehr guten Seeing-Bedingungen. Aus technischen Erwägungen (Lichtdurchsatz, maximale Regel-Bandbreite usw.) kam für ALFA nur ein DM als adaptives Element in Frage und hier auch nur im Rahmen eines Tertiärspiegelsystems. Das heißt nicht der Sekundärspiegel des 3.5-m-Teleskops wird adaptiv ausgelegt (wie es erstmalig bei dem im Bau befindlichen Large Binocular Telescope auf dem Mount Graham, USA, geschehen soll), sondern mittels eines zusätzlichen optischen Systems wird die Teleskoppupille auf einen sehr viel kleineren DM abgebildet. Die Größe des DMs legt dann zusammen mit dem Öffnungsverhältnis des Teleskopfokus die grundlegenden optischen Parameter der abbildenden AO-Optik fest. Die minimale Größe des DM ist durch die erforderliche Anzahl der Aktuatoren (und deren mögliche Packungsdichte) gegeben, deren untere Grenze wie folgt bestimmt ist: Das mittlere Seeing auf Calar Alto im Sichtbaren beträgt etwa  $1.0''$  (Hopp 1994), entsprechend  $r_0 = 15 \text{ cm}$  bei  $0.55 \mu\text{m}$  (vgl. Kap. 1.2.1.2). Die Varianz in der optischen Phase,  $\sigma_\phi^2$ , einer durch Kolmogorov-Turbulenz (s. folgenden Abschnitt) gestörten Punktquelle über einer kreisförmigen Apertur vom Durchmesser  $D$  ist bei einer vollständigen Korrektur der ersten  $j$  Moden für große  $j$  gegeben durch (Noll

<sup>2</sup>Die Transmissionskurven der Filter J, H und K sind den spektralen Bändern minimaler atmosphärischer Absorption im Nahinfraroten angepaßt. Die Zentralwellenlängen beziehungsweise Bandbreiten dieser Bänder sind (nach Johnson 1966):  $1.25 \mu\text{m}/0.3 \mu\text{m}$  (J),  $1.65 \mu\text{m}/0.4 \mu\text{m}$  (H) und  $2.20 \mu\text{m}/0.6 \mu\text{m}$  (K)

1976, vgl. auch Kap. 1.2.1)

$$\sigma_j^2 \approx 0.2944j^{-0.866}(D/r_0)^{5/3} \quad (\text{in rad}^2). \quad (1.7)$$

Das bedeutet zusammen mit Gl. (1.2) für ein 3.5-m-Teleskop und den gegebenen mittleren Seeing-Bedingungen, daß mindestens 50 Moden korrigiert werden müssen, um im idealen Fall einer fehlerfreien Kompensation eine Strehl-Zahl von 80 % mit einem visuellem Leitstern zu erreichen. Der einzige kommerziell verfügbare Standard-DM dieser Größenordnung besaß 97 Aktuatoren (von Xinetics Inc., USA). Er weist einen effektiven Durchmesser von 66 mm auf. Die Aktuatoren sind elektrostriktiv ausgeführt und in einem quadratischen Raster am 2 mm dicken Spiegelsubstrat angebracht. Die Aktuatoren können maximal um 2  $\mu\text{m}$  ausgelenkt werden und die maximale Ansteuerfrequenz liegt bei 1.2 kHz.

Aus der Dimension des DMs zusammen mit der Forderung aus der Infrarot-Instrumentierung, zur Minimierung des Signalhintergrundes möglichst wenige optische Elemente aufzuweisen, resultierte der in Abb. 1.4 gezeigte opto-mechanische Aufbau des AO-Untersystems von ALFA. Die AO-Optik sitzt auf einer optischen Bank, die am Cassegrain-Flansch des 3.5-m-Teleskops im  $f/10$ -Fokus der Ritchey-Chretien-Teleskopoptik montiert ist. Der Faltspiegel, der das Teleskoplichtbündel in die Ebene der AO-Bank lenkt ist der Tip-Tilt-Spiegel. Der anschließende Off-Axis Parabolspiegel mit einer Brennweite von 662 mm bildet die Teleskop-Pupille auf den vertikal leicht gekippten DM ab. Darauf folgend wird der Teleskopfokus mittels eines  $f/24$  Off-Axis Parabolspiegels mit 1594 mm Brennweite auf das Nahinfrarot-Instrument abgebildet. Durch dieses Öffnungsverhältnis wird der Abbildungsmaßstab im Infrarot-Instrument dem verbesserten Auflösungsvermögen im korrigierten Bild angepaßt. Vor dem korrigierten Fokus sitzt ein dichroitischer Strahlteiler, der den Infrarot-Anteil des vom  $f/24$ -Paraboloid kommenden Lichts nach unten in das senkrecht zur AO-Bank montierte Nahinfrarot-Instrument lenkt und das transmittierte sichtbare Licht in den Wellefront-Analysearm schickt. Durch Herausfahren sowohl des dichroitischen Strahlteilers als auch des Tip-Tilt-Spiegels, die beide auf der optischen Achse des Hauptteleskops liegen, kann bei sehr schlechten Seeing-Bedingungen oder einem technischen Ausfall des komplexen AO-Systems mit dem Teleskop ohne große Umstände in herkömmlicher Weise, daß heißt Seeing-begrenzt beobachtet werden.

Im Wellenfront-Analyse-Arm sitzt ein weiterer dichroitischer Strahlteiler der 98 % des LLS-Lichts in einem schmalen Fenster um 589 nm in den WFS-Arm reflektiert und das restliche Licht zum Tip-Tilt-Sensor-Arm durchläßt. Da das Licht auf den Tip-Tilt-Sensor über den DM geht, wird der Tip-Tilt-Leitstern adaptiv in den höheren Ordnungen korrigiert. Dies ist von großer Bedeutung beim Erreichen möglichst hoher Strehl-Zahlen im langbelichteten Bild (s. Kap. 1.5.3.3). Der Tip-Tilt-Sensor war von Beginn an eine CCD-Kamera, die in der Zwischenzeit mit einem gedünnten, rückseitenbeleuchteten CCD mit 4  $e^-$  Ausleserauschen bei 80 Hz Bildrate ausgestattet wurde. Die Grenzgröße für den Tip-Tilt-Leitstern liegt damit bei etwa 15.5 mag. Es ist vorgesehen diese Kamera mittelfristig durch einen auf Avalanche-Photodioden basierenden Quadrantendetektor zu ersetzen. Damit würde die Tip-Tilt-Messung bei den kurzen Integrationszeiten praktisch rauschfrei werden und die Grenzelligkeit für den Tip-Tilt-Leitstern auf etwa 17.5 mag ansteigen.

Von Beginn an wurde ALFA mit einem WFS vom Hartmann-Shack-Typ zum Messen der höheren Moden geplant. Der Krümmungssensor zur Wellenfrontanalyse (Rodier 1991) schied aus, weil kein für diesen Sensortyp erforderlicher sogenannter bimorpher Spiegel als deformierbares Element mit der entsprechenden räumlichen Auflösung kommerziell zur Verfügung stand. Auch die zur Zeit existierenden bimorphen Spiegel besitzen maximal nur etwa 35 Stellemente und eignen sich deshalb zur Zeit nur zum Einsatz an Standorten mit sehr gutem Ausgangs-Seeing. Mit dem Hartmann-Shack-WFS wird die erste Ableitung der Wellefront lokal über der Teleskop-pupille gemessen (mit dem Krümmungssensor ist es die zweite Ableitung). Technisch geschieht dies wie folgt: Die einfallende Wellenfront wird mittels einer dichtest-gepackten Mikrolinsen-Matrix (im folgenden Linsenarray genannt) in eine Vielzahl von Subaperturen zerlegt. Im Fall von ALFA hat die mittels einer Voroptik abgebildete Teleskop-pupille am Ort des Linsenarrays einen Durchmesser von 5 mm. In ALFA kann motorisch zwischen insgesamt fünf Linsenarrays mit unterschiedlicher Linsen-Anzahl und Brennweite gewechselt werden, um die Größe der

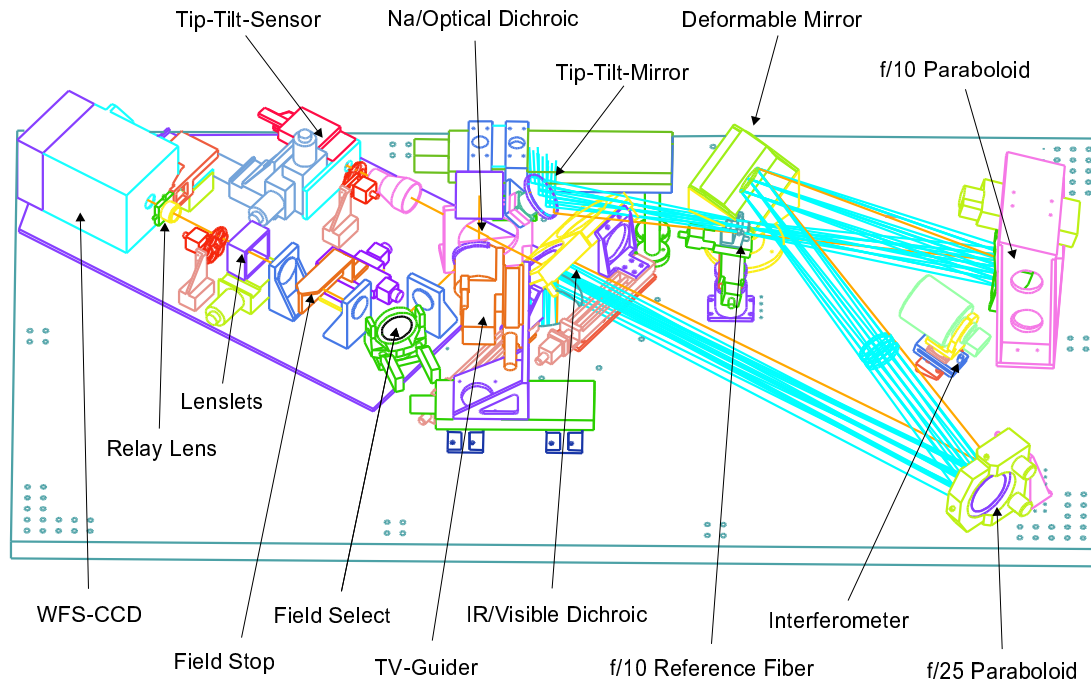


Abbildung 1.4: Aufbau der optischen Bank des AO-Systems von ALFA. Das vom Teleskop gesammelte Licht kommt von oben. Die komplette AO-Bank mißt  $2.7\text{ m} \times 1.5\text{ m} \times 0.4\text{ m}$  und wiegt zusammen mit der unter der Bank befestigten Nahinfrarot-Kamera OMEGA und der Elektronik etwa  $1.2\text{ t}$ .

Subaperturen möglichst gut an die Kohärenzlänge der atmosphärischen Turbulenz anzupassen (und gleichzeitig ausreichend Signal mit dem WFS-Detektor zu haben, s. Kap. 1.5.3.4). In erster Näherung ist damit über der Fläche einer Subapertur die gestörte Wellenfront eben und nur von einer lokalen Verkipfung betroffen. Die Linsenmatrix produziert so eine Anordnung von Brennflecken, deren Position mit einem zwei-dimensionalen Detektor gemessen werden. Die Ablage  $\Delta r$  der einzelnen Brennflecken von ihrer lokalen Null-Position (jeweils auf der optischen Achse einer jeden Mikrolinse im Falle fehlender statischer Aberrationen) ist ein Maß für den lokalen Gradienten  $\partial w / \partial r$  (in  $\text{rad} / \text{m}$ ) in der optischen Phase der Wellenfront  $w$  am Ort der Subapertur:  $\partial w / \partial r = 2\pi \Delta r / (\lambda f)$ , mit  $f$  als der Brennweite der Mikrolinsen. Aus dem Gradientenfeld kann die instantane Form der Wellenfront rekonstruiert werden, um daraus die Steuersignale für den DM zur optischen Phasenkonjugation zu ermitteln. Auf die modale Wellenfront-Rekonstruktion in ALFA wird in Kap. 1.2.1.4 näher eingegangen.

Die CCD-Kamera des ALFA-WFSs besitzt einen gedünnten Chip mit  $64 \times 64$  Pixeln (hergestellt vom MIT Lincoln Laboratory, USA), der im Frame-Transfer-Mode betrieben wird und maximal mit einer Rate von  $1.2\text{ kHz}$  ausgelesen werden kann. In der ersten Ausbaustufe wies der CCD ein Ausleserauschen von  $6\text{ e}^-$  bei  $1200\text{ Hz}$  auf, welches auf  $9\text{ e}^-$  bei der bis dahin niedrigsten Ausleserate von  $100\text{ Hz}$  wegen dem Dunkelstrom anstieg. Durch eine tiefere Kühlung und Änderungen in der Ausleseelektronik liegt das Ausleserauschen mittlerweile bei  $4\text{ e}^-$  über dem vollen Bereich der möglichen Bildraten zwischen  $30$  und  $1200\text{ kHz}$ . Zur Kalibration des WFSs kann der Ausgang eines auf einem motorisierten Schlitten sitzenden Monomodalen-Lichtwellenleiters in den natürlichen oder künstlichen Leitstern-Fokus gefahren werden. Darauf wird in Kap. 1.2.1.4 näher eingegangen. Für weitere Einzelheiten zur AO-Optik sei auf Glindemann et al. 1997 verwiesen.

Zwei wissenschaftliche Nahinfrarot-Instrumente können im ALFA-Fokus montiert werden: Das vom MPE gebaute abbildende Spektrometer 3D (Weitzel et al. 1996, Anders et al. 1998) und die vom MPIA entwickelte Kamera OMEGA. Da die in Kap. 3 vorgestellten astrophysikalischen Beobachtungen mit ALFA mit dem letztgenannten Instrument durchgeführt wurden, wird auf

die Kamera zum Abschluß dieses Abschnitts noch etwas näher eingegangen. OMEGA ist mit einem  $1024^2$ -Pixel HgCdTe-Detektorarray von Rockwell Corp. (USA) ausgestattet, welches im Wellenlängenbereich von 1.0 - 2.5  $\mu\text{m}$  empfindlich ist. Die bei 77 K betriebene Kamera besitzt einen Zwischenfokus, in den Gesichtsfeldblenden, Lyot-Blenden beziehungsweise Spalte gefahren werden können. Mit letzteren ist Spektroskopie mit einer maximalen Auflösung von 0.25 nm/pixel im K-Band durchführbar. Für Bildaufnahmen mit ALFA stehen die drei Abbildungsmaßstäbe 0.04, 0.08 und 0.12"/Pixel zur Verfügung. Der kleinste Abbildungsmaßstab der Kamera ergibt sich aus der Forderung, die Halbswertbreite des Beugungsbildes einer Punktquelle mit mindestens zwei Bildelementen messen zu müssen, um die im Bild vor dem Detektor enthaltene gesamte räumliche Information sammeln zu können. Da die Anzahl der Wechseloptiken im OMEGA-Kryostaten aus Platzgründen begrenzt war, wurde als Kompromiß die kleinste Pixel-Skala im  $f/24$ -Strahlenbündel von ALFA dem beugungsbegrenzten Auflösungsvermögen im J-Band entsprechend gewählt. Mit den beiden größeren Abbildungsmaßstäben kann bei weniger guten Beobachtungsbedingungen, wenn die Beugungsgrenze mit ALFA nicht erreichbar ist beziehungsweise ganz auf ALFA verzichtet werden muß, daß Gesichtsfeld bis auf  $5.1' \times 5.1'$  in  $f/10$  vergrößert werden. Dann kann effektiver nach sehr schwachen, ausgedehnten Quellen gesucht werden, da etwa im Fall der Suche nach primordialen Galaxien die Wahrscheinlichkeit einer Entdeckung eines solchen Objekts nicht nur mit dem Gesichtsfeld wächst, sondern sich bei einem größeren Abbildungsmaßstab auch das Detektorrauschen an der Nachweisgrenze weniger störend auswirkt, da sich der Quellfluß solcher Objekte dann auf weniger Bildelemente verteilt. OMEGA ist desweiteren mit einer Vielzahl von sowohl breit- als auch schmalbandigen Filtern ausgestattet, die den gesamten Nahinfrarotbereich beziehungsweise speziellen Linien darin abdecken. Zusätzlich stehen in der Kamera auch Wollaston-Prismen für die Polarimetrie kompakter Quellen zur Verfügung.

## 1.2 Ein Atmosphärenmodell für Calar Alto

Die Simulation eines AO-Systems mit LLS setzt ein Modell der Atmosphäre über dem Observatorium voraus. Da zu Beginn dieser Arbeit zwangsläufig nur sehr wenige brauchbare experimentelle Daten zur Charakterisierung der atmosphärischen Beobachtungsbedingungen auf Calar Alto vorlagen, sind die Vorhersagen des im folgenden beschriebenen Modells immer pessimistisch genug gehalten, um ausreichende Leistungsreserven an einem klimatologisch durchschnittlich guten Beobachtungsstandort sicherzustellen. Das vorgestellte Atmosphärenmodell beinhaltet die quantitative Beschreibung sowohl der die atmosphärische Turbulenz beschreibenden Kohärenzparameter, als auch der Extinktion und der physikalischen Eigenschaften der mesosphärischen Natrium-Schicht.

Die atmosphärische Turbulenz bestimmt neben den grundlegenden AO-System-Parametern auch die Größe des Natrium-LLS beziehungsweise seine zentrale Intensität bei einer gegebenen Fluoreszenzrate. Zusammen mit der Höhe der Natrium-Schicht hat dies Einfluß auf die Genauigkeit, mit der die Wellenfrontstörungen gemessen werden können. Die Extinktion der Atmosphäre bestimmt wieviel Laserleistung am Ort der Anregung nach Verlassen des Teleskops zur Verfügung steht und wieviel erzeugtes Fluoreszenzlicht vom Teleskop gemessen werden kann. Die Fluoreszenzrate am Ort der Natrium-Schicht wird neben den Eigenschaften des verwendeten Lasers durch die Atomzahldichte und Temperatur in der Schicht bestimmt.

### 1.2.1 Statistische Beschreibung der atmosphärischen Turbulenz

Aufgrund der niedrigen dynamischen Viskosität der Luft sind die durch Temperaturdifferenzen ausgelösten Luftströmungen in der freien Atmosphäre nahezu immer turbulent. Wegen der Dichteabhängigkeit der dielektrischen Funktion gehen aber mit räumlichen und zeitlichen Temperaturschwankungen in der Atmosphäre auch Schwankungen des Brechungsindex der Luft einher. Einer die Atmosphäre durchlaufenden Wellenfront werden deshalb zufällige Phasen- und Amplituden-Schwankungen aufgeprägt. Für astronomische Beobachtungen von guten Stand-

orten aus sind Intensitätsvariationen allerdings von untergeordneter Bedeutung. Deshalb wird im folgenden zur Beschreibung der optischen Phase der gestörten Wellenfront die Nahfeld-Näherung verwendet, daß heißt Fresnel-Beugungseffekte an den höchstgelegenen Turbulenzregionen bleiben unberücksichtigt.

Die Gebiete in der Atmosphäre, über die der Brechungsindex als konstant angesehen werden kann, sind die bereits erwähnten Turbulenzzellen. Im folgenden wird angenommen, daß sich der Brechungsindex  $n(\mathbf{r}, t)$  der Atmosphäre am Ort  $\mathbf{r}$  und zur Zeit  $t$  in eine Summe aus einem mittleren Brechungsindex,  $n_0$ , und einem zufällig schwankenden Beitrag,  $n_1(\mathbf{r}, t)$ , zusammensetzen läßt, daß heißt:

$$n(\mathbf{r}, t) = n_0 + n_1(\mathbf{r}, t). \quad (1.8)$$

### 1.2.1.1 Charakterisierung der räumlichen Brechungsindex-Schwankungen

In die Transferfunktion von optischen Systemen, die durch atmosphärische Turbulenz abbilden, geht die räumliche Strukturfunktion  $D_n$  der zufälligen Brechungsindex-Schwankungen ein, daß heißt die Varianz von  $n$  zwischen zwei Orten  $\mathbf{r}_1$  und  $\mathbf{r}_2$ :

$$D_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \equiv \langle |n_1(\mathbf{r}_1) - n_1(\mathbf{r}_2)|^2 \rangle. \quad (1.9)$$

Dabei bezeichnet  $\langle \rangle$  den statistischen Erwartungsoperator. Nach Kolmogorov (1961) wird die kinetische Energie von Bewegungen auf großer Skalenlänge in einer turbulenten Strömung allmählich auf Bewegungen mit kleinerer Skalenlängen übertragen. Die Skalenlänge der Bewegung, auf der die Turbulenz ursprünglich entstanden ist, wird in diesem Zusammenhang als obere Skalenlänge bezeichnet. In Gebieten größer als die obere Skalenlänge laufen die von den lokalen geographischen und meteorologischen Bedingungen abhängenden Antriebsprozesse der turbulenten Bewegung ab, zum Beispiel großräumige konvektive Luftbewegungen in der Troposphäre oder die starken Scherwinde in der Tropopause. Die untere Skalenlänge ist diejenige, ab der die turbulente Bewegung durch die molekulare Viskosität zum Erliegen kommt und die überschüssige kinetische Energie in Wärme umgewandelt wird. Nimmt man ein lokal homogenes und isotropes  $n_1(\mathbf{r}_1)$  an, so ist nach Kolmogorov für Abstandsbeträge  $r \equiv |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$  sehr viel größer als die untere Skalenlänge  $l_0$  der Turbulenzzellen und sehr viel kleiner als der oberen Skalenlängen,  $L_0$ , die Strukturfunktion für den Brechungsindex isotrop gemäß:

$$D_n(r, h) = C_n^2(h)r^{2/3}; \quad l_0 \ll r \ll L_0. \quad (1.10)$$

Die Strukturkonstante  $C_n^2(h)$  ist dabei ein Maß für die Stärke der Brechungsindex-Schwankungen in der Höhe  $h$  über dem Boden. Die statistische Verteilung der Skalenlängen  $\mathbf{l} = (l_x, l_y, l_z)$  der Turbulenzzellen wird durch die spektrale Leistungsdichte,  $\Phi_n(\mathbf{k})$ , beschrieben, wobei  $\mathbf{k} \equiv (2\pi/l_x, 2\pi/l_y, 2\pi/l_z)$  der räumliche Wellenzahlvektor ist. Die Kenntnis dieses Spektrum über einen möglichst großen räumlichen und zeitlichen Spektralbereich ist entscheidend für den Entwurf eines jeden AO-Systems. Gemäß dem Wiener-Khinchin Theorem ist  $\Phi_n(\mathbf{k})$  die Fourier-Transformierte der räumlichen Autokorrelation von  $n_1(\mathbf{r})$ :

$$\Phi_n(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{r} \langle n_1(\mathbf{r}_1) - n_1(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \rangle e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}. \quad (1.11)$$

Für isotropes  $n_1$  läßt sich diese Gleichung als Funktion der skalaren Größen  $r$  und  $k = |\mathbf{k}|$  ausdrücken (Tatarski 1967):

$$\Phi_n(k) = \frac{1}{2\pi^2} \int_{l_0}^{L_0} r dr \langle n_1(r_1) - n_1(r_2 - r_1) \rangle \sin(kr). \quad (1.12)$$

Für  $l_0 \rightarrow 0$  und  $L_0 \rightarrow \infty$  reduziert sich die letzte Gleichung zum Kolmogorov-Spektrum (Ishimaru 1978)

$$\Phi_n(k, h) = 0.033 C_n(h)^2 k^{-11/3}. \quad (1.13)$$

In der freien Atmosphäre beträgt  $l_0$  typischerweise einige Millimeter, und  $L_0$  beträgt mindestens einige Meter (Buscher et al. 1995). Im entsprechenden Bereich  $2\pi/L_0 < k < 2\pi/l_0$  ist experimentell von einer Vielzahl verschiedener Autoren bestätigt worden, daß die Turbulenz gut durch das Kolmogorov-Modell beschrieben werden kann (Roddiar und Roddiar 1973, Buscher et al. 1995). Auf Skalen  $l > L_0$  nimmt die Leistung im tatsächlichen Spektrum der Brechungsindex-Variationen nicht weiter mit  $l^{11/3}$  zu, sondern läuft in eine Sättigung mit einem weniger steilen Potenzgesetz (dieser Bereich ist durch ein sogenanntes von-Karman-Spektrum beschreibbar). Die durch die Brechungsindex-Variationen hervorgerufenen Schwankungen in der optischen Phase  $\phi$  einer ursprünglich ebenen Wellenfront können durch die Phasen-Strukturfunktion

$$D_\phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \equiv \langle |\phi(\mathbf{r}_1) - \phi(\mathbf{r}_2)|^2 \rangle = 2\sigma_\phi^2 - 2\langle \phi(\mathbf{r}_1)\phi(\mathbf{r}_2) \rangle. \quad (1.14)$$

beschrieben werden. Hierin bezeichnet  $\sigma_\phi^2$  wiederum die Varianz der Phase in einer Referenzebene, etwa der Eintrittspupillenebene des abbildenden Systems. Nach Fried (1967) gilt unter der Annahme einer Kolmogorov-Turbulenz gemäß Gl. (1.13) für die Strukturfunktion der optischen Phase zwischen zwei Punkten im Abstand  $r$  einer ebenen Wellenfront, die die Atmosphäre durchlaufen hat:

$$D_\phi(r) = 6.88(r/r_0)^{5/3} \quad (\text{in rad}^2). \quad (1.15)$$

Hierin ist

$$r_0 = r_0(\lambda, \zeta) = [0.423(2\pi/\lambda)^2 \sec(\zeta)\mu_0]^{-3/5} \propto \lambda^{6/5} \quad (1.16)$$

die Kohärenzlänge der Turbulenz, auch Fried-Parameter genannt, die neben der optischen Wellenlänge  $\lambda$  auch von der Zenitdistanz  $\zeta$  abhängt, unter der die Wellenfront die Atmosphäre durchläuft.  $\mu_0$  ist das 0-te Moment der Brechungsindex-Strukturkonstante, deren n-tes Moment gegeben ist durch

$$\mu_n = \int C_n^2(h) h^n dh, \quad (1.17)$$

wobei sich das Integral über alle turbulenten Atmosphärenzonen über dem Teleskop erstreckt. Der Fried-Parameter ist die charakteristische Länge, über der die Störung der Wellenfront eine gleichmäßige Verkippung derselben ist (oder genauer: der Durchmesser, über dem die Standardabweichung der gestörten Wellenfront von einer ebenen Welle 1 rad beträgt). Weil  $r_0$  überproportional mit der Wellenlänge ansteigt, ist es grundsätzlich leichter bei größeren Wellenlängen beugungsbegrenzte Aufnahmen mit Teleskopen zu erzielen, als bei kürzeren. Allerdings nimmt die erreichbare räumliche Auflösung nach dem Rayleigh-Kriterium mit zunehmender Wellenlänge ab. Mit Gl. (1.16) ist das Seeing  $\theta_S$  definiert als die volle Halbwertsbreite (FWHM) des gestörten Bildes einer Punktquelle:

$$\theta_S \equiv 1.22(\lambda/r_0) \propto \lambda^{-1/5}. \quad (1.18)$$

Der isoplanatische Winkel, also der Winkel, innerhalb dem die Störung der Wellenfront als unverändert angesehen werden kann, ist für ein Kolmogorov-Spektrum gegeben durch (Fried 1982):

$$\theta_0 = \theta_0(\lambda, \zeta) = [2.91(2\pi/\lambda)^2 \sec^{8/3}(\zeta)\mu_{5/3}]^{-3/5} \quad (1.19)$$

$$= 0.314r_0/\bar{H}, \quad (1.20)$$

mit

$$\bar{H} \equiv 0.314(r_0/\theta_0) = \sec(\zeta)(\mu_{5/3}/\mu_0)^{3/5} \quad (1.21)$$

als der mittleren Höhe der turbulenten Atmosphärenschicht über dem Teleskop.

Das atmosphärische Höhenprofil für die Strukturkonstante des Brechungsindex kann grob in drei Zonen aufgeteilt werden: In einen Bereich in unmittelbarer Nähe des Teleskops bis in Höhen von etwa 100 m, in der Wechselwirkungen des Windes mit Oberflächenkonturen oder der Einfluß künstlicher Wärmequellen die Turbulenz dominieren. Desweiteren in einen Höhenbereich bis etwa 1 km, in dem die durch Sonneneinstrahlung hervorgerufene tageszeitliche Erwärmung maßgeblich für turbulente Luftbewegungen sorgt. Und schließlich der Bereich der starken Höhenwinde in der Tropopause in etwa 10 km Höhe über N.N. Ab einer Höhe von etwa 25 km sind



Schwankungen im Brechungsindex vernachlässigbar klein. Da es für den Standort Calar Alto noch keine Messung des zeitlich gemittelten  $C_n^2$ -Höhenprofils gibt, wurde für die Leistungsanalyse auf ein Modellprofil von Hufnagel (Valley 1980) zurückgegriffen. Um auch lokale bodennahe Turbulenz zu berücksichtigen wurde zu diesem Modell zusätzlich noch ein ähnliches Profil addiert, bei dem die Strukturkonstante in einer Höhe von etwa 100 m ein Maximum aufweist. Für eine Höhe  $h$  über dem Observatorium, welches auf der Höhe  $h_O$  über N.N. liegt (beide Größen in km), ist die zur Simulation verwendete Modell-Strukturkonstante gegeben durch:

$$C_n^2(h) = (A/0.76)^{5/3} \times \{(B/0.50)^{5/3}(1.45 \times 10^{-15} + 3.34 \times 10^{-17}h^{-2/3})\exp[-h/0.08] + 1.10\{10^{-16}\exp[-h/1.5] + 2.20 \times 10^{-23}(v/\bar{v})^2(h + h_O)^{10}\exp[-(h + h_O)]\}\} \quad (\text{in m}^{-2/3}). \quad (1.22)$$

Der Vorfaktor mit dem Parameter  $B$  ist der Skalierungsfaktor für das bodennahe Seeing. Der andere Vorfaktor mit dem Parameter  $A$  ist der Skalierungsfaktor für das insgesamt resultierende Seeing, welches auch die Turbulenzzone in ungefähr 1 km Höhe über dem Standort [erster Term in der dritten Zeile von Gl. (1.22)] und die Höhenwinde in 10 km Höhe (zweiter Term in der dritten Zeile) mit einschließt. Durch Verändern des Parameters  $v/\bar{v}$ , dem Verhältnis der Windgeschwindigkeit in der oberen Atmosphäre zur mittleren Windgeschwindigkeit, kann der Beitrag der Höhenwinde zur Turbulenz unterschiedlich gewichtet werden. Für den bodennahe Seeing-Beitrag im Zenit werden durchgehend  $0.5''$  im V-Band angenommen (entsprechend  $B = 0.5$ ), während der zweite Skalierungsfaktor  $A$  gleich dem angenommenen beobachteten Seeing (in Bogensekunden) bei  $0.55 \mu\text{m}$  eingestellt wird. Das Verhältnis  $v/\bar{v}$  wird gleich eingesetzt. Bodennahe Turbulenz hat auf die Strukturkonstanten-Momente niedriger Ordnung den stärksten Einfluß (daß heißt besonders auf  $r_0$ ), wohingegen die Momente höherer Ordnung (vgl. die charakteristische Zeitkonstante der Turbulenz im nächsten Abschnitt) am stärksten durch Turbulenz in hohen Luftschichten beeinflusst werden. Obiges Modell für die Strukturkonstante sollte deshalb pessimistisch genug gewählt sein. Für  $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$  liefert obiges Modell bei einem angenommenen Zenit-Seeing auf Meereshöhe von  $1''$  (einer Kohärenzlänge von  $r_0 = 14 \text{ cm}$  entsprechend) den isoplanatischen Winkel  $\theta_0 = 1.7''$ . Abb. 1.5 zeigt für ein Zenit-Seeing auf Meereshöhe von  $1''$  im Sichtbaren das Höhenprofil der Modell-Strukturkonstante und das Profil der mit der Höhe multiplizierten Strukturkonstante. Letzteres veranschaulicht die Beiträge einzelner Höhenbereiche deutlicher. Es ist der Fall  $h_O = 2.2 \text{ km}$ , der Höhe des Calar Alto über N.N. entsprechend, dargestellt.

### 1.2.1.2 Charakterisierung der zeitlichen Schwankungen

Um die zeitlichen Brechungsindex-Schwankungen zu modellieren kann die Taylorsche "Frozen-Flow"-Hypothese (Ishimaru 1978) herangezogen werden. Nach dieser wird angenommen, daß bis auf eine gleichförmige Translation der Brechungsindex-Schwankungen mit der Geschwindigkeit  $\mathbf{v}(h)$  parallel zur Eroberfläche die Variationen über kurze Zeitintervalle unverändert bleiben. Mit diesem Modell gilt dann für die verallgemeinerte Strukturfunktion des Brechungsindex in einer bestimmten Höhe:

$$D_n(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2) = \langle |n_1(\mathbf{r}_1, t_1) - n_1(\mathbf{r}_2 - \mathbf{v}(t_2 - t_1), t_1)|^2 \rangle. \quad (1.23)$$

Die Zeitkonstante  $\tau_0$ , auf der die Turbulenz als konstant angesehen werden kann, ist nach Greenwood (1982):

$$\tau_0 = \tau_0(\lambda, \zeta) = [2.91(2\pi/\lambda)^2 \sec(\zeta)v_{5/3}]^{-3/5} \quad (1.24)$$

$$= 0.314r_0/\bar{v}, \quad (1.25)$$

mit  $v_0$  als dem 0-ten Moment der Windgeschwindigkeit  $v(h)$ , deren  $n$ -tes Moment gegeben ist durch

$$v_n = \int C_n^2(h)v^n(h)dh, \quad (1.26)$$

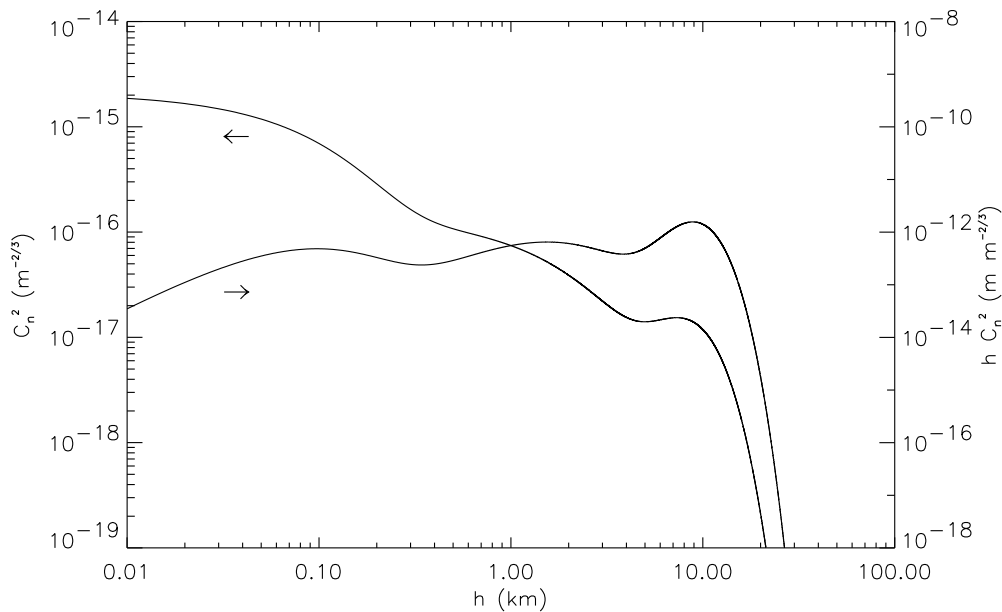


Abbildung 1.5: Profil der Modell-Strukturkonstante des Brechungsindex,  $C_n^2$ , in Abhängigkeit von der Höhe  $h$  über dem Calar Alto für ein Zenit-Seeing auf Meereshöhe von 1'' im Sichtbaren. Zur Verdeutlichung der einzelnen Höhenbeiträge ist auch die mit der Höhe multiplizierte Strukturkonstante eingetragen.

und mit

$$\bar{v} \equiv 0.314 r_0 / \tau_0 = (v_{5/3} / \mu_0)^{-3/5} \quad (1.27)$$

als der effektiven, Turbulenz-gewichteten Windgeschwindigkeit. Für das Höhenprofil der Windgeschwindigkeit wird das Standard-Modell nach Bufton (1973) angenommen:

$$v(h) = v_g + 30 \exp \left\{ - \left[ (h - (9.4 - h_0)) / (4.8 - h_0) \right]^2 \right\} \quad (\text{in m/s}), \quad (1.28)$$

worin  $h$  wiederum in km gemessen wird. Als Windgeschwindigkeit über Grund,  $v_g$ , wurde ein relativ hoher Wert von 15 m/s gewählt. In Abb. 1.6 ist das verwendete Geschwindigkeitsprofil dargestellt.

Für  $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$  liefert obiges Modell für ein angenommenes Zenit-Seeing auf Meereshöhe von 1'' ein  $\tau_0 = 3$  ms. Tab. 1.2.1.2 faßt die Zenit-Werte der erwarteten Turbulenzparameter in drei spektralen Bändern bei unterschiedlichem Seeing für das verwendete Calar-Alto-Atmosphärenmodell nochmals zusammen. Die entsprechenden Werte auf Meereshöhe unterscheiden sich für  $r_0$  um etwa 13 %, für  $\theta_0$  um etwa 6 % und für  $\tau_0$  nur noch um ungefähr 1 %.

### 1.2.1.3 Modale Darstellung der gestörten Wellenfront

Wie in der Einführung bereits erwähnt, kann die Phase  $\phi(\mathbf{r}, t)$  einer gestörten Wellenfront über einer kreisförmigen Eintrittspupille als Summe über orthogonale Zernike-Polynome,  $Z_j(\mathbf{r}) = Z_j(n, m)$ , ausgedrückt werden, wobei  $n$  die radiale Ordnung des Polynoms und  $m$  die (azimutale) Frequenz einer Sinus- beziehungsweise Kosinus-Welle in der Pupillenebene ist (Noll 1976). Normalisiert man die Zernike-Polynome so, daß die Standardabweichung eines jeden Polynoms über der Pupille gleich eins ist, läßt sich für die gestörte Wellenfront schreiben:

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=2}^{\infty} a_j(t) Z_j(\mathbf{r}), \quad (1.29)$$

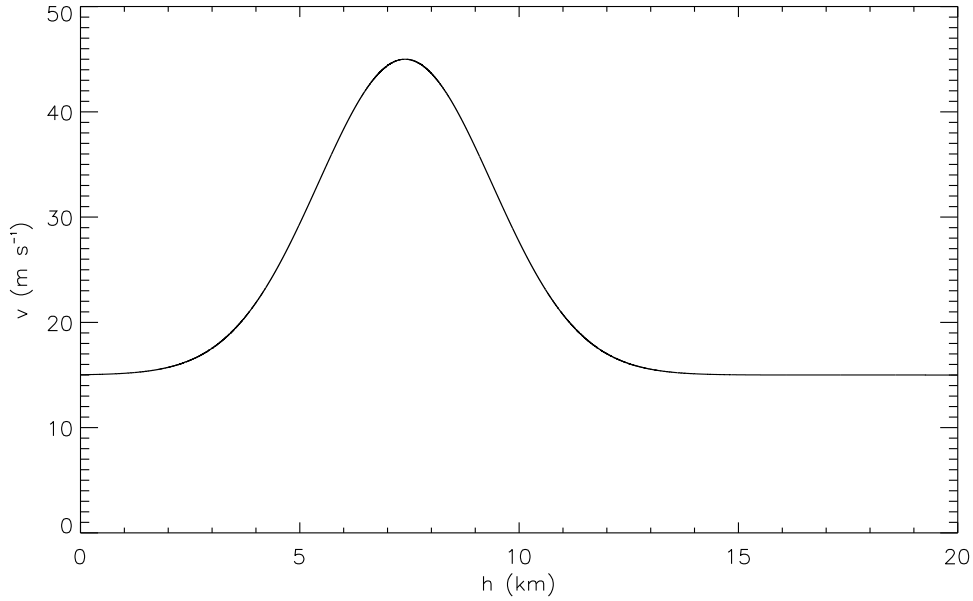


Abbildung 1.6: Höhenprofil der Modell-Windgeschwindigkeit über Calar Alto.

mit den Amplituden  $a_j$  als den sogenannten Zernike-Koeffizienten. Die Summe in der letzten Gleichung startet bei  $j = 2$ , da eine Änderung in  $Z_1$  nur einer Änderung der mittleren Phase über der Apertur entspricht, was mit einem Hartmann-Shack-Sensor nicht gemessen werden kann. Das Quadrat der räumlichen Standardabweichung über der Pupille und die zeitliche Mittelung über viele verschiedene instantane Wellenfronten ergibt dann die Varianz  $\sigma_\phi^2$  der Wellenfrontstörung in  $\text{rad}^2$  der Phase (bezogen auf eine im allgemeinen ebene Referenz-Wellenfront):

$$\sigma_\phi^2 = \langle \int \phi^2(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \rangle = \sum_{j=2}^{\infty} \langle a_j^2 \rangle. \quad (1.30)$$

Für eine Kolmogorov-Turbulenz ist das mittlere Quadrat  $\langle a_j^2 \rangle$  der Zernike-Koeffizienten für die gestörte Wellenfront von einer unaufgelösten Einzelquelle über einer Apertur vom Durchmesser  $D$  gegeben durch:

$$\langle a_j^2 \rangle = \delta_j \left( \frac{D}{r_0} \right)^{5/3}, \quad (1.31)$$

wobei die Stärke  $\delta_j$  von der radialen Ordnung von  $Z_j$  abhängt. Die Zahlenwerte für die ersten 11 Ordnungen von  $\delta_j$  zusammen mit der Beschreibung der Moden sind in Tab. 1.2.1.3 angegeben.

Demnach beträgt die Leistung in der Schwerpunktsbewegung (vertikaler und horizontaler Versatz beziehungsweise Tip und Tilt) im räumlichen Frequenzspektrum 87 %. Eine gute Tip-Tilt-Korrektur in einem AO-System ist also für die erreichte Qualität im addierten Bild von großer Bedeutung. Der nur durch Tip-Tilt verursachte Wellenfrontfehler (bei perfekter Korrektur der höheren Ordnungen) ist

$$(\sigma_{TT}^2)_{max} = 0.896(D/r_0)^{5/3}, \quad (1.32)$$

und der Restfehler in den höheren Ordnungen bei vollständiger Beseitigung der Tip-Tilt-Bewegung ist

$$(\sigma_{HO}^2)_{max} = 0.134(D/r_0)^{5/3}, \quad (1.33)$$

Das bedeutet, daß am 3.5-m-Teleskop auf Calar Alto bei einem mittleren Seeing von  $1.0''$  im V-Band die perfekte Korrektur des Tip-Tilt-Beitrags in der Störung bereits eine Strehl-Zahl von

V-Seeing (Meereshöhe)	Band	$\theta_S$ ( $''$ )	$r_0$ (cm)	$\theta_0$ ( $''$ )	$\tau_0$ (ms)
0.5 $''$	K	0.3	168	17	30
	J	0.4	85	8	15
	V	0.4	32	3	6
1.0 $''$	K	0.7	84	8	15
	J	0.7	43	4	7
	V	0.9	16	2	3
1.5 $''$	K	0.9	56	5	10
	J	1.1	28	3	4
	V	1.3	11	1	1

Tabelle 1.2: Zenit-Werte der erwarteten Turbulenzparameter für unterschiedliches Seeing im V-Band auf Meereshöhe für jeweils drei spektrale Bänder. Zugrunde liegt die Modellatmosphäre für Calar Alto, 2200 über N.N.

$j$	Aberration	$\sigma_j^2$	$\delta_j$
1	Phasenverschiebung	1.030	
2	Vertikaler Versatz	0.582	0.448
3	Horizontaler Versatz	0.134	0.448
4	Defokus	0.111	0.023
5	Astigmatismus	0.0880	0.023
6	Astigmatismus	0.0648	0.023
7	Koma	0.0587	0.0062
8	Koma	0.0525	0.0062
9		0.0463	0.0062
10		0.0401	0.0062
11	Sphärische	0.0377	0.0024

Tabelle 1.3: Phasenvarianz  $\sigma_j$  [in Einheiten von  $(D/r_0)^{5/3}$ ] nach Korrektur der ersten  $j$  Zernike-Polynome, und die Stärke der Zernike-Koeffizienten  $\delta_j \equiv \sigma_j^2 - \sigma_{j-1}^2$  [in  $(D/r_0)^{5/3}$ -Einheiten] für eine durch Kolmogorov-Turbulenz gestörte ebene Wellenfront.

24 % im K-Band ergeben würde. Die Verhältnisse bei anderen Seeing-Verhältnissen und auch anderen Beobachtungsbändern ist in Abb. 1.7 dargestellt. Um demnach in den Bändern H und J bei einer reinen Tip-Tilt-Korrektur ebenfalls eine Strehl-Zahl um 25 % zu erreichen, müßte das Seeing kleiner als etwa 0.5 $''$  sein. Eine Beschränkung nur auf die Korrektur der Störungen höherer Ordnungen als Tip-Tilt bringt zunächst überhaupt keine signifikante Verbesserung in der Bildqualität. Es sei denn, man zeichnet die AO-Daten mit sehr kurzen Belichtungszeiten auf und wendet anschließend Bildrekonstruktionsverfahren aus der Speckle-Interferometrie an (zum Beispiel das sogenannte Simple-Shift-and-Add mit anschließender Entfaltung, vgl. Ott 1997). Bei einem Seeing größer als etwa 1.5 $''$  im V-Band resultiert aus einer reinen Tip-Tilt-Korrektur alleine ebenfalls keine merkliche Bildverbesserung mehr.

#### 1.2.1.4 Kalibrationsprozeduren und Wellenfront-Rekonstruktion in ALFA

Nachdem der Begriff der Zernike-Moden genauer erklärt wurde, soll insbesondere im Hinblick auf Kap. 3 im folgenden kurz auf die wesentlichen Kalibrationsschritte und die eigentliche Wellenfront-Rekonstruktion in ALFA eingegangen werden.

Um die Referenz-Wellenfront für den WFS zu gewinnen, wird wie folgt vorgegangen: Zunächst werden die Null-Lagen der DM-Stellelemente definiert. Dazu wird das beugungsbegrenzte Bild des Referenz-Faserausgangs (Fluorid-dotierte Quarzglas-Monomodenfaser mit 10  $\mu\text{m}$  Kern-durchmesser) im  $f/10$ -Fokus bei 1.1  $\mu\text{m}$  im Bild der OMEGA-Kamera auf eine Strehl-Zahl von

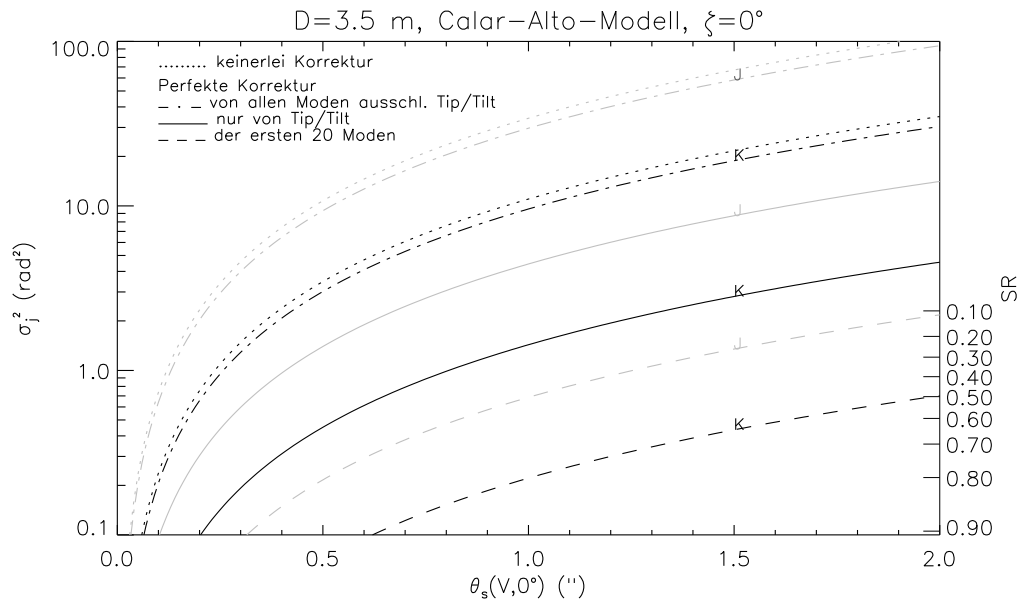


Abbildung 1.7: Phasenvarianz  $\sigma_j^2$  der gestörten beziehungsweise korrigierten Wellenfront in Abhängigkeit vom Seeing  $\theta_s$  im V-Band und dem Grad der (als perfekt angenommenen) atmosphärischen Kompensation in den Nahinfrarotbändern J und K für das Calar-Alto-Atmosphärenmodell (Beobachtung in Richtung des Zenits).

mindestens 80% optimiert. Zur Zeit geschieht diese Korrektur der (einschließlich bis zum ersten dichrotischen Strahlteiler auftretenden) statischen Aberrationen durch ein manuelles Verstellen der DM-Aktuatoren in einer Iteration. In der Zukunft soll diese Kalibration der Nullstellung des DMs automatisch geschehen, indem nach dem Prinzip des Krümmungssensors aus intra- und extrafokalen OMEGA-Bildern die an den DM anzulegende Moden-Kombination errechnet wird, um ein beugungsbegrenztes Bild der Referenz-Faser bei offenem Regelkreis zu erhalten. Anschließend wird der Fokus des Hauptteleskops auf einen natürlichen Stern scharf gestellt und die WFS-Kamera zusammen mit der Gesichtsfeldblende im Zwischenfokus auf den LLS fokussiert. Mittels des dem WFS-CCD vorgeschalteten Objektivs (Relay Lens in Abb. 1.4) kann der mittlere Abstand der Subaperturbilder und die absolute Lage des gesamten Brennfleckmusters auf dem CCD eingestellt werden. Nun wird die Referenzfaser entlang der optischen Achse so verfahren, daß die relativen Abstände der entsprechenden Hartmann-Brennflecken mit denjenigen des zuvor gemessenen LLSs übereinstimmen. Damit sind die relativen Null-Lagen der Subaperturbilder definiert, auf die später geregelt werden soll.

Da sich die Entfernung der Natrium-Schicht im Lauf der eigentlichen Beobachtung ändert, muß der WFS regelmäßig nachfokussiert werden, um keinen Defokus auf das wissenschaftliche Instrument zu übertragen (s. Kap. 1.5.3.4). Die Größe des von der Software gewählten Subaperturbereiches zur Wellenfront-Gradientenmessung beträgt etwa  $4'' \times 4''$ ; der genaue Wert hängt von der gewählten Anzahl der Mikrolinsen im Linsenarray und der Pixel-Skala ab. Je nach Größe des LLSs kann der Maßstab  $0.75''/\text{Pixel}$  oder  $1.25''/\text{Pixel}$  betragen.

Durch die verhältnismäßig niedrige (aber ausreichende) räumliche Auflösung bei der Messung der Wellenfront mit einem der fünf zur Verfügung stehenden Mikrolinsenarrays kann die Phasenfront nicht an allen, der Aktuatoranordnung im DM entsprechenden Punkten bestimmt werden (sogenannte zonale Messung). Daher müssen die Steuersignale an den DM mittels eines Interpolationsschemas abgeleitet werden. Bei der modalen Regelung wird die Wellenfront in der Teleskoppupille durch Projektion auf eine bestimmte Basis angenähert, die aus einem Satz von Funktionen gebildet wird, die der DM formen kann. Als nächster Schritt in der der AO-

Kalibration muß deshalb die zweidimensionale Antwortfunktion des DMs ermittelt werden. Dazu werden in ALFA die Moden der gewählten Basis (zum Beispiel Zernike-Moden) an den DM angelegt, und die resultierenden Brennfleck-Muster mit dem WFS gemessen. Damit ist die Wechselwirkungs-Matrix  $\Theta$  definiert, mit  $\mathbf{m} = \Theta \mathbf{a}$ . Der Vektor  $\mathbf{m}$  enthält alle Positionen der Hartmann-Brennflecken und  $\mathbf{a}$  ist der Vektor mit den Zernike-Koeffizienten. Eine Konsequenz der modalen Rekonstruktion ist es, daß die an den DM angelegten Moden nach dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis, mit dem sie berechnet werden, gewichtet werden können.

Um flexibel auf unterschiedliche Beobachtungsbedingungen reagieren zu können, kann ebenso die Position der Hartmann-Brennflecken auf zwei verschiedene Arten ermittelt werden. Einmal durch Schwerpunktsbestimmung, zum anderen durch Fit eines parabolischen Profils um ein kleines Feld um den Maximalwert in der Subapertur. Die Messung nach der letzten Methode ist besonders für den Fall geeignet, wenn ein Linsenarray mit einer geringen Anzahl von Subaperturen (und dementsprechend möglicher verlängerter Integrationszeit) gewählt wurde. Damit wird der Einfluß des Detektorrauschens auf die Messgenauigkeit verringert.

Die Wellenfront-Rekonstruktion, daß heißt das Bestimmen der Zernike-Koeffizienten  $\mathbf{a}$ , geschieht numerisch durch Berechnung der Inversen des Matrizenprodukts  $\Theta^T \Theta$ , woraus sich  $\mathbf{a} = (\Theta^T \Theta)^{-1} \times \Theta^T \mathbf{m}$  als Lösung nach der Methode der kleinsten Quadrate von  $\mathbf{m} = \Theta \mathbf{a}$  ergibt (Rousset 1994b). Da die Bestimmung der Wellenfront-Gradienten über jeder Subapertur und die darauffolgende Berechnung des Steuersignals an den DM in einer Zeit kürzer als etwa einer Millisekunde erfolgen muß, werden dazu in ALFA insgesamt 20 digitale Signalprozessoren (DSPs) parallel eingesetzt. Die gesamte Zeit, die zwischen Aufnahme des Signals und der dazugehörigen Bewegung des Aktuators vergeht, beträgt damit zum Beispiel 0.7 ms falls 15 Moden von 20 Subaperturen rekonstruiert werden. Weitere Einzelheiten zur AO-Elektronik sowie zur dazugehörigen Steuer- und Regelungssoftware finden sich in Hippler (1996) sowie Hippler und Glindemann (1997).

### 1.2.2 Extinktion

Die Transmission  $T_A$  der Atmosphäre für den unter dem Zenitabstand  $\zeta$  nach oben laufenden Laserstrahl ist:

$$T_A(\zeta) = \exp(-\tau_L \sec \zeta), \quad (1.34)$$

mit  $\tau_L$  als der senkrecht nach oben gemessenen optischen Dicke der Atmosphäre über dem Observatorium in der Höhe  $h = H_O$  über N.N. bis zur im Moment als unendlich dünn angenommenen Natrium-Schicht in der Höhe  $h = H_{Na}$ , daß heißt:

$$\tau_L = \int_{H_O}^{H_{Na}} k_L dh. \quad (1.35)$$

Der wellenlängenabhängige Extinktionskoeffizient  $k_L$  in der letzten Gleichung setzt sich aus dem Absorptionkoeffizienten,  $\alpha$ , und dem totalen Volumen-Streukoeffizienten der Luft,  $\beta$ , zusammen:

$$k_L(\lambda, h) = \alpha_M + \beta_M + \alpha_A + \beta_A. \quad (1.36)$$

Dabei bezeichnet  $M$  die Beiträge von Luftmolekülen und  $A$  diejenigen von Aerosolen (kolloidale Luftpartikel mit Teilchenradien von 0.1 – 10  $\mu\text{m}$ ).

Im sichtbaren Wellenlängenbereich liefert die Bandenabsorption von Ozon den größten Beitrag zu  $\alpha_M$ . Bei 589 nm ist allerdings  $\alpha_M < 10^{-3} \text{ km}^{-1}$  für  $h = 0 \text{ km}$  und kann deshalb hier vernachlässigt werden.  $\beta_M$  ist der Rayleighsche Volumen-Streukoeffizient:  $\beta_M(\lambda, h) = \sigma_M(\lambda) N_M(h)$ , mit  $\sigma_M$  als dem totalen Rayleigh-Streuquerschnitt pro Molekül und  $N_M$  als der Moleküldichte. Bei 589 nm ist  $\sigma_M = 3.38 \times 10^{-31} \text{ m}^2$  (McCartney 1976). Depolarisierungsfaktoren wegen der Anisotropie der Moleküle oder wegen polarisiertem einfallenden Licht können hier vernachlässigt werden. Ebenso kann mit ausreichender Genauigkeit ein isothermes Atmosphärenmodell für die Moleküldichte,  $N_M$ , verwendet werden, daß heißt  $N_M = (N_0)_M \exp(-h/H_s)$  mit der Teilchendichte bei 0 km Höhe von  $(N_0)_M = 2.55 \times 10^{25}$

$(\tau_L)_M$	0.057			
Sichtweite	5 km	10 km	20 km	100 km
$(\tau_L)_A$	0.425	0.212	0.106	0.021
$T_A(0^\circ)$	62 %	76 %	85 %	92 %

Tabelle 1.4: Extinktionsmodell der Atmosphäre für den Natrium-Laser. Eingetragen ist die optische Dicke für Absorption durch und Streuung an Molekülen,  $(\tau_L)_M$ , sowie Aerosolen für verschiedene Trübungsgrade (Sichtweite auf Meeresniveau),  $(\tau_L)_A$ .  $T_A(0^\circ)$  ist die Transmission der Atmosphäre in Zenit-Richtung und bei 589 nm.

$m^{-3}$  und der Skalenhöhe  $H_s = 7996$  m für die Standard-Atmosphäre in mittleren Breiten bei  $15^\circ$  C (Penndorf 1957). Integration von Gl. (1.35) nur für die Rayleigh-Streuung ergibt mit  $H_O = 2$  km und  $H_{Na} = 92$  km eine entsprechende optische Dicke von  $(\tau_L)_M = 0.057$  oder eine Transmission von  $(T_A)_M = 94$  %. Der Unterschied zwischen der optischen Dicke aufgrund von Rayleigh-Streuung im Sommer und im Winter (günstiger wegen der höheren Teilchenzahldichte auf Meeresniveau) beträgt nur etwa 2%.

Der am stärksten variierende Anteil im Extinktionskoeffizienten rührt von Aerosolen her. Die in McClatchey et al. (1978) angegebene Größen- und Höhenverteilung der Partikel für eine starke Trübung der Atmosphäre (5 km Sichtweite auf Meeresniveau) durch ein kontinentales Aerosol-Modell (eine hier ungünstige Annahme) mit mäßigem Beitrag durch stratosphärische Vulkanasche wurde durch Extrapolation auf folgende, für ein typisches Observatorium relevanten Trübungsgrade erweitert: Leichte Trübung (10 km Sichtweite), klar (20 km Sichtweite), sehr klar (100 km Sichtweite). Zusammen mit dem experimentell ermittelten Brechungsindex von  $1.530 - 0.006i$  für den hier verwendeten Aerosol-Typ (Volz 1972) ergibt die Mie-Theorie für die kleinsten Aerosole die in Tab. 1.2.2 angegebenen optischen Dichten für Streuung bei 589 nm, wobei die Integration über die Höhe wiederum bei  $h_O = 2$  km startet. Der Imaginärteil des Brechungsindex bestimmt zusammen mit der Größenverteilung der Partikel den Absorptionskoeffizienten  $\alpha_A$ , der bei der hier betrachteten Wellenlänge um etwa den Faktor 15 kleiner als  $\beta_A$  ist. Dementprechend beträgt der Anteil der Absorption an der gesamten Extinktion durch Aerosole nur etwa 7 %. Zusammengefaßt muß nach Tab. 1.2.2 also mit einer Variation in der Zenit-Transmission des Laserstrahls von etwa 30% gerechnet werden, wobei sich die Extremwerte zwischen etwa 60 % und 90 % bewegen. Extinktion durch (dichte) Zirkus-Wolken wird hier nicht betrachtet, da ihr Auftreten die Beobachtung an einem gutem Standort nur unwesentlich beeinträchtigen sollte.

### 1.2.3 Die mesosphärische Natrium-Schicht

Es wird heute angenommen, daß das Vorhandensein von Metallen in atomarer Form in der hohen Atmosphäre zum großen Teil durch Meteoriteneintrag zustande kommt. Dem Beitrag des einfallenden Sonnenwind oder der terrestrischen Zufuhr durch Vulkanausbrüche oder durch aufgestiegene Meeressalzkristalle wird nur ein unwesentlicher Anteil zugemessen. Beim Umlauf um die Sonne sammelt die Erde täglich mehrere tausend Tonnen an interplanetarem Material auf, der zumeist in Form von Mikrometeoriten in der Atmosphäre ab einer Höhe von etwa 130 bis 110 km verdampft. Ab der Mesopause (um etwa 80 km Höhe) starten chemische Reaktionen zwischen den durch gleichzeitiges Verdampfen und Sublimation freigesetzten Atomen und freien Sauerstoff-Radikalen sowie  $O_3$ . Von den Gruppen an freien Atomen in der Schicht zwischen der Höhe des ersten Aufleuchtens und der Mesopause weisen viele im Sichtbaren Resonanzlinien auf, vornehmlich die Alkali-Metalle wie Lithium, Natrium und Kalium. Maximal ist das Produkt aus Anzahldichte und Absorptionsquerschnitt für Natrium (vgl. Tab. 1.2.3 und nächstes Kapitel), weshalb seine Anregung für die höchsten LLSe am vorteilhaftesten ist.

Licht-Radar-Messungen der oberen Atmosphäre (Gardner et al. 1986, Gardner und Voelz 1987, Qian und Gardner 1995) ergeben für mittlere nördliche geographische Breiten eine mittlere Höhe der Natrium-Schicht (Maximum des Dichteprofiles) von  $H_{Na} = 92$  km bei einer mittleren Dicke

Höhe, $H_{Na}$	$92 \pm 2$ km
Dicke, $\Delta H_{Na}$	$5 \pm 2$ km
Säulendichte, $\rho_{Na}$	$(2 - 10) \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$
Tägliche Variation in $\rho_{Na}$ , $\delta\rho_{Na}$	$\pm 40$ %
Temperatur, $T_{Na}$	$215 \pm 15$ K

Tabelle 1.5: *Parameter der mesosphärischen Natrium-Schicht für das Calar-Alto-Modell. Die angegebenen Schwankungsbreiten sind die dreifachen Standardabweichungen in den bisher von verschiedenen Autoren durchgeführten Messungen in mittleren nördlichen geographischen Breiten.*

(FWHM des mittleren Dichteprofiles) von  $\delta H_{Na} = 5$  km. Die Schwankungsbreite der Schichthöhe und -dicke beträgt im Mittel etwa  $\pm 2$  km. Obwohl der Schwerpunkt der höchsten Natrium-Atomzahldichte also etwas oberhalb der Mesopause liegt, soll die entsprechende Schicht weiterhin als mesosphärische (und nicht als thermosphärische) Natriumschicht bezeichnet werden, weil im Bereich der Natrium-Schicht die tiefsten Temperaturen der Atmosphäre auftreten. Diese beträgt in 92 km Höhe im jahreszeitlichen Mittel  $T_{Na} = (215 \pm 15)$  K. Die für die Anwendung im Zusammenhang mit LLSen günstige Eigenschaft einer im Mittel verhältnismässig scharf begrenzten Schicht an freien Natrium-Atomen hat vermutliche folgende Ursachen: Zunächst führt die nach unten stärker werdende Abbremsung der Mikrometeoriten zu einer quasi-lokalen Anreicherung (einen nahezu konstanten Teilchenstrom vorausgesetzt). Entmischende Diffusionsvorgänge weisen für die im Vergleich zum Hintergrund-Gas schweren Natrium-Atome kleine Skalenlängen auf. Desweiteren führen starke horizontale ausgerichtete Windfelder unterhalb etwa 100 km zu einer raschen Verteilung der Natrium-Atome. Dieser Schichtungsprozeß kann durch großräumige vertikale und konvektive Luftströmungen unterstützt werden. Diese können sich wegen dem negativen Temperaturgradienten in der Mesosphäre ausbilden.

Warum im Bereich der Mesopause überhaupt freies Natrium der Atmosphäre vorhanden ist – wo doch Natrium eine chemisch äußerst reaktive Substanz ist – kann durch den geschlossenen photochemischen Chapman-Reaktionszyklus erklärt werden (Kirchhoff 1983). Dieser beschreibt die Oxydation der freien Natrium-Atome, den Übergang in den angeregten Zustand durch Reduktion und die anschließende Abregung durch Abstrahlung eines Photons. Das Flußmodell von Kirchhoff (1983) sagt kein dauerhaft in der Atmosphäre vorhandenes Natrium voraus. Als Senke für die Natriumverbindungen fungiert dabei der chemische Abbau der Natriumverbindungen in der Stratosphäre. Die mittlere Verweilzeit eines (im Chapman-Zyklus befindlichen) quasi-freien Natriumatoms oberhalb der Mesopause liegt dabei nur etwa in der Größenordnung von 10 s bevor es chemisch gebunden wird. Für mittlere nördliche geographische Breiten schwankt die Säulendichte an freien Natrium-Atomen im Bereich der Mesopause im Mittel zwischen  $\rho_{Na} = 2 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$  (im Sommer) und  $1 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$  (im Winter). Die Leistungsfähigkeit eines jeden Natrium-LLS-Systems kann also auch von der Jahreszeit abhängen. Die tägliche Variation in der Natrium-Säulendichte beträgt etwa  $\delta\rho_{Na} = \pm 40$  %. Die jahreszeitlichen Dichteschwankungen können durch Temperaturänderungen in der Mesopause und deren Einfluß auf die chemischen Reaktionsraten erklärt werden. Die täglichen Schwankungen rühren vermutlich von der Gezeitenwirkung auf die Atmosphärenschichtung her. Tab. 1.2.3 faßt alle für die LLS-Anwendung relevanten Daten zur Langzeit-Charakterisierung der mesosphärischen Natrium-Schicht nochmals zusammen.

Auswirkungen auf die Leistung eines AO-Systems mit Natrium-LLS haben auch sporadisch auftretende dünne Natrium-Schichten, die sich der mittleren Natrium-Schicht zeitweise überlagern. Diese etwa einen Kilometer dicke Schichten können auf Zeitskalen von Minuten nicht nur die maximale Anzahldichte der Natrium-Atome um etwa den Faktor 10 erhöhen, sondern auch den Schwerpunkt der Natrium-Schicht um mehrere 100 m verschieben (Clemesha 1995). Auf die Folgen der daraus resultierenden Fokusverschiebung für das AO-System wird in Kap. 1.5.3 näher eingegangen.

Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, beträgt der maximale Absorptionsquerschnitt  $\sigma_{Na}$  der



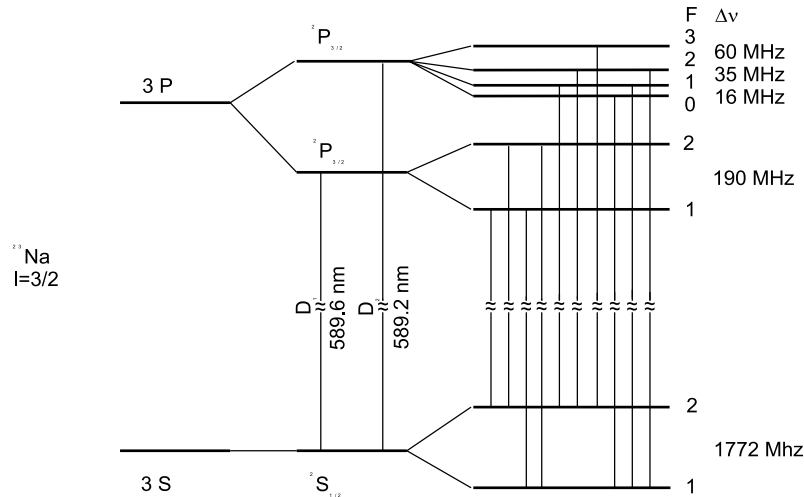


Abbildung 1.8: Hyperfeinstruktur der niedersten Energieniveaus von Natrium mit den erlaubten Dipolübergängen.

mesosphärischen Natrium-Atome bei schmalbandiger Laseranregung maximal  $8.9 \times 10^{-16} \text{ m}^2$ . Das heißt im günstigsten Fall wird  $\rho_{Na} \sigma_{Na} \approx 10 \%$  des Laserlichts absorbiert und als Fluoreszenzlicht wieder abgestrahlt. Es ist der im Vergleich zum Rayleigh-Streuquerschnitt ( $\sigma_M \approx 10^{-31} \text{ m}^2$ ) extrem große Wirkungsquerschnitt, der trotz der sehr niedrigen Anzahldichte der Natrium-Atome ein für ein AO-System verwertbares Signal zulässt.

## 1.3 Das Fluoreszenzspektrum von Natrium

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten physikalischen Wechselwirkungsprozesse der mesosphärischen Natrium-Atome mit Resonanzlicht und der Umgebung behandelt. Der für Natrium-LLSe bedeutsamste Übergang ist derjenige der  $D_2$ -Linie. Das Spektrum des Rückstreu-Wirkungsquerschnitts von mesosphärischem Natrium bei dieser Linie soll im folgenden abgeleitet werden.

### 1.3.1 Der Natrium $D_2$ -Übergang

Natürlich vorkommendes Natrium besteht zu fast 100 % aus einem Isotop mit der Massenzahl 23. Die Bahndrehimpuls-/Spin-Quantenzahl-Konfiguration des Grundzustandes des Leuchtelektrons ist  $3^2S_{1/2}$ . Aus der Feinstrukturaufspaltung des ersten angeregten Zustandes des Valenzelektrons in  $^{23}\text{Na}$  in die beiden Zustände  $3^2P_{1/2}$  und  $3^2P_{3/2}$  resultiert die Dublett-Struktur der Natrium D-Linie, die der langwelligsten Resonanzlinie der Hauptserie, dem  $3S \leftrightarrow 3P$  Übergang, entspricht. Der langwelligeren Linie dieses Dubletts, der  $D_1$ -Linie, entspricht im Vakuum die Wellenlänge  $\lambda_{D_1} = 589.755 \text{ nm}$ , der kurzwelligeren  $D_2$ -Linie entspricht die Wellenlänge  $\lambda_{D_2} = 589.158 \text{ nm}$ . Wegen der Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Dipolmoment des Kerns und dem Magnetfeld der Atomelektronen setzen sich beide Natrium D-Linien wiederum aus mehreren Hyperfein-Übergängen zusammen (s. Abb. 1.8).

Die Quantenzahl des Kernspins von  $^{23}\text{Na}$  beträgt  $I = 3/2$ . Der Grundzustand des Valenzelektrons von  $^{23}\text{Na}$  spaltet damit in zwei Hyperfeinzustände auf, mit den Quantenzahlen des

Übergang Nr. $j$	$3^2S_{1/2}$ $F$	$3^2P_{3/2}$ $F$	Frequenzablage $\nu_j$ (MHz)	Relative Oszillatorstärke $\bar{S}_j$
1	1	2	1091.1	5
2		1	1056.6	5
3		0	1040.8	2
4	2	3	-621.6	14
5		2	-680.5	5
6		1	-715.0	1

Tabelle 1.6: Relative Frequenzen und räumlich gemittelte relative Oszillatorstärken der Natrium  $D_2$ -Hyperfeinübergänge. Die Oszillatorstärke für das gesamte Multiplett beträgt  $f = 0.9536$ .

Gesamtdrehimpuls aus Kernspin,  $I$ , und Elektron-Gesamtdrehimpuls,  $J$ , von  $F = I \pm J = 1$  und 2, und einem Energieunterschied äquivalent zu 1771.6 MHz (Haken 1987). Die angeregten Zustände  $3^2P_{1/2}$  und  $3^2P_{3/2}$  spalten in jeweils  $(2J + 1)$  Hyperfeinzustände auf. Zusammen mit der Auswahlregel für optische Dipolstrahlung,  $\Delta F = 0, \pm 1$ , ergeben sich die in Abb. 1.8 dargestellten Übergänge. Die natürliche Lebensdauer wurde für alle angeregten Hyperfeinzustände als gleich gemessen und beträgt  $\tau_{Na} = 16.4$  ns (Gaupp 1982). Daraus resultiert eine natürliche Linienbreite  $\Delta\nu_{Na} = 1/(2\pi\tau_{Na}) = 10$  MHz.

Die Oszillatorstärke für das gesamte Multiplett der Natrium D-Linie beträgt  $f = 0.9536$  (Gaupp 1982). Eine zufällige Verteilung angenommen, ist die Oszillatorstärke für das Multiplett der  $D_2$ -Linie mit  $2/3f$  doppelt so groß wie die der  $D_1$ -Linie, weshalb bei einem Natrium-LLS die Anregung der  $D_2$ -Linie vorzuziehen ist. Das Verhältnis der Summe der Oszillatorstärken der  $D_2$ -Übergänge aus dem ( $F = 2$ )- beziehungsweise dem ( $F = 1$ )-Grundzustand verhält sich im thermischen Gleichgewicht (und unter Vernachlässigung des Magnetfeldes) wie fünf zu drei.

Die relativen Linienfrequenzen  $\nu_j$  der sechs erlaubten  $D_2$ -Hyperfeinübergänge sowie die zugehörigen relativen Oszillatorstärken  $\bar{S}_j$  [ohne Berücksichtigung des Hanle-Effekts (s. u.), das heißt räumlich gemittelt (Arimondo 1977)] sind in Tab. 1.3.1 zusammengefaßt. Der mit  $\bar{S}_j$  gewichtete Schwerpunkt in den Hyperfeinfrequenzen (s. Abb. 1.8) dient dabei als Nullpunkt für die Frequenzablagen.

Der Beitrag der Dopplerverbreiterung  $\Delta\nu_D$  zur natürlichen Linienbreite jedes Hyperfeinübergangs bei der zentralen Frequenz  $\nu_j$  hat die volle Halbwertsbreite

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_j}{c} \left( \frac{2 \ln 2 k_B T_{Na}}{m_{Na}} \right)^{1/2}. \quad (1.37)$$

Darin bedeutet  $T_{Na}$  die kinetische Temperatur in °K. Die Temperatur in der mesosphärischen Natrium-Schicht beträgt nach Tab. 1.2.3 im Mittel 215 K woraus ein mittleres  $\Delta\nu_D = 1190$  MHz resultiert. Diese Dopplerverbreiterung ist sehr viel grösser als die natürliche Linienbreite und auch sehr viel größer als die Hyperfeinspaltung des ersten angeregten Natrium-Zustandes, aber etwas kleiner als die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes. Man kann sich deshalb die Natrium  $D_2$ -Linie als Überlagerung von  $1190\text{MHz}/10\text{MHz} = 119$  einzelnen Geschwindigkeitsgruppen vorstellen.

Wie folgende Abschätzung zeigt, kann die Stoßverbreiterung des Natrium- $D_2$ -Multipletts in der Mesosphäre vernachlässigt werden. Das am häufigsten in der Atmosphäre vorkommende Molekül ist mit 77 % Anteil das des Stickstoffs. Seine Teilchenzahl-Dichte in 92 km Höhe beträgt  $n_{N_2} = 5.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (Kertz 1971). Im thermisches Gleichgewicht bei der Temperatur  $T_{Na}$  ist die wahrscheinlichste Geschwindigkeit eines Natrium-Atoms  $\bar{v} = (2k_B T_{Na}/m_{Na})^{1/2}$ . Die mittlere freie Weglänge eines Na-Atoms beträgt etwa  $1/(\sigma n_{N_2})$ , mit  $\sigma = \pi(r_{Na}^2 + r_{N_2}^2)$  als dem totalen Stoßquerschnitt, wobei  $r$  den Atom- beziehungsweise Molekülradius bezeichnet. Die Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Kollisionen eines Natrium-Atoms mit einem  $N_2$ -Molekül der Mesosphäre ist damit gegeben durch  $\tau_{Koll} = 1/(n_{N_2} \sigma \bar{v})$ , oder  $\tau_{Koll} \approx 100\mu\text{s}$ . Diese Zeit ist sehr viel länger als die natürliche Lebensdauer  $\tau_{Na}$  eines angeregten Natriumatoms, weshalb die Strahlungsdämpfung dominiert.

Im schwachen geomagnetischen Feld erfahren die Hyperfein-Niveaus eine Zeeman-Aufspaltung in  $2F + 1$  Unterniveaus, und jedes dieser Zeeman-Unterniveaus wird durch die magnetische Quantenzahl  $m_F$ , mit  $-F \leq m_F \leq F$  beschrieben. Insgesamt resultieren acht Zeeman-Niveaus für den Grundzustand und 16 für den angeregten Zustand. Im schwachen magnetischen Feld  $B$  beträgt die Zeeman-Aufspaltung des  $F = 1$  Grundzustandes  $-7.0 \times 10^3 m_F B [T]$  MHz, die Aufspaltung des  $F = 2$  Grundzustandes  $7.0 \times 10^3 m_F B [T]$  MHz, und die Aufspaltung für alle Hyperfeinzustände des  $3^2P_{3/2}$  Zustandes  $6.7 \times 10^3 m_F B [T]$  MHz. Für  $B \approx 50 \mu\text{T}$  (Erdmagnetfeld) ist die Verschiebung der Energieniveaus aufgrund des Zeeman-Effekts somit höchstens  $\approx 0.7$  MHz, also sehr viel kleiner als die Hyperfeinaufspaltung.

Die Auswahlregel für Dipolstrahlung  $\Delta F = 0, \pm 1$  und  $\Delta m_F = 0, \pm 1$ , sowie  $\Delta m_F \neq 0$  wenn  $\Delta F = 0$  schränkt die Anzahl der erlaubten Übergänge zwischen den 24 Zeeman-Niveaus auf insgesamt 54 ein. Da durch die geomagnetischen Feldlinien eine Vorzugsachse für jedes Atom ausgezeichnet wird, absorbiert ein Atom Licht in einem von drei Polarisationszuständen: Licht das entlang des magnetischen Feldes linear polarisiert ist, induziert Übergänge zwischen Zeeman-Niveaus mit  $\Delta m_F = 0$ . Senkrecht zum magnetischen Feld rechts- beziehungsweise linkszirkular polarisiertes Licht induziert Übergänge mit  $\Delta m_F = +1$  beziehungsweise  $-1$ .

Während des Fluoreszenzprozesses – der klassisch betrachtet als das Abklingen der Amplitude eines oszillierenden Dipols, der durch das eingestrahlte Resonanzlicht angeregt wurde, verstanden werden kann – führt der harmonische Oszillator eine Larmor-Präzession im äußeren magnetischen Feld aus. Dies verändert die Polarisation eines jeden Übergangs zwischen den Zeeman-Niveaus und ändert damit auch die räumliche Verteilung der emittierten Strahlung (Hanle-Effekt beziehungsweise Level-Crossing). Da hier nur der Wirkungsquerschnitt für Rückstreuung interessiert, lassen sich diese Änderungen in der Austrahlungscharakteristik durch eine Änderung in den relativen Oszillatorstärken der einzelnen Hyperfeinübergänge ausdrücken, wenn man  $A_i$  als Summe der Linienstärken der unter der Gesamtdrehimpulszahl  $F$  zusammengefaßten Zeeman-Übergänge definiert. Die setzt aber neben einem schwachen Magnetfeld auch voraus, daß die spektrale Bandbreite des Anregungslichts größer als die größte Zeeman-Aufspaltung der angeregten Hyperfeinzustände ist.

Unter diesen Annahmen ergibt die Auswertung der Gleichungen in Zimmermann (1975) die folgenden relativen Oszillatorstärken  $S_j$  für den Fall eines verschwindenden äußeren Magnetfeldes bei Berücksichtigung des Hanle-Effekts:

$j$	1	2	3	4	5	6
$S_j$	5	5.5	2	15.68	5	0.98

Bei nicht verschwindendem äußeren Magnetfeld hängt  $S_j$  von der Polarisation der anregenden Laserstrahlung, der Magnetfeldstärke und dem Winkel zwischen Laserstrahl und den magnetischen Feldlinien ab (Zimmermann 1975). Die dann in die Berechnung der Oszillatorstärken einfließenden geometrischen Faktoren bewirken aber nur Änderungen kleiner als etwa 1 % in den oben aufgeführten relativen Oszillatorstärken  $S_j$  für mittlere nördliche geographische Breiten. Die damit verbundene Anisotropie in der Winkelverteilung des Fluoreszenzlichts stellt sich dann als eine um maximal etwa 5% erhöhte Streuung in der Vorwärts- und Rückwärtsrichtung dar. Bei der in Kap. 1.5 durchgeführten Leistungsanalyse wird der Einfachheit halber mit dem konservativeren, daß heißt dem als isotrop angenommenen Streukoeffizienten gerechnet.

Somit ergibt sich der Absorptions-Wirkungsquerschnitt für die mesosphärische Natrium  $D_2$ -Linie bei der Frequenz  $\nu$  aus der Überlagerung der sechs Doppler-verbreiterten Hyperfeinübergänge, die über die relativen Linienstärken  $S_j$  auf die Oszillatorstärke  $f$  für das gesamte Multiplett normalisiert sind, gemäß

$$(\sigma_{D_2})_{total}(\nu) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\pi e^2}{mc} \frac{1}{(2\pi\sigma_D^2)^{1/2}} \frac{2/3f}{\sum_j S_j} \sum_j S_j \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_j)^2}{2\sigma_D^2}\right] \quad (1.38)$$

mit  $\sigma_D$  als der Doppler-Breite:

$$\sigma_D = \left(\frac{k_B T_{Na}}{m_{Na} \lambda_{D_2}^2}\right)^{1/2}. \quad (1.39)$$

Der maximale Absorptions-Wirkungsquerschnitt (bei der Frequenz  $\nu_4$ , die dem  $F = 2 \leftrightarrow F = 3$  Übergang entspricht) beträgt demnach

$$(\sigma_{D_2})_{max}(T_{Na}) = 1.3 \times 10^{-14} T_{Na} [^\circ\text{K}]^{-1/2} \text{m}^2 . \quad (1.40)$$

Für die in Tab. 1.2.3 angegebene mittlere Temperatur der mesosphärischen Natrium-Schicht ist  $(\sigma_{D_2})_{max} = 8.9 \times 10^{-16} \text{m}^2$ .

Ein effektiver Absorptions-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{Na}$  für die Natrium  $D_2$ -Linie ergibt sich aus der Faltung des Linienprofils nach Gl. (1.38) mit dem spektralen Linienprofil  $g(\nu - \nu_l)$  der anregenden Laserstrahlung bei der zentralen Frequenz  $\nu_l$ :

$$\sigma_{Na}(\nu_l) = \int g(\nu - \nu_l) (\sigma_{D_2})_{total}(\nu) d\nu . \quad (1.41)$$

Für ein gaußförmiges Laserprofil mit einer Linienbreite der Standardabweichung  $\sigma_L$ , das heißt

$$g(\nu) = \frac{1}{(2\pi\sigma_L^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{\nu^2}{2\sigma_L^2}\right), \quad (1.42)$$

was eine sehr gute Näherung im Fall  $\sigma_L \ll \sigma_D$  ist, läßt sich Gl. (1.41) schreiben als

$$\sigma_{Na}(\nu) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\pi e^2}{mc} \frac{1}{(2\pi\sigma_{eff}^2)^{1/2}} \frac{2/3f}{\sum_j \bar{S}_j} \sum_j S_j \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_j)^2}{2\sigma_{eff}^2}\right], \quad (1.43)$$

mit der effektiven Linienbreite  $\sigma_{eff}$  als

$$\sigma_{eff}^2 = \sigma_D^2 + \sigma_L^2 . \quad (1.44)$$

Die Dopplerverschiebung aufgrund einer Windgeschwindigkeitskomponente entlang des projizierten Laserstrahls ist in obigen Gleichungen nicht berücksichtigt, da typische Werte für diesen Geschwindigkeitsbeitrag bei etwa 1 m/s liegen (Papen 1995), woraus eine Frequenzverschiebung von nur etwa 2 MHz resultiert. Die damit verbundene Änderung des Absorptionsquerschnitts bei fester Laserfrequenz kann hier vernachlässigt werden.

In Abb. 1.9 ist das Doppler-verbreiterte Natrium  $D_2$ -Linienprofil nach Gl. (1.38) für eine Temperatur von 215 K dargestellt (der Vollständigkeit halber ist auch das natürlich verbreiterte Linienprofil eingezeichnet). Ebenfalls wird der effektive Absorptionsquerschnitt nach Gl. (1.41) für drei verschiedene Laserlinienbreiten gezeigt. Ist die Laserfrequenz genau auf den  $F = 2 \leftrightarrow F = 3$  Übergang abgestimmt, das heißt  $\nu_L = \nu_4$ , läßt sich folgender funktionaler Zusammenhang zwischen dem maximalen Absorptionsquerschnitt und der (quasi- kontinuierlichen) Laserlinienbreite mit einer Genauigkeit  $< 1\%$  für  $10 \text{ MHz} \leq \sigma_L \leq 3 \text{ GHz}$  angeben:

$$(\sigma_{Na})_{max}(\sigma_L, T_{Na}) = (131.92 - 38.14\sigma_L[\text{GHz}] + 4.52\sigma_L[\text{GHz}]^2) \times 10^{-16} T_{Na} [^\circ\text{K}]^{-1/2} \text{m}^2 . \quad (1.45)$$

Für die erwarteten Temperaturschwankungen in der Natrium-Schicht nach Tab. 1.2.3 beträgt die relative Änderung des maximalen Absorptionsquerschnitts etwa  $\pm 3\%$ .

### 1.3.2 Nichtlineare Wechselwirkungen mit Resonanzlicht

Die im letzten Abschnitt aufgeführten Werte für den Absorptionsquerschnitt gelten nur für unpolarisiertes Laserlicht mit Intensitäten kleiner als der Sättigungsintensität des Übergangs. Andernfalls müssen nichtlineare Effekte bei der Strahlungswechselwirkung mit berücksichtigt werden, das heißt neben der Sättigung des Übergangs, das optische Pumpen und der Strahlungsdruck.

Der Effekt der Sättigung ist dann wichtig, wenn die Bestrahlungsstärke ausreicht, einen erheblichen Bruchteil der Natrium-Atome in den angeregten Zustand des  $D_2$ -Übergangs zu versetzen. Dies hat zur Folge, daß die Rate der stimulierten Emission in Vorwärtsrichtung ansteigt, und

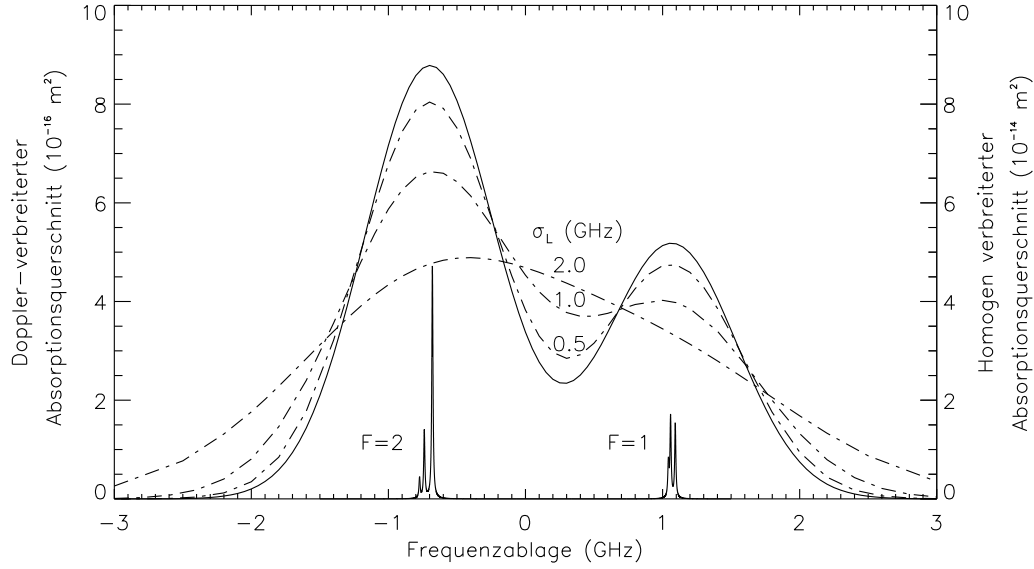


Abbildung 1.9: Homogen und Doppler-verbreitertes Natrium  $D_2$ -Linienprofil für eine kinetische Temperatur von 215 K. Strichpunktiert ist das Doppler-Profil gefaltet mit verschiedenen Laserlinienbreiten,  $\sigma_L$ , eingezeichnet.

die Intensität im resonant zurückgestreuten Licht und damit die Helligkeit des LLSs nicht mehr linear mit der Laserleistung anwächst, sondern sich einem Grenzwert nähert. Der Grad der nichtlinearen Absorption hängt bei gegebener Laserleistung von der Bandbreite des Lasers ab, worauf im folgenden eingegangen wird.

Die übliche Sättigungsintensität,  $I_s$ , ist für ein Zwei-Niveau-System (hier eine gute Näherung) über die Relation für den Bruchteil  $f$  der mit Dauerstrich-Resonanzstrahlung wechselwirkenden Teilchen, die sich im angeregten Zustand befinden, definiert (Siegman 1986):

$$f = \frac{1}{2(1 + I_s/I)}. \quad (1.46)$$

Die Rate, mit der ein Atom ein Fluoreszenzphoton emittiert, ist gegeben durch  $f/\tau_n$ . Für Laserintensitäten gleich der Sättigungsintensität befinden sich ein Viertel der Teilchen im angeregten Zustand und die relative Absorption verringert sich um den Faktor zwei. Die maximal mögliche Fluoreszenz wird für sehr hohe Laserintensitäten erreicht ( $I \gg I_s$ ); dann sind maximal die Hälfte aller Teilchen im angeregten Zustand, und jedes kontinuierlich angeregte Natrium-Atom wird im Mittel ein Resonanzfluoreszenz-Photon alle  $2\tau_{Na} = 33$  ns aussenden. Die Sättigungsintensität für die  $D_2$ -Übergänge aus dem hier besonders interessierenden  $F = 2$  Grundzustand (unter Vernachlässigung von Pumpeffekten) folgt also aus der Bedingung  $I_s \sigma_h / (hc/\lambda) \times 4\tau_{Na} = 1$  (Photon), mit  $\sigma_h \approx (5/8)(20/32)(2\lambda^2/\pi) = 8.6 \times 10^{-14} \text{ m}^2$  als dem entsprechenden totalen Absorptionsquerschnitt der homogen verbreiterten Hyperfeinübergänge. Für die entsprechende spektrale Sättigungsintensität,  $(I_s)_\nu \equiv I_s / \Delta\nu_{Na}$ , folgt somit

$$(I_s)_\nu = 6.2 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-2} \text{ s}. \quad (1.47)$$

Die totale Sättigungsintensität für eine gegebene Laserlinienbreite (größer als  $\Delta\nu_{Na}$ ) ist  $(I_s)_\nu \sigma_L$ , das heißt für eine Laserlinienbreite von 10 MHz beträgt die Sättigungsintensität nur etwa  $6 \text{ mW cm}^{-2}$ . Der verhältnismäßig kleine Wert von  $(I_s)_\nu$  erfordert eine besonders sorgfältige Auswahl der Laserparameter für einen effizienten Einsatz in einem LLS-System. Auf die Konsequenz für

die optimale Laserlinienbreite aufgrund des nichtlinearen Rückstreuquerschnitts wird in Kap. 1.5 näher eingegangen.

Durch den nichtlinearen Effekt des optischen Pumpens kann der effektive Absorptionsquerschnitt der Natrium-Atome durch Spin-Polarisation des Grundzustandes über einen Zeitraum von einigen  $\mu\text{s}$  beeinflusst werden. Abhängig von der Polarisation des Laserlichts kann dann sowohl eine erniedrigte oder eine erhöhte Fluoreszenz auftreten. Falls linear polarisiertes Laserlicht mit einer Linienbreite kleiner als der 1.77-GHz-Aufspaltung des Natrium  $D_2$ -Grundzustandes auf die Übergänge  $F = 2 \rightarrow F = 1, 2, 3$  abgestimmt wird, werden zwar nur Atome im Grundzustand mit  $F = 2$  angeregt, aber grundsätzlich können diese Atome sowohl in den Grundzustand mit  $F = 2$  oder den mit  $F = 1$  spontan zerfallen. Das bedeutet, daß nach Ablauf einer gewissen Zahl von Fluoreszenz-Zyklen eine Umverteilung der angeregten Atome in den ungepumpten Grundzustand mit  $F = 1$  erfolgt, mit der Konsequenz eines deutlich verringerten effektiven Absorptionsquerschnitts. Der Fall einer vollständigen optisch induzierten Transparenz der Natrium-Schicht gegenüber obigem Laserstrahl ist im vorliegenden Fall ausgeschlossen, da Spin-depolarisierende Mechanismen in der Erdatmosphäre, auf die weiter unten näher eingegangen wird, zu einer Mischung der Hyperfeinzustände führen.

Ist die auf die Übergänge  $F = 2 \rightarrow F = 1, 2, 3$  abgestimmte Laserstrahlung (wiederum mit einer Bandbreite kleiner als der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes) zirkular polarisiert, wird im Mittel Drehimpuls auf die Atome bei der Absorption übertragen. Nach einer gewissen Zahl von Fluoreszenzereignissen sind die meisten Atome in den Grundzustand mit dem größten Drehimpuls übergegangen ( $F = 2$ ), von wo aus sie nicht in den Grundzustand mit dem kleinsten Drehimpuls zerfallen können. Das Ergebnis dieser Spinpolarisation ist eine im Idealfall um 105 % erhöhte Fluoreszenz (Steigerung um den Faktor  $14 \div 20 / 3$ ), da die Atome in den Zustand mit dem größten Absorptionsquerschnitt und bipolarer Austrahlungscharakteristik gepumpt worden sind. Zusätzliche, auf den  $F = 1$  Grundzustand abgestimmte Laserleistung kann das Fluoreszenzsignal nochmals um den Faktor zwei steigern. Wegen der inhomogenen Verbreiterung der  $D_2$ -Linie werden bereits mit obigem Laserstrahl Atome aus dem  $F = 1$ -Grundzustand angeregt. Dadurch alleine gehen aber nur etwa 0.5 % der Atome dem Pumpprozess verloren (bei  $T = 215 \text{ K}$ ). Durch folgende Mechanismen in der Erdatmosphäre wird die Effizienz der beschriebenen Pumpprozesse viel stärker begrenzt. Die wichtigsten sind (in abnehmender Bedeutung): Larmor-Präzession des atomaren magnetischen Moments im Erd-Magnetfeld, Stöße mit Spin-Austausch oder Diffusion aus dem Laserstrahl sowie Austausch der Atome durch Höhenwinde. Durch die Larmor-Präzession werden optische Übergänge in den ( $F = 1$ )-Grundzustand erlaubt, die andernfalls verboten wären. Mit einem gyromagnetischen Verhältnis von  $7 \text{ MHz T}^{-1}$  folgt im Erdmagnetfeld eine Larmorfrequenz von 350 MHz. Das heißt in ungefähr  $3 \mu\text{s}$  ist die senkrechte Komponente der Spinpolarisation der Natrium-Atome aufgehoben. Die Betrag der verbleibenden Komponente parallel zum Magnetfeld wird durch Stöße mit paramagnetischen Luftmolekülen reduziert. Aus der Spinaustauschrates für Alkaliatome von  $10^{-15} \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  (Allen und Eberly 1975) und der Anzahldichte an  $\text{O}_2$ -Molekülen von  $1.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (Kertz 1971), die die größte Teilchenzahldichte einer paramagnetischen Substanz in 92 km Höhe darstellt, folgt eine Lebensdauer gegenüber Spinaustausch von etwa  $70 \mu\text{s}$ , was in der gleichen Größenordnung liegt wie die weiter oben erwähnte mittlere freie Weglänge eines Natrium-Atoms. Die Diffusionszeit eines Natrium-Atoms aus einem fokussierten Laserstrahl mit typischerweise 0.25 m Durchmesser (s. Kap. 2.5.2.2) liegt nochmals um eine Größenordnung über obiger Kollisionszeit. Höhenwinde in der Größenordnung von 10 m/s (Papen 1994) sorgen bei obigem Strahldurchmesser für einen Austausch der Natrium-Atome auf Zeitskalen von 50 ms. Für die Simulation von ALFA wurde zur Sicherheit deshalb mit nur 50% mehr Rückstreusignal für den Fall optischen Pumpens mit Dauerstrich-Laserlicht gerechnet.

Zum Abschluß dieses Abschnitts soll noch auf den Effekt des Strahlungsdrucks eingegangen werden, der ebenfalls den effektiven Absorptionsquerschnitt beeinflussen kann (insbesondere für gepulste Laser). Im Mittel wird bei der Absorption eines Photons aus dem Laserstrahl ein Impuls auf das Natrium-Atom übertragen, der die Resonanzfrequenz um  $h/(\lambda_{D_2} m_{Na}) = 50 \text{ kHz}$  anhebt. Bei einer eingestrahlten Laserintensität gleich der Sättigungsintensität absorbiert ein Atom im Mittel alle 66 ns ein Photon, woraus eine Rate für die Verschiebung der Resonanzfre-

quenz von  $762 \text{ kHz } \mu\text{s}^{-1}$  für Wechselwirkungszeiten  $\ll \tau_{Na}$  folgt. Für große Wechselwirkungszeiten nimmt diese Frequenzverschiebung wieder ab, wenn die zuvor angeregten Atome aus der Resonanz laufen. Durch Stöße mit Molekülen aus dem Hintergrund-Gas findet die schnellste Umverteilung der Atom-Geschwindigkeiten zurück in eine isotherme Geschwindigkeitsverteilung statt. Nach den obigen Ausführungen findet dies auf Zeitskalen der Größenordnung  $100 \mu\text{s}$  statt. Innerhalb dieser Zeit erhöht sich die Resonanzfrequenz um etwa  $20 \text{ MHz}$ , das heißt die Wechselwirkung von Laserstrahlung mit einer Bandbreite  $\leq \Delta\nu_{Na}$  hat dann mit zwei Geschwindigkeitsgruppen der Natrium-Atome stattgefunden.

## 1.4 Laser für Natrium-LLS-Systeme

Nachdem die Randbedingungen, die die Atmosphäre an das AO-System stellt und die physikalischen Eigenschaften der mesosphärischen Natrium-Schicht sowie die Wechselwirkungsprozesse der Natrium-Atome mit resonantem Laserlicht beleuchtet wurden, werden nun die Konsequenzen für die Auswahl eines geeigneten Lasers dargestellt.

Die Grundanforderungen in Hinsicht auf einen optimalen LLS sind klar: 1. Hohe mittlere Ausgangsleistung bei  $589 \text{ nm}$  (der genaue Wert hängt im wesentlichen von der Laser-Bandbreite ab). 2. Gute Strahlqualität (die erforderliche Güte hängt von der verfügbaren Leistung ab). 3. Im Fall gepulster Laser eine Pulswiederholrate größer als etwa  $1 \text{ kHz}$  um einen geschlossenen AO-Regelkreis mit einer Bandbreite von  $> 100 - 200 \text{ Hz}$  betreiben zu können. 4. Eignung zum Betrieb an einem Observatorium, auf dem in der Regel nur begrenzte Kapazitäten zur Verfügung stehen. Das fordert neben einer gewissen Kompaktheit und Robustheit auch eine ausreichende Stabilität und Effizienz im Laserbetrieb. Eine möglichst hohe Effizienz des Lasers minimiert desweiteren nicht nur die Rayleigh-Streuung des projizierten Laserstrahls und damit den zusätzlichen, vom Teleskop aufgenommenen Signalhintergrund. Auch die Sicherheitsprobleme, sowohl im Teleskopgebäude als auch außerhalb der Kuppel (Blenden von Flugzeugpiloten oder Satellitenkameras) werden reduziert. Im Fall eines gepulsten Lasers kommt als weitere Forderung an den Laser ein möglichst großes Produkt aus Pulslänge und Pulswiederholrate (dem sogenannten Duty Cycle) hinzu. Denn ein größerer Duty-Cycle bedeutet eine höhere Durchschnittsleistung und eine geringere Spitzenleistung. Die Obergrenze für den letzten Werts ist durch die Sättigungsintensität bestimmt; diese wiederum hängt von der LLS-Größe und der Laserbandbreite ab. Die minimale Pulslänge ist durch die Zeit gegeben, die die Atome, welche dem Puls folgen, benötigen, um wieder in den Grundzustand zu relaxieren. Sie liegt hier in der Größenordnung  $10 \text{ ns}$ .

Zu Beginn des ALFA-Projekts gab es keine abstimmbaren Festkörper- und Diodenlaserquellen, die direkt oder mittels Frequenzvervielfachung Emission bei der Wellenlänge  $589 \text{ nm}$  zugelassen hätten (daran hat sich bis zur Drucklegung dieser Arbeit auch nichts geändert). Die Zahl der in Betracht gezogenen Lasertypen, die Licht hoher Leistung bei  $589 \text{ nm}$  emittieren können, war auf drei begrenzt: den Dauerstrich(CW)-Farbstofflaser, den gepulsten Farbstofflaser und den Summenfrequenz-Nd:YAG-Laser. Jeder dieser Laser hat für diese Anwendung seine eigenen Vor- und Nachteile. Diese können für jeden Laser in einem Güteparameter zusammengefaßt werden, der ein Maß für das Produkt aus nutzbarer Laserleistung und Absorptionsquerschnitt, also proportional zum Fluß der aus der Natrium-Schicht resonant zurückgestreuten Photonen ist. Mittels des Gütefaktors wird die Auswahl des Lasertyps erleichtert beziehungsweise die erforderlichen Maßnahmen zur Optimierung eines gegebenen Lasers können quantitativ genauer erfaßt werden. Die Form des Gütefaktors wird im folgenden definiert.

Für eine möglichst genaue Wellenfrontanalyse (vgl. Kap. 1.5.1) und einem möglichst effizienten Einsatz der verfügbaren Laserleistung ist es erforderlich, die Winkelausdehnung des LLSs so klein wie möglich zu halten. Allerdings muß gleichzeitig darauf geachtet werden, den Sättigungsgrad der Atome nicht zu hoch werden zu lassen. Ansonsten wird ein wesentlicher Bruchteil der Laserleistung in für die Anwendung unbrauchbare vorwärtsgerichtete stimulierte Emission verschwendet. Zusätzlich führt die Sättigung zu einer scheinbaren Winkelverbreiterung des LLSs, da die Flügel des Leitstern-Profiles im Verhältnis zum Kern verstärkt wirken. Die maxi-

mal sinnvolle Leistung im anregenden Licht,  $P_{max}$ , hängt von einer Vielzahl von Faktoren ab: Der Sättigungsintensität des Übergangs, die nach Gl. (1.47) von der Bandbreite  $\sigma_L$  des Lasers abhängt, dem Produkt aus Pulslänge,  $t_L$ , und Puls wiederholrate,  $f_L$ , (dem Duty-Cycle, der für CW-Laser gleich eins ist), dem Lichtdurchsatz im System,  $T_P$ , der Transmission  $T_A$  der Atmosphäre (die auch von der Zenitdistanz  $\zeta$  abhängt) sowie der Größe des LLSs am Ort der Natrium-Schicht. Die Größe des LLSs am Himmel ist im günstigen Fall, das heißt bei einer beugungsbegrenzten Projektion, durch den Durchmesser  $\theta_S$  der Seeing-Scheibe gegeben. Bei einem nicht beugungsbegrenzten Laserstrahl, dessen Strahlausbreitung durch den Strahlgütefaktor  $M^2$  charakterisiert ist (s. Kap. 2.3.3), vergrößert sich die Leitstern-Größe in erster Näherung um eben diesen Faktor.  $P_{max}$  ergibt sich somit zu:

$$P_{max} = \frac{(I_s)_\nu \sigma_L t_L f_L M^2 [\theta_S (H_{Na} - H_O)]^2}{4 T_P T_A^{\sec \zeta}}. \quad (1.48)$$

Ist der Laser ein Mehrmodenlaser muß das Produkt  $(I_s)_\nu \sigma_L$  in der letzten Gleichung durch  $62 \text{ W m}^{-2}$  (Anzahl der longitudinalen Moden) $^{-1}$  ersetzt werden, was der Anzahl der angeregten Geschwindigkeitsgruppen entspricht. Über einen angenommenen Bereich von  $30^\circ - 90^\circ$  für die Teleskop-Elevation schwankt  $P_{max}$  um den Faktor  $T_A$ . Für die Variation von  $T_A$  selbst kann man nach Kap. 1.2.2 einen Reduktionsfaktor von maximal 0.7 annehmen. In den Gütefaktor  $G_L$  für eine gegebene Säulendichte der Natrium-Atome, Entfernung zur Natrium-Schicht und Temperatur derselben, geht neben  $P_{max}$  nochmals die Bandbreite des Lasers ein, da der effektive Absorptionsquerschnitt für breitbandigere Laser gemäß Gl. (1.45) sinkt. Der gesuchte Gütefaktor zum Vergleich der Lasertypen läßt sich dann angeben als:

$$G_L = P_{max} \exp \{-0.43(\sigma_L [\text{GHz}]^2 + 10^{-4})\}. \quad (1.49)$$

Im Fall von Mehrmodenlasern ist mit  $\sigma_L$  in der letzten Gleichung die Breite der Einhüllende der Moden gemeint. In Tab. 1.4 sind die Ergebnisse zur maximal sinnvollen Ausgangsleistung und zu den Gütefaktoren der drei in Frage kommenden Laserklassen zusammengestellt. Vorausgesetzt wurde dabei immer eine möglichst kleine Ausdehnung des LLSs und ein Lichtdurchsatz des Projektionssystems von  $T_P = 0.70$ . Die jeweils angegebenen drei Werte gelten für den Fall sehr guter ( $\theta_S = 0.7''$ ,  $T_A = 0.92$ ), mittelmittler ( $\theta_S = 1.0''$ ,  $T_A = 0.77$ ) und sehr schlechter ( $\theta_S = 1.5''$ ,  $T_A = 0.62$ ) Beobachtungsverhältnisse, wobei als jeweilige Zenitdistanzen  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  beziehungsweise  $60^\circ$  angenommen wurden. Für die Mehrmodenlaser wurde ein Modenabstand von etwa 200 MHz zugrundegelegt.

Demnach beträgt die maximal brauchbare Ausgangsleistung bei einem Einzelmoden CW-Farbstoff-Ringlaser unter günstigen Beobachtungsbedingungen etwa drei Watt, einen für CW-Hochleistungslaser sehr guten  $M^2$ -Faktor von 1.2 vorausgesetzt. Dieser Wert kann bei sehr schlechten Beobachtungsverhältnissen Bedingungen auf den etwa 10-fachen Betrag ansteigen. Möchte man lineare Farbstofflaser mit einer vergleichbaren Effizienz wie Farbstofflaser mit einer ringförmigen Resonatoranordnung betreiben, so wird ein symmetrisch aufgebauter Linearlaser wegen dem Effekt des sogenannten räumlichen Lochbrennens im aktiven Medium mit mindestens zwei benachbarten longitudinalen Moden oszillieren (vgl. Kap. 2.2.2). Mit einer Resonatorlänge in der Größenordnung von einem Meter erreicht man einen Modenabstand von etwa 200 MHz, womit man mit der auf relativ niedrige Werte begrenzten Ausgangsleistung die Natrium D<sub>2</sub>-Linie fast mit dem gleichen Absorptionsquerschnitt wie bei schmalbandigerem Licht anregen würde, bei allerdings gleichzeitiger Verdoppelung der effektiven Sättigungsintensität. Die Folge ist, daß die maximal sinnvolle Ausgangsleistung dann auf etwa den doppelten Betrag gegenüber dem Ringlaser begrenzt ist. Allerdings weisen die bisher in der Praxis erprobten Farbstoff-Linearlaser Ausgangsleistungen von maximal etwa 1.5 Watt (bei etwa 20 W Pumpleistung) in mehr als zwei bis drei longitudinalen Moden auf (Martinez 1995). Mehr Ausgangsleistung ist möglich; dann tendieren diese Laser aber deutlich zur Oszillation in so vielen (dann auch nicht mehr unbedingt benachbarten) longitudinalen Moden, daß die effektive Bandbreite größer als die Breite des Doppler-verbreiterten D<sub>2</sub>-Übergangs wird. Wie bereits erwähnt, würde eine stärkere Modenkontrolle die Quanteneffizienz eines solchen Lasers deutlich verringern (vgl. Kap. 2.2.2).



Typ	$\sigma_L$ (GHz)	$t_L$ ( $\mu$ s)	$f_L$ (kHz)	$M^2$	$P_{max}$ (W)			$G_L$ (W)		
CW FS- Ringlaser	0.01(1)	$t_L f_L = 1$		1.2	3	7	30	3	7	30
CW FS- Linearlaser	0.2(2)	$t_L f_L = 1$		1.2	6	14	62	5	14	61
FS-Puls-, laser, CVLp + pm + pg	0.03(1)	0.05	10	3.0	0.001	0.003	0.012	0.001	0.003	0.012
	2.0	0.5	10	3.0	3	9	39	1	2	7
Summen- frequenzlaser + pm	0.5(3)	60	1	1.5	0.6	1.6	6.7	0.5	1.4	6.0
	0.4	60	1	1.5	11	27	116	9	24	104

Tabelle 1.7: Güteparameter der bei Beginn des ALFA-Projekts in Frage kommenden Lasertypen bei im Normalbetrieb typischen Leistungsparametern. Die Zahl in Klammern hinter dem Wert für  $\sigma_L$  gibt die Zahl der longitudinalen Moden an. Die jeweils drei angegebenen Werte in den Spalten für die maximal sinnvolle Ausgangsleistung  $P_{max}$  beziehungsweise für die Güte  $G_L$  beziehen sich auf sehr gute, mittelmäßige und sehr ungünstige Beobachtungsbedingungen. FS, Farbstofflaser. CVLp, Kupferdampf-Laser-gepumpt. pm, phasenmoduliert. pg, pulsgedehnt.

Ein mit gepulsten Kupferdampf-Lasern (CVL) gepumpter Farbstofflaser wäre wegen dem sehr kurzen Duty-Cycle trotz der mit Verstärkerzellen möglichen höheren Durchschnittsleistung einem CW-Laser in der LLS-Anwendung deutlich unterlegen. Selbst wenn man einen solchen Puls-Laser phasenmoduliert (um aufgrund der hohen Spitzenleistungen die Sättigungseffekte zu minimieren) und die Pulslänge dehnt, weist dieser Typ für die LLS-Anwendung noch eine um den Faktor fünf geringere Güte gegenüber einem CW-Laser auf, einen für CVL-Laser sehr guten  $M^2$ -Wert von 3 angenommen. Pumpet man die Farbstoff-Verstärkerzellen hingegen mit frequenzverdoppelten ND:YAG-Lasern wird die Situation wegen der von vornherein größeren Pulslänge günstiger. Desweiteren arbeiten diese Pump-Laser effizienter. Mit Phasenmodulation und Pulsdehnung kann man einen vergleichbaren Eignungsfaktor wie bei einem CW-Laser erreichen. Steht ausreichend Pumpleistung zur Verfügung, können mit CW-Verstärkerzellen (realisiert über sogenanntes Injection Locking, s. Kap. 2.3.3) noch günstigere Gütefaktoren wegen der geringeren Gefahr der Natrium-Sättigung erzielt werden.

Sehr gut im obigen Typenvergleich schneidet der phasenmodulierte Summenfrequenz-Nd:YAG-Laser ab. Beim Summenfrequenz-Nd:YAG-Laser werden die Linien bei  $1.06 \mu\text{m}$  und  $1.32 \mu\text{m}$  zweier jeweils Güte-geschalteter Nd:YAG-Laser in einem nichtlinearen Kristall zu Licht bei  $589 \text{ nm}$  gemischt (Jeys et al. 1989). Der Strahlqualität und der besseren Kontrolle über das spektrale Profil wegen, würde man einen solchen Laser mit Diodenlasern und nicht mit Blitzlampen pumpen. Zu Beginn des ALFA-Projekts waren aber die Anschaffungs- und vor allem die Betriebskosten der Laserdioden-Arrays zu kostspielig, und das Entwicklungsrisiko für einen solchen Laser erschien zu hoch. Deshalb wurde der Farbstofflaser für ALFA favorisiert.

Die angegebene Phasenmodulation der Puls-Laser auf eine effektive Linienbreite von  $2 \text{ GHz}$  beziehungsweise  $0.5 \text{ GHz}$  ist bei den typischerweise zur Verfügung stehenden Pulsenergien in der Größenordnung von  $10 \text{ mJ}$  ein guter Kompromiß zwischen einem möglichst geringem Grad der Sättigung und einem möglichst großem effektivem Absorptionsquerschnitt. In Tab. 1.4 sind die Einfügeverluste des Resonator-externen akusto- oder elektro-optischen Phasenmodulators (beziehungsweise die Verluste bei Selbstphasenmodulation) und der Verzögerungszellen zur Pulsdehnung nicht berücksichtigt; diese Verluste können im Bereich um  $25 \%$  liegen. In obiger Tabelle sind der Einfachheit halber desweiteren keine Maßnahmen zum optischen Pumpen und zum Ausgleich des Rückstoßeffekts bei der Absorption berücksichtigt. Will man mit zirkular polarisiertem Licht besonders effektiv optisch pumpen wird man das spektrale Laserprofil so wählen, daß ein Bruchteil der Laserleistung auch zur Anregung des ( $F = 1$ )-Grundzustandes zur Verfügung steht. In diesem Fall würde man dem Pumpprozeß durch die spin-depolarisierende

Effekte verlorengangenen Atome wieder zurückführen. Den Impulsübertrag auf die Natrium-Atome bei jeder Absorption kann man sich zu Nutze machen, wenn man die Laserfrequenz eines Multimoden-Pulslasers innerhalb der Pulsbreite der verschobenen Resonanzfrequenz der Natrium-Atome folgen läßt. Dadurch sorgt man für eine Anreicherung von Atomen in einigen wenigen Geschwindigkeitsgruppen, die dann vom Mehrmodenlaser verstärkt angeregt werden würden.

Mit einer mittleren Nd:YAG-Laserleistung in der Größenordnung von 200 W gepumpte Farbstofflaser lassen bei 589 nm eine mittlere Ausgangsleistung von etwa 30 W erwarten (gepulst mit einem Duty-Cycle von etwa 0.02). Damit wäre nach Tab. 1.4 für den Fall sehr ungünstiger Beobachtungsverhältnisse die maximal sinnvolle mittlere Leistung gerade noch nicht erreicht. Im Fall eines CW-Farbstofflasers ist es allerdings unrealistisch mit der Ausgangsleistung unter den gleichen Beobachtungsbedingungen in die Nähe der maximal sinnvollen Leistung zu kommen. Zumindest war dies bei Beginn des ALFA-Projekts ausgeschlossen, da die damals in Frage kommenden CW-Pumplaser einen viel zu geringen Wirkungsgrad aufwiesen. Da die in Kap. 2.3 dargelegten Modellrechnungen zur Ausgangsleistung gezeigt haben, daß mit den typischerweise zur Verfügung stehenden Pumpleistungen deutlich mehr als die für kommerzielle Systeme üblichen maximalen 2 W erreichbar sein sollten, ohne daß Einschränkungen in der Strahlqualität oder der Laser-Bandbreite hingenommen werden müssen, fiel die Entscheidung, einen CW-Farbstofflaser als ersten Laser für ALFA zu verwenden. Damit sollte eine möglichst kurze Entwicklungszeit garantiert und das Risiko hinsichtlich der finanziellen Investition minimiert werden. Wie die im folgenden Abschnitt vorgestellte LLS/AO-Leistungsanalyse zeigt, sind bereits mit einem optimierten CW-Farbstofflaser an einem guten Observatoriumsstandort ein wesentlicher Teil der möglichen Beobachtungseinsätze ausreichend abgedeckt. (Es sei darauf hingewiesen, daß die in Tab. 1.4 angegebenen maximal brauchbaren Leistungen nicht die minimal erforderlichen Leistungen für den AO-Betrieb darstellen). Auch bietet der CW-Farbstofflaser grundsätzlich die Möglichkeit zu einer weiteren Leistungssteigerung, insbesondere mittels effizienteren Pumplaser und über Injection Locking von CW-Verstärkerzellen. Dies würde die Einsatzmöglichkeiten dann auch auf sehr ungünstige Beobachtungsbedingungen ausweiten (wie sie allerdings selten an einem gutem Beobachtungsstandort auftreten sollten).

Als Ausblick in die Zukunft soll zum Abschluß dieses Abschnitts noch ein Lasertyp erwähnt werden, der durch seine Skalierbarkeit in der Ausgangsleistung ebenfalls zu einem aussichtsreichen Kandidaten für eine LLS-gestützte AO-Korrektur im Sichtbaren werden kann: Der Diodenlaser-gepumpte Raman-Faserlaser. Eine möglicher Entwurf bedient sich folgenden Schemas (Murray et al. 1997): Der CW-Pumplaser basiert auf einer Diodenlaser-gepumpten Ytterbium-dotierten Doppelmantel-Monomodenglasfaser, die Licht bei  $1.114 \mu\text{m}$  produziert. Diese Faser ist direkt an eine Germaniumsilikat-Monomodenfaser geschmolzen, die die Pumpwellenlänge auf die erste Stokes-Linie bei  $1.178 \mu\text{m}$  verschiebt. Die frequenzselektive Rückkopplung geschieht bei beiden Fasern mit Faser-Bragg-Gittern. Bei der zweiten-Faser allerdings mit nur einem Bragg-Gitter, an der Verbindungstelle beider Fasern. Das andere Ende der Raman-Faser wird extern mit einem Resonatorspiegel abgeschlossen. Die zweite Harmonische des  $1.178 \mu\text{m}$ -Lichts wird mittels eines externen frequenzverdoppelnden Kristall vor diesem Spiegel erzeugt, wobei das 589-nm-Licht mittels eines dichroitischen Spiegels ausgekoppelt wird. Wegen der sehr großen Oberfläche des aktiven Mediums sollten mit zukünftigen Hochleistungslaserdiodenarrays Ausgangsleistungen von mehreren 10 W ohne die sonst bei Festkörperlasern auftretenden thermischen Effekte, die die Effizienz und die Strahlqualität des Lasers negativ beeinflussen, realisierbar sein. Bei 10 W Ausgangsleistung und einer mit heutigen Bragg-Gittern erreichbaren Bandbreite von ungefähr 2 GHz würde der Gütefaktor unter mittleren Beobachtungsbedingungen etwa zwei betragen.

## 1.5 Leistungsanalyse von ALFA

Der für ALFA minimal geforderte Korrekturgrad ist eine Strehl-Zahl von  $SR \approx 0.25$ . Die Erfahrungen, die am MPE in der Vergangenheit bei der Auswertung von ADONIS AO-Daten gemacht wurden, zeigen, daß Rohdaten mit einer derartigen Korrekturgüte bei den höchsten Raumfre-

quenzen ein so hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis aufweisen, daß mit nachträglich angewendeten bildverarbeitenden Algorithmen (vgl. Kap. 3) eine weitere Verbesserung der Bildqualität bis an die Beugungsgrenze erzielbar ist – auch bei niedrigen Signal-zu-Rausch-Verhältnissen in den Objektdaten. In den nächsten Abschnitten soll geklärt werden, unter welchen Bedingungen diese Forderung (zusammen mit der einer hohen Himmelsüberdeckung) mit LLSen erreicht werden kann.

Da die sich Leistungsspektren für die Tip-Tilt-Bewegung und die Phasenstörungen höherer Ordnung für eine Kolmogorov-Turbulenz deutlich unterscheiden, sind auch die Anforderungen an die beiden Regelkreise verschieden. Im folgenden wird zuerst die Korrektur der Störungen höherer Ordnung behandelt, weil in sie die LLS-Eigenschaften unmittelbar eingehen. Damit die Korrekturgüte in den höheren Ordnungen auch im länger integrierten Bild erhalten bleibt, sind die Anforderungen an die Tip-Tilt-Korrektur mittels eines natürlichen Leitsterns ebenfalls sehr hoch (wenn auch technisch leichter erreichbar). Darauf wird im übernächsten Abschnitt eingegangen. Die in Kap. 2.3.3 vorgestellten Modellrechnungen zur maximalen Ausgangsleistung des für ALFA gewählten Lasertyps, den CW-Farbstofflaser, lassen bei den hier zu Verfügung stehenden Pumpleistungen eine Einzelmoden-Ausgangsleistung von etwa 4 W erwarten. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird gezeigt, daß damit bereits eine sehr gute Qualität der AO-Korrektur im Nahinfraroten unter einer großen Zahl von äußeren Beobachtungsbedingungen erreichbar sein sollte.

### 1.5.1 Fehlermodell für die Korrektur der Störungen höherer Ordnung

Die Korrektur eines AO-Systems kann niemals perfekt sein. Die Varianz des verbleibenden Phasenfehlers in der Kompensation der Störungen höherer Ordnung,  $\sigma_{HO}^2$  (in  $\text{rad}^2$ ), läßt sich aus fünf Beiträgen zusammensetzen, deren Gemeinsamkeit in der jeweiligen Abhängigkeit von der Beobachtungswellenlänge des wissenschaftlichen Instruments,  $\lambda_O$ , und der Zenitdistanz  $\zeta$  besteht:

$$\sigma_{HO}^2 = \sigma_{HO}^2(\lambda_O, \zeta) = \sigma_{FA}^2 + \sigma_{WFS}^2 + \sigma_R^2 + \sigma_{DM}^2 + \sigma_{OP}^2. \quad (1.50)$$

In der letzten Gleichung ist  $\sigma_{FA}^2$  der Fehler aufgrund des fokalen Anisoplanatismus. Sein Betrag hängt von der Höhe des LLSs und dem Profil der Strukturkonstante des atmosphärischen Brechungsindex ab.  $\sigma_{WFS}^2$  ist der Meßfehler des WFSs. Er hängt von der Helligkeit und Größe des Leitsterns sowie den Eigenschaften des verwendeten Detektorarrays ab.  $\sigma_R^2$  ist der Fehlerbeitrag aufgrund der endlichen Bandbreite des geschlossenen AO-Regelkreises, der zum einen die Meßsignale nur mit einer endlichen Rate aufnehmen und sie prozessiert als Steuersignale an den DM nur mit einer gewissen Verzögerung weitergeben kann. Wegen der begrenzten Zahl der Freiheitsgrade des DMs kann er nicht alle Raumfrequenzen im Spektrum der Wellenfrontstörungen korrigieren. Der damit zusammenhängende Fehler ist  $\sigma_{DM}^2$ . Er hängt im wesentlichen von der Überdeckung der Subaperturen mit den Aktuatoren des DMs ab.  $\sigma_{OP}^2$  ist schließlich der Meßfehler, der durch die unterschiedlichen Lichtwege zwischen wissenschaftlichem und dem optischen Arm für die Wellenfrontanalyse zustande kommt. Die OMEGA-Kamera ist im Nahinfraroten beugungsbegrenzt, das heißt die Wellenfront-Deformation ist kleiner als  $\lambda_O/8$  Spitze-zu-Spitze. Die quadratische Summe der Wellenfront-Deformationen der insgesamt 11 optischen Oberflächen bis zum ALFA-WFS-Detektor nach dem dichroitischen Strahlteiler ist  $\lambda_{LS}/6$  Spitze-zu-Spitze. Bei Korrektur im J-Band ist  $\sigma_{OP}^2 = 0.02 \text{ rad}^2$ , weshalb dieser Fehler in ALFA vernachlässigbar ist. Auf die anderen Fehlerbeiträge wird im folgenden quantitativ näher eingegangen. Der Vollständigkeit halber wird im Fall des fokalen Anisoplanatismus auch auf Rayleigh-LLSe eingegangen. Im folgenden sei deshalb  $H_{LS}$  die Höhe des LLSs.

#### 1.5.1.1 Fokaler Anisoplanatismus

Der Phasenfehler  $\sigma_{FA}^2$  setzt sich aus dem Beitrag aufgrund der unvollständig gemessenen Turbulenz unterhalb des LLSs,  $\sigma_{FA;u}^2$ , und der überhaupt nicht gemessenen Turbulenz oberhalb des LLSs,  $\sigma_{FA;o}^2$ , zusammen. Für den letzten Beitrag gilt in guter Näherung für Kolmogorov-

Turbulenz (Fried 1982, Sasiela und Shelton 1988):

$$\sigma_{FA;o}^2 = \sigma_{FA;o}^2(\lambda_O, \zeta) = 0.057 D^{5/3} \left( \frac{2\pi}{\lambda_O} \right)^2 \sec(\zeta) \mu_0|_{H_{LS}}^\infty, \quad (1.51)$$

mit  $\mu_n|_{H_{LS}}^\infty$  als dem zwischen den Integrationsgrenzen  $H_{LS}$  und  $\infty$  ausgewertetem 0-ten Moment der Brechungsindex-Strukturkonstante nach Gl. (1.17). Eine gute Näherung für den Beitrag aufgrund der in den Randbereichen der Eintrittspupille falsch gemessenen Turbulenz unterhalb des LLSs ist (Sasiela und Shelton 1988):

$$\sigma_{FA;u}^2 = \sigma_{FA;u}^2(\lambda_O, \zeta) = 0.5 D^{5/3} \left( \frac{2\pi}{\lambda_O} \right)^2 \sec(\zeta) \left[ \frac{\mu_{5/3}|_{H_O}^{H_{LS}}}{H_{LS}^{5/3}} - 0.904 \frac{\mu_2|_{H_O}^{H_{LS}}}{H_{LS}^2} \right]. \quad (1.52)$$

In den beiden letzten Gleichungen wird vorausgesetzt, daß der Tip-Tilt-Beitrag der atmosphärischen Turbulenz perfekt korrigiert wird. In Abb. 1.10 ist damit abgeschätzte Phasenfehler in der korrigierten Wellenfront aufgrund der endlichen Entfernung eines einzigen LLSs als Funktion seiner Höhe über dem Observatorium für mittlere Calar-Alto-Beobachtungsverhältnisse in zwei Nahinfrarotbändern dargestellt. Demnach wäre im Fall eines einzelnen Natrium-LLSs der Anteil des Konus-Effekts zur erreichbaren Strehl-Zahl selbst im J-Band noch vernachlässigbar. Auch bei ungünstigeren Seeing-Bedingungen als in obiger Abbildung angenommen, wird der Strehl-Beitrag des Konus-Effekts im J-Band nicht kleiner als etwa 80%. Im V-Band würde die erreichbare Strehl-Zahl am 3.5-m-Teleskop nur aufgrund des fokalen Anisoplanatismus mit einem Natrium-LLS unter mittelguten Beobachtungsbedingungen auf etwa 68 % begrenzt sein. Nach Abb. 1.10 würde ein 15 km hoher Rayleigh-LLS auf Calar Alto eine geschätzte Strehl-Zahl von maximal 74 % im K-Band und 39% im J-Band erlauben. Der Fehlerbeitrag des Konus-Effekts kann grundsätzlich durch den gleichzeitigen Einsatz von  $N_{LS}$ -LLSen nach Gl. (1.52) um etwa den Faktor  $(N_{LS})^{-5/6}$  unabhängig von der Beobachtungswellenlänge reduziert werden, da die Aperturen, mit denen die Turbulenz dann gemessen wird, eine um den Faktor  $\sqrt{N_{LS}}$  kleinere Fläche gegenüber dem Teleskopdurchmesser besitzen würden. Wegen der bei multiplen LLSen erhöhten Komplexität, nicht nur des Laser- sondern auch des WFS-Systems sowie der Berechnung der Phasenkompensation über der gesamten Teleskoppupille, wird man die tatsächliche Anzahl der LLSs aber sorgfältig gegen die gewünschte Korrekturgüte abwägen müssen. Im folgenden wird ausschließlich wieder ein einzelner Natrium-LLS betrachtet.

### 1.5.1.2 Meßfehler des Hartmann-Shack-Wellenfrontensensors

In den gesamten Phasenfehler  $\sigma_{WFS}^2$  im Zusammenhang mit der Aufnahme der gestörten Wellenfront geht die Größe des LLSs, das signalabhängige Rauschen in der Zahl der auf eine Subapertur treffenden Photonen und die Detektoreigenschaften Quanteneffizienz und Ausleseraussehen ein.

Wenn  $\sigma_{SNR}^2$  der Fehler in  $\text{rad}^2$  aufgrund des endlichen Signal-zu-Rauschverhältnis (SNR) in einem einzelnen, mit dem WFS aufgenommenen Bild ist, dann gilt für den Fehlerbeitrag des WFSs in guter Näherung bei Mittelung über  $f_B/f_R$  Bilder, wenn  $f_B$  die Bildrate und  $f_R$  die Bandbreite des geschlossenen Regelkreises ist:

$$\sigma_{WFS}^2 = \pi \frac{f_R}{f_B} \sigma_{SNR}^2 \quad (1.53)$$

Im Fall von Quadrantendetektoren zur Bestimmung der Bildposition (Tyler und Fried 1982) gilt für ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis vom Betrag  $SNR$  nach Umrechnung auf die gewünschte Einheit rad:

$$\sigma_{SNR} = \sigma_{SNR}(\lambda_{LS}, \lambda_O, \zeta) = 2\pi^2 \frac{[(3/16)^2 + (n/8)^2]^{1/2}}{SNR} \left( \frac{\lambda_{LS}}{\lambda_O} \right). \quad (1.54)$$

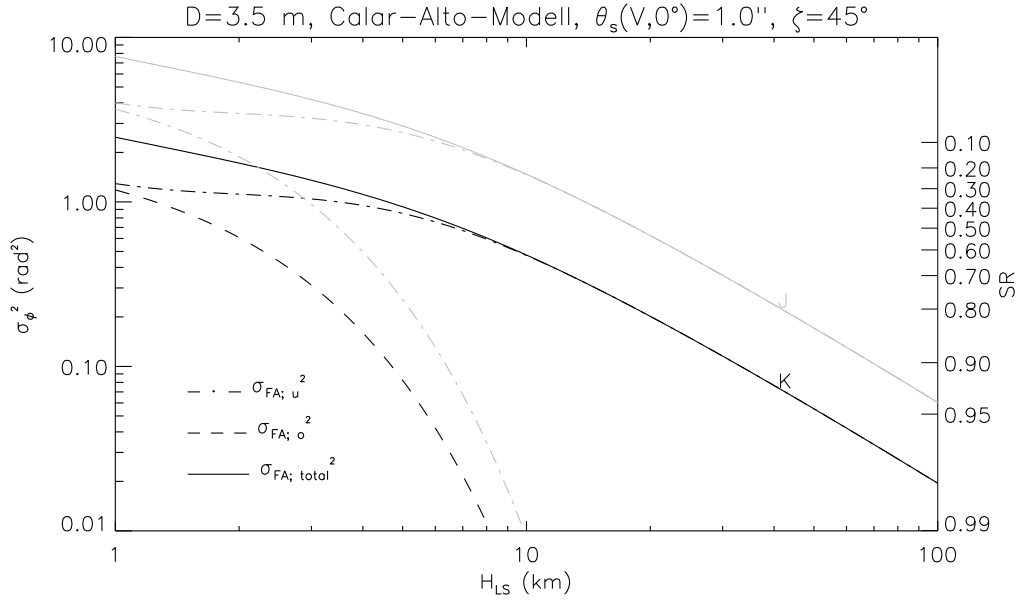


Abbildung 1.10: Totaler Phasenfehler durch fokalen Anisoplanatismus,  $\sigma_{FA;total}^2$  (und der entsprechende Strehlzahl-Beitrag  $SR$ ), für das K- und das J-Band am Calar-Alto 3.5-m-Teleskop als Funktion der Höhe eines einzelnen LLSs über dem Observatorium unter der Annahme eines Zenit-Seeing von 1'' im V-Band und einer Elevation des projizierten Laserstrahls von 45°. Ebenfalls dargestellt ist der Fehlerbeitrag durch den Konus-Effekt,  $\sigma_{FA;u}^2$ , und durch die unmeßbare Turbulenz oberhalb des LLSs,  $\sigma_{FA;o}^2$ . In dieser Näherung ist vorausgesetzt, daß der Tip-Tilt-Beitrag der Turbulenz perfekt korrigiert ist.

In der letzten Gleichung ist  $n$  der Durchmesser des LLSs in Einheiten des Airy-Radius im beugungsbegrenzten Bild einer Subapertur vom Durchmesser  $d_S$ , das heißt für einen linearen LLS-Durchmesser von  $2w_f$ :

$$n = \frac{2w_f d_S}{[H_{Na} \sec(\zeta) - H_O] \lambda_{LS}}. \quad (1.55)$$

Für die LLS-Größe am Ort der Schicht gilt gemäß den Ausführungen in Kap. 2.5.2 zum Entwurf der Projektionsoptik im Fall eines optimal an das Seeing angepaßten projizierten Laserstrahldurchmessers:

$$2w_f = \theta_S(\lambda_{LS}, \zeta)[H_{Na} \sec(\zeta) - H_O] \quad (1.56)$$

Die letzte Gleichung setzt ein vernachlässigbares intrinsisches Positions-zittern des Laserstrahls voraus. Die Elongation des beobachteten LLSs aufgrund der endlichen Dicke der Natrium-Schicht beträgt für die Subaperturen, die am weitesten von der Achse der Austrittspupille des Projektionsteleskop entfernt liegen, bei einem mittleren Seeing von 1.0'' im V-Band in ALFA maximal 1:1.2 (s. Kap. 2.5.2). Dies kann ohne Probleme bei der WFS-Kalibration berücksichtigt werden und beeinflußt auch nicht die Gradientenmessung bei dem gewählten Pixel-Maßstab der ALFA-AO.

Gl. (1.54) bis (1.56) zusammen mit Gl. (1.18) drücken nochmals aus, daß nach Möglichkeit die Bedingung  $d_S < r_0(\lambda_O)$  im System erfüllt sein sollte, um eine adäquate Auflösung in der Bestimmung der Wellefrontgradienten zu erreichen. Obige Gleichungen zeigen ebenfalls, daß es vorteilhaft ist, den Winkeldurchmesser des LLSs gerade noch kleiner als die Auflösung einer Subapertur zu halten; noch kleinere Winkeldurchmesser sind nicht erforderlich. Beim ALFA-WFS kann die Anzahl der Subaperturen den jeweiligen Seeing-Bedingungen (im Ortsraum) angepaßt werden, um  $d_S < r_0(\lambda_O)$  zu erfüllen und nach Möglichkeit  $d_S \approx r_0(\lambda_{LS})$  zu erreichen. Die von

der Regel-Software für den Rekonstruktionsalgorithmus verwendete Zahl der Pixel pro Subapertur,  $n_{Pix}$ , liegt zwischen etwa 9 bis 25. Der genaue Wert hängt vom gewählten Gesichtsfeld für eine Subapertur (üblicherweise etwa 4" im Durchmesser) und dem gewählten Pixel-Maßstab (0.75" oder 1.25" pro Pixel) ab. Ist  $N$  die Zahl der über einer Subapertur erzeugten Photoelektronen, so beträgt das Signal-zu-Rauschverhältnis in der einzelnen Messung aufgrund des Schrotrauschens im Photonenfluß und bei der Erzeugung der Photoelektronen

$$SNR = \frac{N}{[N + n_{Pix}(N + N_H + \sigma_{RO}^2)]^{1/2}}. \quad (1.57)$$

In der letzten Gleichung ist  $\sigma_{RO}^2$  das Ausleserauschen (in Elektronen) des Detektors im WFS. Sein Dunkelstrombeitrag zum Signal wird hier als vernachlässigbar angesehen.  $N_H$  ist das Hintergrundsignal in Photoelektronen.

Aus Abb. 1.11 ist die Motivation ablesbar, für ALFA ein CCD als WFS-Detektor einzusetzen. Es ist der Fehler in der Schwerpunktsbestimmung mittels einem CCD mit einer Quanteneffizienz von etwa 80% bei 589 nm und einem Ausleserauschen von vier Elektronen demjenigen bei Gebrauch eines Photonenvervielfachers für eine unterschiedliche Anzahl der in die Schwerpunktsberechnung eingehenden Bildelemente gegenübergestellt. Trotzdem das SNR bei einem Photonenvervielfacher mit ausreichender Verstärkung nur durch das Photonenrauschen begrenzt ist (das heißt  $\sigma_{RO} = 0$ ), schränkt die üblicherweise nur etwa 20 % betragende Quanteneffizienz den sinnvollen Einsatz eines Photonenvervielfachers auf den Betrieb als reinen Quadrantendetektor (das heißt  $n_{Pix} = 4$ ) und für auf den Detektor fallende Photonenzahlen pro Subapertur kleiner 10 ein. Letzteres entspricht dem Signal eines Tip-Tilt-Leitsterns von etwa 19ter Größenklasse. Bei höheren Signalen ist ein rauscharmer CCD einer Avalanche-Photodiode (APD) bei den hier angenommenen Quanteneffizienzen überlegen. Dieses Bild wird sich ändern, sobald antireflexvergütete und an jede gewünschte Geometrie anpaßbare APD-Arrays mit ausreichend hohem Füllfaktor verfügbar sind (bei vertretbaren Anschaffungskosten). Dann sollte auch mit APDs eine Quanteneffizienz von etwa 80 % (im roten Spektralbereich) erreichbar sein, was ein APD-Array gegenüber einem rauscharmen CCD für Leitstern-Helligkeiten schwächer als etwa 13te Größenklasse deutlich überlegen macht.

Die Zahl der durch den LLS im Einzelbild einer Subapertur erzeugten Photoelektronen ist gegeben durch

$$N = \frac{\Phi SR_{\uparrow} SR_{\downarrow} T_{AO} \pi d_s^2 \eta_{LS}}{4f_B}, \quad (1.58)$$

mit  $\Phi SR_{\uparrow}$  als der Flußdichte des LLS-Lichts am Eingang des Teleskops (in Photonen  $m^{-2} s^{-1}$ ),  $T_{AO}$  als dem optischen Durchsatz des AO-Systems bis zum WFS (einschließlich Teleskop) und  $\eta_{LS}$  als der Quanteneffizienz des WFS-Detektors bei der Wellenlänge  $\lambda_{LS}$ . Der Strehl-Beitrag  $SR_{\uparrow}$  in Gl. (1.58) beschreibt die Reduktion der Mittenintensität eines in die Natrium-Schicht projizierten Laserstrahls mit Gaußscher Intensitätsverteilung.  $SR_{\downarrow}$  gibt die Verringerung in der Strehl-Zahl des LLS-Bildes einer Subapertur an, nachdem das LLS-Licht die atmosphärische Turbulenz nach unten durchlaufen hat. Nach den Ausführungen in Kap. 2.5.2 zum Entwurf des ALFA-Projektionsteleskops ist eine konservative Abschätzung für den ersten Beitrag

$$SR_{\uparrow} \approx \frac{0.2}{M^2}. \quad (1.59)$$

In der letzten Gleichung wird vorausgesetzt, daß der projizierte Strahlradius dem jeweiligen Seeing angepaßt ist [s. Gl. (2.75)]. Der Beitrag für die Störung in der Lichtausbreitung nach unten kann nach Gl. (1.33) durch

$$SR_{\downarrow} \approx \exp\{-0.134[d_S/r_0(\lambda_{LS}, \zeta)]^{5/3}\} \quad (1.60)$$

abgeschätzt werden. Für Dauerstrich-Anregung ist die Flußdichte  $\Phi SR_{\uparrow}$  der LLS-Photonen am Eingang des Teleskops:

$$\Phi SR_{\uparrow} = \frac{R SR_{\uparrow} \rho_{Na} \sec(\zeta) \pi w_f^2 T_A^{\sec(\zeta)}}{4\pi[H_{Na} \sec(\zeta) - H_O]^2}. \quad (1.61)$$

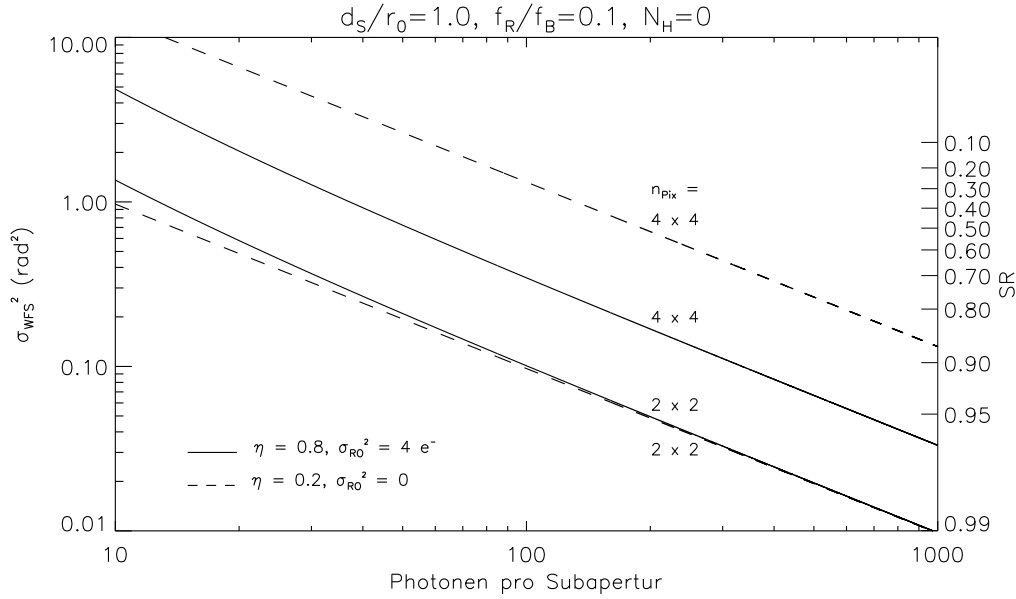


Abbildung 1.11: Vergleich der Leistungsfähigkeit zwischen einem Hartmann-Shack-WFS-Detektor auf CCD-Basis und einem Photonenvervielfacher im AO-Betrieb. Dargestellt ist der Phasenfehler aufgrund des endlichen Signal-zu-Rauschverhältnisses  $\sigma_{WFS}^2$  (beziehungsweise die entsprechende Strehl-Zahl  $SR$ ) als Funktion der Photonenzahl pro Subapertur für einen CCD-Detektor (Quanteneffizienz 80 %, Ausleserauschein vier Elektronen) und einem ausleserauschein Photonenvervielfacher mit insgesamt typischen 20 % Quantenausbeute für eine unterschiedliche Anzahl von Bildelementen,  $n_{Pix}$ , die zur Positionsbestimmung herangezogen werden.

Der Faktor  $\sec(\zeta)$  im Zähler auf der rechten Seite der letzten Gleichung berücksichtigt die Projektion der Natrium-Schichtdicke entlang der Laserstrahl-Projektionsachse. In der letzten Gleichung ist  $RSR_{\uparrow}$  die Zahl der rückgestreuten Photonen pro Zeiteinheit und Atom. Bei Dauerstrich-Anregung mit der Laserausgangsleistung  $P$  und dem Maximum des spektralen Laserprofils abgestimmt auf den ( $F = 2 \rightarrow F = 3$ )-Übergang sowie (zunächst) vernachlässigter Sättigung gilt

$$RSR_{\uparrow} = \frac{P \lambda_{LS} T_P T_A^{\sec(\zeta)} (\sigma_{Na})_{max} SR_{\uparrow}}{hc \pi \omega_f^2}. \quad (1.62)$$

Dabei ist  $(\sigma_{Na})_{max}$  durch Gl. (1.45) gegeben und  $T_P$  ist wiederum der optische Durchsatz vom Ausgang des Lasers bis zum Ausgang des Projektionsteleskops. Im Falle optischen Pumpens mit zirkular polarisiertem Licht kann sich der Betrag von  $R$  um maximal etwa 200 % erhöhen. Für den Fall eines gepulsten LLSs ist die rechte Seite von Gl. (1.61) noch mit der Pulsfrequenz  $f_L$  zu multiplizieren, und die rechte Seite der letzten Gleichung durch  $f_L$  zu teilen.  $P$  ist dann die mittlere Leistung im Puls, das heißt die mit  $f_L$  multiplizierte Energie im einzelnen Puls. Für hohe Intensitäten ist gemäß Gl. (1.46)  $(\sigma_{Na})_{max}$  in Gl. (1.62) durch

$$(\sigma_{Na})_{max} \rightarrow \frac{(\sigma_{Na})_{max}}{1 + PSR_{\uparrow} T_P T_A^{\sec(\zeta)} / \{ (I_s)_{\nu} \sigma_L \frac{\pi}{4} [1.25 \theta_S(\lambda_{LS}, \zeta) (H_{Na} - H_O)]^2 \}} \quad (1.63)$$

zu ersetzen. Da bei gegebener LLS-Größe und zunehmender Laserleistung eine Sättigung zwar durch eine vergrößerte Bandbreite vermieden werden kann, die Doppler-Breite des Linienprofils aber nur etwa 2 GHz beträgt, gibt es für eine gegebene Laserleistung eine optimale Laserlinienbreite,  $(\sigma_L)_{opt}$ , die den nichtlinearen Rückstreuquerschnitt nach Gl. (1.63) maximiert. Das Maximum des nichtlinearen Rückstreuquerschnitts in Abhängigkeit von der Laser-Bandbreite ist

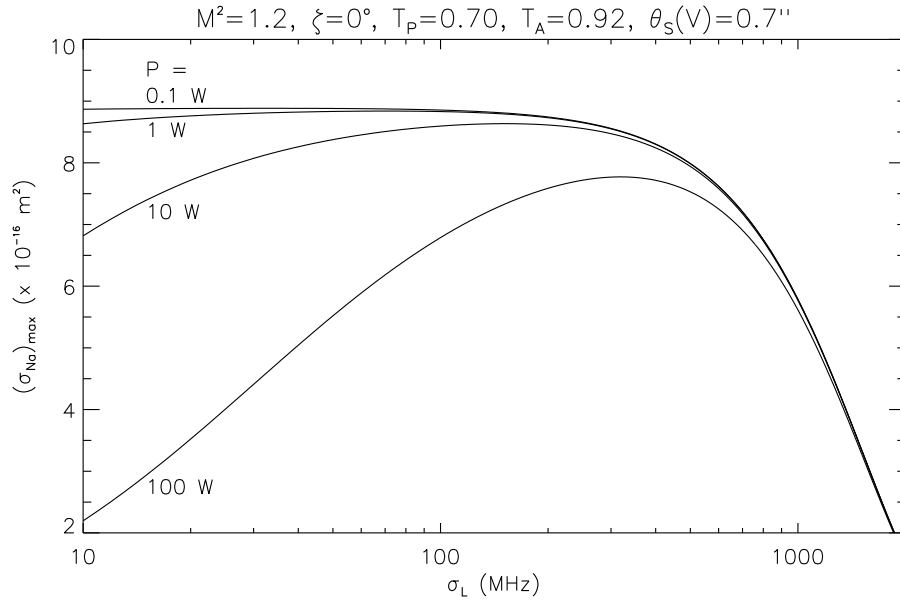


Abbildung 1.12: Nichtlinearer Rückstreuquerschnitt  $(\sigma_{Na})_{max}$  als Funktion der Laserbandbreite  $\sigma_L$  für unterschiedliche Laserausgangsleistungen  $P$  und sehr gute Beobachtungsbedingungen. Es ist ein auf den  $(F = 2 \rightarrow F = 3)$ - $D_2$ -Übergang abgestimmter, unpolarisierter Dauerstrich-Laser angenommen.

dabei umso ausgeprägter je höher die Ausgangsleistung und je günstiger die Beobachtungsbedingungen sind. In Abb. 1.12 ist exemplarisch der nichtlineare Rückstreuquerschnitt als Funktion der Laser-Bandbreite für günstige Beobachtungsbedingungen (das heißt  $\zeta = 0^\circ$ ,  $\theta_S(V) = 0.7''$ ,  $T_A = 0.92$ ) dargestellt. Für Laserleistungen niedriger als etwa 1 W kann der effektive Rückstreuquerschnitt für alle relevanten Beobachtungsbedingungen über eine Bandbreite von 10 MHz bis etwa 200 MHz als konstant angesehen werden. Selbst bei 5 W Ausgangsleistung beträgt bei 10 MHz Bandbreite die Abweichung vom maximal erreichbaren Rückstreuquerschnitt weniger als 5 %. Bei höheren Laserausgangsleistungen bis etwa 100 W verschiebt sich die optimale Laserbandbreite bis auf etwa 300 MHz.

Die äquivalente V-Band-Helligkeit des LLSs am Eingang des Teleskops,  $m_{LS}$ , ist mit Gl. (1.61) gegeben durch

$$m_{LS} = -2.5 \log(\Phi S R_{\uparrow} h c / \lambda_{LS}) - 21.2. \quad (1.64)$$

In Abb. 1.13 ist die LLS-Helligkeit in Abhängigkeit von der Dauerstrich-Laserausgangsleistung für  $M^2 = 1.2$  und  $T_P = 0.70$  sowie mittelgute Beobachtungsbedingungen auf Calar Alto (das heißt  $\zeta = 45^\circ$ ,  $\theta_S(V, 0^\circ) = 1.0''$ ,  $T_A(0^\circ) = 0.77$ ,  $\rho_{Na} = 6 \times 10^{13} \text{ m}^2$ ) dargestellt. Um die Sättigung bei hohen Ausgangsleistungen zu minimieren, wurde in Abb. 1.13 mit der optimal angepaßten Laser-Bandbreite gerechnet, so daß der jeweils maximale effektive Rückstreuquerschnitt, mit der Linienmitte des Laserlichts abgestimmt auf den  $(F = 2 \rightarrow F = 3)$ -Übergang, erreichbar ist. Wie oben bereits erwähnt, ist für  $P < 10$  W der Unterschied zwischen dem Rückstreakoeffizienten bei optimaler Laserbandbreite und demjenigen, den man bei Anregung nur einer Geschwindigkeitsgruppe erhält, vernachlässigbar. Auf die Laserleistung bezogen ergibt sich so eine maximale Flußdichte  $\Phi S R_{\uparrow} / P$  von  $3.67 \times 10^5 \text{ Photonen s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ W}^{-1}$ . Mit dem 4-W-Laser ist demnach eine Leitstern-Helligkeit von etwa 9.5 mag, entsprechend einer Flußdichte von  $1.47 \times 10^6 \text{ Photonen s}^{-1} \text{ m}^{-2}$  unter mittelguten Beobachtungsbedingungen am Teleskopengang zu erwarten. Bei optimalem optischen Pumpen ist mit einer um etwa 1.5 Magnituden größeren Helligkeit zu rechnen (zur Simulation wird mit der konservativen Helligkeitssteigerung



um 0.8 mag gerechnet).

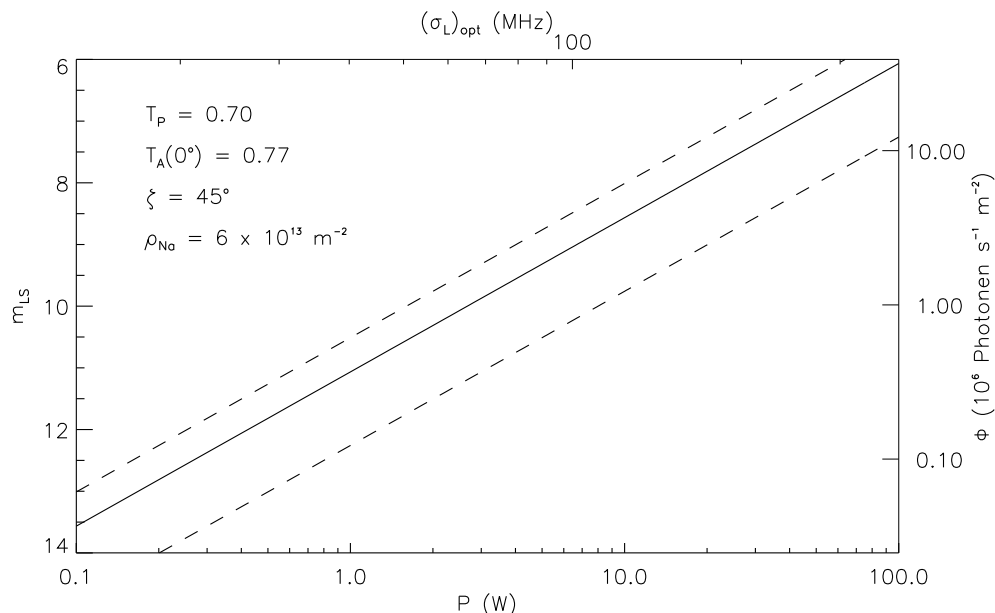


Abbildung 1.13: Vorhergesagte Helligkeit  $m_{LS}$  des Natrium-LLSs im V-Band und Flußdichte  $\Phi$  am Teleskopeingang als Funktion der Laserausgangsleistung  $P$  für mittelgute Beobachtungsbedingungen. Es ist eine Anregung mit einem Dauerstrich-Laser, abgestimmt auf den ( $F = 2 \rightarrow F = 3$ )- $D_2$ -Übergang, angenommen, dessen Bandbreite  $(\sigma_L)_{opt}$  in Abhängigkeit von der Leistung so gewählt ist, daß die Sättigung des Übergangs minimiert wird. Die gestrichelten Linien zeigen die aus der jährlichen Schwankungsbreite der Natrium-Säulendichte nach Tab. 1.2.3 sich ergebenden Maximal- und Minimal-Helligkeiten des LLSs. Bei optimalem optischen Pumpen erhöhen sich die Helligkeitverläufe um maximal 1.5 Magnituden.

Zusammen mit dem hier interessierenden Elevationsbereich von  $0 - 60^\circ$  ist zu erwarten, daß die Helligkeit des LLSs bei gegebener Laserleistung unter ungünstigen Verhältnissen in einem Bereich von etwa 4 Magnituden um den mittleren Wert schwanken kann. Der Beitrag der jährlichen und täglichen Schwankungsbreite der Natrium-Säulendichte dazu ist 2.3 Magnituden. Variationen in der atmosphärischen Transmission können nach Tab. 1.2.2 eine Helligkeitsvariation um etwa 1.9 Magnituden verursachen (bis zu einer Zenitdistanz von  $60^\circ$ ). Die je nach Objekthöhe unterschiedliche Entfernung der Natrium-Schicht trägt etwa 0.7 Magnituden zur möglichen Helligkeitsvariation bei. Bei der Auslegung des idealen Lasers sind diese möglichen Variationen in der LLS-Helligkeit zu berücksichtigen. Speziell für die Laserausgangsleistung 4 W zeigt Abb. 1.14 nochmals die maximal erwartete LLS-Helligkeit am Teleskop-Eingang in Abhängigkeit von der Zenitdistanz mit der Natrium-Säulendichte und der atmosphärischen Transmission als Parameter. Diesmal ist der schmalbandige CW-Laser zirkular polarisiert auf den ( $F = 2 \rightarrow F = 3$ )- $D_2$ -Übergang abgestimmt angenommen (konservative Annahme eines 50 % stärkeren Rückstreusignals). Als Systemtransmission der Laserstrahl-Projektionseinrichtung wurde wieder 70 % verwendet und es wurde vorausgesetzt, daß die Projektionsapertur optimal an das Seeing angepaßt ist. Im zu erwartenden ungünstigsten Fall kann demnach bei diesem Laserleistungsniveau die LLS-Helligkeit bei einer Elevation von  $30^\circ$  bis auf etwa 12.5 mag absinken.

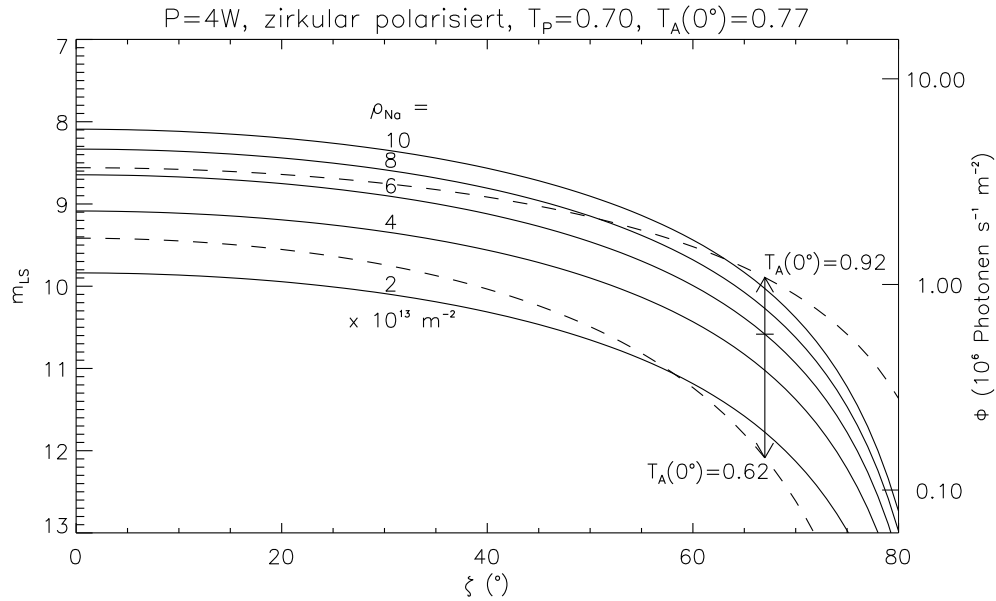


Abbildung 1.14: Vorhergesagte Helligkeit  $m_{LS}$  im V-Band und Flußdichte  $\Phi$  des Natrium-LLSs am Teleskopeingang als Funktion der Zenitdistanz  $\zeta$  mit der Natrium-Säulendichte  $\rho_{Na}$  (Tagessmittel) als freien Parameter bei 4 W Ausgangsleistung eines zirkular polarisierten, auf den ( $F = 2 \rightarrow F = 3$ )- $D_2$ -Übergang abgestimmten, schmalbandigen CW-Lasers (konservative Annahme einer 50 %igen Steigerung der Rückstreuung durch optisches Pumpen). Es wurde ein Lichtdurchsatz des kompletten Laserstrahl-Projektionssystems von 70 % angenommen. Für den Fall der mittleren Natrium-Säulendichte ist zusätzlich der Einfluß der erwarteten Schwankung in der atmosphärischen Transmission  $T_A$  gezeigt. Sonst ist immer eine atmosphärische Transmission von maximal 77 % angenommen.

### 1.5.1.3 Endliche Bandbreite des geschlossenen Regelkreises

Eine perfekte, aber um die Zeit  $\Delta t$  verzögerte Korrektur führt nach Gl. (1.23) beziehungsweise (1.15) zu einem Phasenfehler  $\sigma_R = (\Delta t / \tau_0)^{5/3}$ . Der Fehler ist aber nur so klein, wenn die mit dem Höhenprofil der Brechungsindex-Strukturkonstante gewichtete mittlere Windgeschwindigkeit zu einer Bewegung deutlich kleiner als der Subapertur-Dimension führt, das heißt wenn  $\bar{v}\Delta t \ll d_S$  ist, mit  $\bar{v}$  nach Gl. (1.27). Da der Leitstern nach Möglichkeit von der einzelnen Subapertur nicht aufgelöst werden soll (das heißt  $d_S \approx r_0$ ), muß die Verzögerung zwischen der Datenaufnahme mit dem WFS und der Ausführung der Korrektur mit dem DM die Bedingung  $\Delta t \ll \tau_0 / 0.314$  erfüllen. Aus der Regelungs-Praxis ist bekannt, daß für eine robuste Korrektur-Bandbreite  $f_R$  die dazugehörige Datenrate  $f_B \approx 10f_R$  betragen muß. Die Bandbreite  $f_R$  des geschlossenen AO-Regelkreises für die höheren Ordnungen, der wie ein Hochpaßfilter auf die zeitlich niederfrequenten Störungen in der optischen Phase wirkt, ist dabei diejenige Frequenz, bei der die Übertragungsfunktion des Filters den -3dB-Punkt kreuzt. Wegen der parallelen DSP-Architektur ist bei ALFA die Wellenfront-Rekonstruktion durch die Einzelbildrate  $f_B$  begrenzt, das heißt  $\Delta t \approx 10/f_B$ . Eine konservative Abschätzung für den Phasenfehler aufgrund der endlichen Bandbreite bei der Korrektur der höheren Ordnungen ist deshalb:

$$\sigma_R^2 = \sigma_R^2(\lambda_O, \zeta) = \left( \frac{0.1}{\tau_0(\lambda_O, \zeta)f_R} \right)^{5/3}. \quad (1.65)$$

Im fortgeschrittenen ALFA-Betrieb wird es sicherlich möglich sein, diesen Fehler durch eine dem Seeing optimal angepaßte Regelverstärkung beziehungsweise durch zusätzliche, aus der

Beobachtungspraxis sich ergebende Filter weiter zu minimieren.

#### 1.5.1.4 Anpassungsfehler des deformierbaren Spiegels

Wenn  $N_{Akt}$  die Anzahl der Aktuatoren des DMs ist, wird analog zu Gl. (1.15) die endliche Zahl an räumlichen Freiheitsgraden, mit der eine durch Kolmogorov-Turbulenz gestörte Wellenfront kompensiert werden kann, zu einem Phasenfehler führen, der folgendem funktionalen Zusammenhang genügt:

$$\sigma_{DM}^2 = \sigma_{DM}^2(\lambda_O, \zeta) \sim \left( \frac{D}{r_0(\lambda_O, \zeta) \sqrt{N_{Akt}}} \right)^{5/3}. \quad (1.66)$$

Bei einem Aktuator pro Subapertur ist  $D/\sqrt{N_{Akt}} = d_S$ . In den Proportionalitätsfaktor, der in Gl. (1.66) steckt, gehen geometrische Effekte ein. Wenn etwa der Durchmesser des DMs gleich dem der Pupille ist, wird die Genauigkeit, mit der der DM die Phasenverschiebung korrigieren kann, am Rand kleiner als zu seiner Mitte hin sein. Durch die hier vorliegende zentrale Abschattung in der Pupillenebene des 3.5-m-Teleskops wird der Anpassungsfehler des DMs an die gewünschte Form am äußeren Rand der zentralen Abschattung ebenfalls vergrößert. Bei ALFA beträgt das radiale Abschattungsverhältnis 39 % und der Durchmesser des DMs ist gegenüber dem Pupillendurchmesser radial um 25% überdimensioniert. Im ALFA AO-System stehen insgesamt fünf motorisch wechselbare Mikrolinsen-Arrays für den Hartmann-Shack-WFS zur Verfügung: ein  $3 \times 3$ - und jeweils zwei  $5 \times 5$ -Arrays mit den beiden zuvor erwähnten Pixel-Maßstäben von 0.75 "/Pixel beziehungsweise 1.25 "/Pixel, sowie ein  $7 \times 7$  Array mit einem Abbildungsmaßstab von 0.75 "/Pixel. Jede Matrix ist als hexagonale Linsenanordnung ausgeführt. Damit kann die 3.5-m-Teleskoppupille in 6, 18 beziehungsweise 30 Subaperturen zerlegt werden. Die effektiven Aperturdurchmesser,  $d_S$ , betragen ungefähr 1.15, 0.70 und 0.50 m. Beim  $5 \times 5$ -Linsenarray schattet der Sekundärspiegel nicht nur die zentrale Subapertur ab, sondern um etwa 25% auch die sechs nächstinneren Subaperturen. Dieser Verlust im Lichtsammelvermögen bleibt im folgenden unberücksichtigt. Labor-Messungen (Wirth 1995) am räumlichen Rekonstruktionsverhalten des ALFA-DMs mit seinen 97, in einem rechteckigen Muster angeordnete Aktuatoren, unter simulierter Kolmogorov-Turbulenz mit einer die Teleskoppupille simulierenden Maske ergaben folgenden Anpassungsfehler:

$$\sigma_{DM}^2 = 0.9 \left( \frac{d_S}{r_0(\lambda_O, \zeta)} \right)^{5/3}. \quad (1.67)$$

Wegen der bei einer höheren Linsenanzahl geringeren relativen Überdeckung der Subaperturen mit DM-Aktuatoren ist der Proportionalitätsfaktor in der letzten Gleichung streng genommen nur für das  $7 \times 7$ -Array gültig. Für die größeren Mikrolinsen beträgt der Vorfaktor etwa 0.6.

#### 1.5.2 Fehlermodell für die Tip-Tilt-Korrektur

Die Varianz der verbleibenden Schwerpunktsbewegung des adaptiv-korrigierten Tip-Tilt-Leitsterns,  $\sigma_{TT}^2$ , läßt sich schreiben als:

$$\sigma_{TT}^2 = \sigma_{TT}^2(\lambda_T, \lambda_O, \zeta) = \sigma_{TA}^2 + \sigma_{TTS}^2 + (\sigma_R^2)_{TT} + (\sigma_{OP}^2)_T. \quad (1.68)$$

$\lambda_T$  ist dabei die Wellenlänge bei der die Tip-Tilt-Bewegung gemessen wird. Die einzelnen Fehlerbeiträge in der letzten Gleichung, sind analog wie im Fall der Korrektur der höheren Ordnungen definiert:  $\sigma_{TA}^2$  ist Beitrag des Anisoplanatismus bei einem endlichen Abstand des Tip-Tilt-Leitsterns vom astronomischen Zielobjekt. Das endliche SNR bei der Messung mit dem Tip-Tilt-Sensor trägt mit  $\sigma_{TTS}^2$  zum Gesamtfehler bei.  $(\sigma_R^2)_{TT}$  ist der Fehler aufgrund der endlichen Regel-Bandbreite. In ALFA ist der Fehler  $(\sigma_{OP}^2)_T$  aufgrund der unterschiedlichen Lichtwege zwischen Wellenfrontsensor und Tip-Tilt-Sensor vernachlässigbar.

Der Fehler  $\sigma_{TA}^2$  in der Tip-Tilt-Korrektur aufgrund der nur teilweise korrelierten Tip-Tilt-Bewegung zweier Sterne im Abstand  $\Theta$  ist nach Umrechnung in den Phasengradienten in  $\text{rad}^2$  für Kolmogorov-Turbulenz in guter Näherung gegeben durch (Sasiela und Shelton 1993):

$$\sigma_{TA}^2 = \sigma_{TA}^2(\lambda_O, \zeta) = \frac{2}{\pi^2} \left( \frac{\lambda_O}{D} \right)^2 \left[ \frac{\theta}{(\theta_0)_T(\lambda_O, \zeta)} \right]^2, \quad (1.69)$$

mit  $(\theta_0)_T$  als dem isokinetischen Winkel:

$$(\theta_0)_T = (\theta_0)_T(\lambda_O, \zeta) = [0.688(2\pi/\lambda_O)^2 \sec^3(\zeta) \mu_2 D^{-1/3}]^{-1/2} \quad (1.70)$$

In Tab. 1.8 sind für das Calar-Alto-Turbulenzmodell Werte für den isokinetischen Winkel aufgeführt. Man sieht, daß sie nur für den Fall sehr guten Seeings und große Wellenlängen um etwa den Faktor  $D/r_0$  größer sind als die entsprechenden Werte für den isoplanatischen Winkel. Ansonsten nähert sich der Betrag von  $(\theta_0)_T$  rasch dem ungefähr nur (3 – 4)-fachen Wert von  $\theta_0$ .

Die Wahrscheinlichkeit,  $P_T$ , einen natürlichen Tip-Tilt-Leitstern innerhalb eines Winkelradius  $\theta$  zu finden, wenn maximal ein Fehlerbeitrag  $\sigma_{TA}^2$  wegen Tilt-Anisoplanatismus im Fehlerbudget toleriert werden kann, ist mit Gl. (1.69) und (1.3) demnach

$$P_T = 1 - \exp[-15.5n(m, b)(D/\lambda_O)^2(\theta_0)_T^2\sigma_{TA}^2]. \quad (1.71)$$

Auf diese Himmelüberdeckung mit Tip-Tilt-Leitsternen wird später wieder eingegangen, wenn die anderen, von der Sternhelligkeit abhängenden Fehlerbeiträge zur Tip-Tilt-Korrektur und ihre Minimierung behandelt worden sind.

Der Tip-Tilt-Sensor von ALFA kann durch Hardware-Binning, das heißt durch Zusammenfassen von mehreren Pixeln zu einem einzigen Bildelement (und zwar vor der Analog-zu-Digital-Wandlung), wie ein Quadrantendetektor betrieben werden. Analog zu Gl. (1.53) und (1.54) bewirkt der endliche Fluß vom Leitstern in guter Näherung folgenden Fehler, wenn der AO-Regelkreis vollständig geschlossen ist:

$$\sigma_{TTS}^2 = \sigma_{TTS}^2(\lambda_T, \lambda_O, \zeta) = 0.5 \left( \frac{3\pi^2\lambda_T}{16DSNR\lambda_O} \right)^2 \frac{(f_R)_T}{(f_B)_T}, \quad (1.72)$$

wobei  $SNR$  das Signal-zu-Rauschverhältnis im Einzelbild nach Gl. (1.57) mit  $n_{pix} = 4$  ist. In der letzten Gleichung wurde verwendet, daß die (hier gesuchte) Tip-Tilt-Phasenvarianz in  $\text{rad}^2$  gleich dem  $(\pi^2/2)(D/\lambda_O)$ -fachen des Quadrats der Standardabweichung der Bewegung in einer Achse ist. Die Zahl der erzeugten Photoelektronen ist hier

$$N = \frac{T_A^{\sec(\zeta)}(T_{AO})_T \int \Phi_\nu \eta_\nu d\nu \pi D^2 SR_{HO}}{4(f_B)_T}. \quad (1.73)$$

In der letzten Gleichung ist  $SR_{HO}$  die Strehl-Zahl des mit dem AO-System in den höheren Ordnungen korrigierten Bildes des Tip-Tilt-Leitsterns; im günstigsten Fall ist diese nach Gl. (1.32) gegeben.  $\Phi_\nu$  ist die spektrale Flußdichte des Sternlichts am Eingang des Teleskops und  $\eta_\nu$  die Empfindlichkeitskurve des Detektors. Da schwächere Sterne in der Regel rötter sind, geht die Effektivtemperatur des Tip-Tilt-Leitsterns ebenfalls in Gl. (1.72) ein. Der Tip-Tilt-Sensor von ALFA hat sein natürliches Empfindlichkeitsmaximum um 750 nm (Silizium), was ihn besonders empfindlich für Sterne vom Spektraltyp K macht. Für eine tatsächlich maximale Himmelsüberdeckung ist dies allerdings noch nicht rot-empfindlich genug. Ermittelt man nämlich aus der Sternanzahldichte im V- und B-Band (s. Kap. 1.1.2.4 beziehungsweise Allen 1963) die mittlere (B – V)-Farbe für Sterne einer gegebenen Helligkeit und bei einer bestimmten galaktischen Breite, kann daraus wiederum die Effektivtemperatur bestimmt werden, deren Beziehung zur Sternfarbe ebenfalls in Allen (1963) tabelliert zu finden ist. Es zeigt sich, daß Sterne mit einer Effektivtemperatur von etwa 3300 K die höchste Anzahldichte am Himmel aufweisen. Die optimale Schwerpunktwellenlänge für den Tip-Tilt-Sensor liegt demnach bei ungefähr 900 nm.

$\theta_S(V, 0)$ (")	Band	$(\theta_0)_T$ (")	$f_T$ (Hz)
0.5	K	36	1
	J	20	2
	V	9	4
1.0	K	20	2
	J	11	3
	V	5	6
1.5	K	14	2
	J	8	4
	V	4	9

Tabelle 1.8: Zenit-Werte des isokinetischen Winkels  $(\theta_0)_T$  und der Tyler-Frequenz  $f_T$  für drei Beobachtungswellenlängen im Calar-Alto-Turbulenzmodell mit  $D = 3.5$  m und unterschiedlichem Zenit-Seeing  $\theta_S$  im V-Band.

Wäre die Wellenfront des Tip-Tilt-Leisterns nicht gleichzeitig in den höheren Ordnungen korrigiert, führt dies zu einem zusätzlichen Fehler, da in einer einfachen Tip-Tilt-Messung die azimutal-symmetrischen Moden für den Sensor unsichtbar sind. In diesem Fall müßte der Teleskopaperturdurchmesser  $D$  in Gl. (1.72) durch die Kohärenzlänge  $r_0$  ersetzt werden und  $SR_T$  wäre gleich eins zu setzen. Unter mittelguten Beobachtungsbedingungen würde der Fehler  $\sigma_{TTS}^2$  dann etwa um den Faktor fünf größer.

Eng mit der erforderlichen Bandbreite des Tip-Tilt-Kompensationssystems verknüpft ist die sogenannte Tyler-Frequenz,  $f_T$ :

$$f_T = f_T(\lambda_O, \zeta) = 0.0527 D^{-1/6} (2\pi/\lambda_O) [\sec(\zeta) v_2]^{1/2}. \quad (1.74)$$

Wenn die Bandbreite des geschlossenen Regelkreises zur Tip-Tilt-Korrektur,  $(f_R)_T$ , gleich der Tyler-Frequenz ist, dann ist die Standardabweichung der verbleibenden Schwerpunktsbewegung (unter Vernachlässigung aller anderen Fehlerbeiträge) in einer Achse gleich dem Beugungswinkel  $\lambda_T/D$  (Tyler 1994). Der Phasenfehler aufgrund der endlichen Bandbreite des Tip-Tilt-Kompensationssystems läßt sich somit schreiben als:

$$(\sigma_R^2)_T = (\sigma_R^2)_T(\lambda_T, \lambda_O, \zeta) = \frac{\pi^2}{2} \left[ \frac{\lambda_T f_T(\lambda_O, \zeta)}{\lambda_O (f_R)_T} \right]^2. \quad (1.75)$$

Die Kohärenzzeit für die Bildbewegung ist nach dem Turbulenzzellenmodell zwar etwa um den Faktor  $D/r_0$  größer als die entsprechende Zeitkonstante für die Störungen der höheren Ordnung; für die Berechnung der erforderlichen Bandbreite zur robusten Tip-Tilt-Kompensation läßt sich diese einfache Skalierung allerdings nicht mehr verwenden. Der Grund dafür ist, daß die längere Kohärenzzeit nicht von einer Abschwächung der Leistung bei hohen räumlichen Frequenzen in der Bildbewegung herrührt, sondern vielmehr von zusätzlicher Leistung in niedrigeren Raumfrequenzen stammt. Da im Fall der unkompenzierten Bildbewegung der Phasenfehler nach Gl. (1.32) gleich  $0.427\lambda_O/D(D/r_0)^{5/6}$  (in  $\text{rad}^2$ ) ist, muß für ein  $D/r_0$  in der Größenordnung von 10 und einer ausreichenden Qualität der Tip-Tilt-Kompensation (s. nächsten Abschnitt) in der Praxis die Bandbreite des entsprechenden Regelkreises mindestens etwa gleich dem drei-fachen der Tyler-Frequenz sein. Exemplarische Werte für die Tyler-Frequenz für Calar-Alto sind in Tab. 1.8 aufgeführt.

### 1.5.3 Minimierung des Fehler-Budgets

In diesem Abschnitt wird auf die Minimierung der Fehler in beiden AO-Regelkreisen eingegangen. Dabei wird zunächst die weiter oben gestellte Frage geklärt, welche Himmelsüberdeckung mit Tip-Tilt-Leitsternen zu erwarten ist, wenn nur ein bestimmter Restfehler in der Korrektur der Bildbewegung zugelassen werden kann. Anschließend wird auf die Qualität der Kompensation der Störungen höherer Ordnung eingegangen.

### 1.5.3.1 Winkel-Anisoplanatismus

Bei der Leistungsanalyse wird vorausgesetzt, daß ein einzelner Natrium-LLS mit einem Strahl-lagenzittern kleiner als  $\pm 0.5''$  sehr nahe an den Ort des astronomischen Beobachtungsobjekts am Himmel projiziert wird. In dieser Annahme steckt die Forderung, den Effekt des Winkel-Anisoplanatismus möglichst klein zu halten. Diesem Effekt zufolge ist der über die Pupille gemittelte Phasenfehler in der gestörten Wellenfront bei einem Abstand  $\theta_A$  zwischen astronomischen Objekt und LLS gleich  $(\theta_A/\theta_0)^{5/3}$  mit  $\theta_0$  gegeben durch Gl. (1.19). Dieser Ausdruck für den Phasenfehler ist aber nur eine Näherung für  $(D/r_0) \rightarrow \infty$ . Eine Rechnung mit dem Calar-Alto-Atmosphärenmodell für die Brechungsindex-Strukturkonstante und den in Fried (1982) angegebenen Gleichungen zur Strehl-Zahl bei Winkel-Anisoplanatismus ergibt, daß unter mittleren Seeing-Bedingungen von  $1.0''$  im V-Band (entsprechend  $\theta_0 = 2.0''$ ), die Standardabweichung im schnellen Strahl-Zittern des Lasers am Himmel nicht größer als  $\approx 1.0'' (0.5'')$  sein darf, wenn die daraus resultierende Strehl-Zahl im V-Band größer als 80 % (95 %) sein soll. Für andere Beobachtungswellenlängen  $\lambda_O$  skalieren obige Werte für das Strahl-lagezittern beziehungsweise den Projektionsabstand am Himmel wie nach Gl. (1.19) erwartet etwa wie  $[\lambda_O(\mu\text{m})/0.55]^2$ .

### 1.5.3.2 Strehl-Zahl und Auflösung im langbelichteten Bild

Welche Strehl-Zahlen die beiden AO-Regelkreise jeweils erreichen müssen, um das Minimalziel einer Strehl-Zahl von 25 % im langbelichteten Bild zu ermöglichen, läßt sich folgendermaßen abschätzen. In erster Näherung gilt für die Strehl-Zahl im langbelichteten korrigierten Bild,  $SR_{ib}$ , und für die entsprechende Auflösung,  $FWHM_{ib}$  (Greenwood und Parenti 1994):

$$SR_{ib} = \frac{SR_{HO}}{1 + \sigma_{TT}^2} + \frac{1 - SR_{HO}}{1 + (D/r_0)^2}. \quad (1.76)$$

$$FWHM_{ib} = 1.22 \frac{\lambda_O}{D} \frac{\{SR_{HO}^2/(1 + \sigma_{TT}^2) + (1 - SR_{HO})^2/[1 + (D/r_0)^2]\}^{1/2}}{SR_{ib}} \quad (1.77)$$

Dabei ist  $SR_{HO} = \exp(-\sigma_{HO}^2)$  die Strehl-Zahl nur aufgrund der Restfehler höherer Ordnung. Der erste Term in Gl. (1.76) beschreibt den durch Restfehler in der Tip-Tilt-Kompensation verschmierten Airy-Kern. Der aus dem Kern gestreute Fluß findet sich in einem Halo wieder (zweiter Term), der wegen der Restfehler in der Kompensation der Störungen höherer Ordnung in etwa die Ausdehnung des Seeing-Scheibchens besitzt. Die Analyse des Profils der PSF von mit dem AO-System ADONIS der ESO beobachteten Sternen bestätigt die Gültigkeit der letzten beiden Gleichungen über eine Vielzahl von Werten für die Verhältnisse  $\lambda_O/D$  beziehungsweise  $\lambda_O/r_0$ . Abb. 1.15 zeigt die erreichbare Auflösung nach Gl. (1.77) in den drei Nahinfrarotbändern als Funktion der Strehl-Zahl im langbelichteten Bild. Man sieht, daß der Übergang von einer Seeing-begrenzten Auflösung zur beugungsbegrenzten Auflösungsgrenze über einen verhältnismäßig engen Strehl-Zahlbereich stattfindet. Seine genaue Lage hängt dabei empfindlich vom  $D/r_0$ -Verhältnis ab.

Berücksichtigt man nun noch, daß im räumlichen Frequenzspektrum 87 % der Leistung in der Bildbewegung stecken, ergibt sich aus  $SR_{ib} > 25\%$  folgende Minimalanforderung für den Korrekturgrad der beiden Regelkreise:  $\sigma_{HO}^2 < 1.4 \text{ rad}^2$  (entsprechend  $SR_{HO} > 0.25$ ) für die Kompensation der Störungen höherer Ordnung und  $\sigma_{TT}^2 < 0.2 \text{ rad}^2$  (Strehl-Zahl  $> 0.83$ ) für den Tip-Tilt-Regelkreis. Da  $\sigma_{TT}^2 = \sigma_T^2 \pi^2 / 2 (D/\lambda_O)^2$ , mit  $\sigma_T$  als der Standardabweichung der Bildbewegung in einer Achse, entspricht der Fehlergrenzwert für die letzte Größe am 3.5-m-Teleskop zum Beispiel im J-Band nur etwa 120 nrad.

### 1.5.3.3 Himmelsüberdeckung mit natürlichen Tip-Tilt-Leitsternen

Damit der unvermeidliche Restfehler in der Tip-Tilt-Korrektur den im vorangegangenen Abschnitt genannten Fehler nicht überschreitet, muß grundsätzlich nur der Leitstern ausreichend

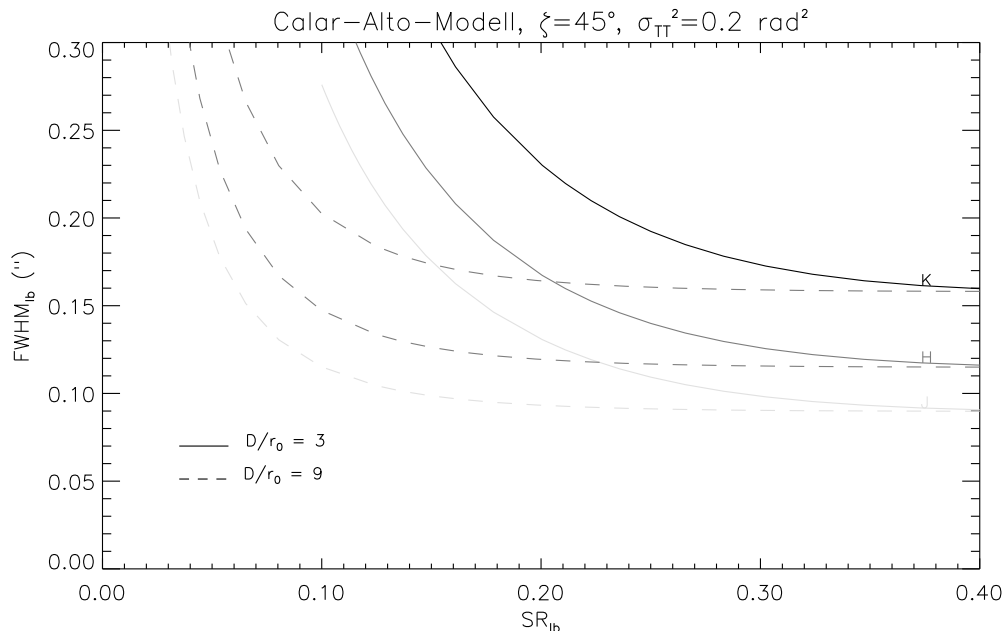


Abbildung 1.15: Volle Halbwertsbreite  $FWHM_{lb}$  des PSF-Kerns als Funktion der Strehl-Zahl  $SR_{lb}$  im langbelichteten Bild in den drei Nahinfrarotbändern für zwei verschiedene Beträge des  $D/r_0$ -Verhältnisses. Für ein Spektrometer mit Spaltbreite  $2FWHM_{lb}$  gibt  $SR_{lb}$  die vom Spalt gesammelte Energie an.

hell gewählt sein um den Fehlerbeitrag  $\sigma_{TTS}^2$  bei der Messung mit einem hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu minimieren. Die Forderung nach einer möglichst hohen Himmelsüberdeckung, daß heißt nach einem möglichst kleinen Fehlerbeitrag  $\sigma_{TA}^2$  aufgrund von Tilt-Anisoplanatismus schränkt die Auswahl eines Leitsterns nach den Gl. (1.4) bis (1.6) aber auf eine gewisse Maximal-Helligkeit ein. Einen kleinen Fehlerbeitrag  $\sigma_{TTS}^2$  erreicht man auch durch eine nur ausreichend lang gewählte Integrationszeit, was allerdings den Fehler  $(\sigma_R^2)_T$  in der zeitlichen Dekorrelation bei der Kompensation der Bildbewegung erhöht. Zusammengefaßt muß also für die Optimierung des Tip-Tilt-Systems der Gesamtfehler  $\sigma_{TTS}^2$  nach der Sternhelligkeit  $m$  und der Bandbreite des geschlossenen Regelkreises  $(f_R)_T$  minimiert werden. Für eine bestimmte Sternhelligkeit kann die optimale Bandbreite  $(f_R)_T^*$  aus  $\frac{\partial}{\partial (f_R)_T} [\sigma_{TTS}^2((f_R)_T, m) + (\sigma_R^2)_T((f_R)_T)] = 0$  unter der Annahme  $SNR = (N/5)^{1/2}$  (das heißt ausleserausfreier Quadrantendetektor und vernachlässigbarer Hintergrund) analytisch bestimmt werden,:

$$(f_R)_T^* = \frac{2}{\pi} \left( \frac{2}{3\sqrt{5}} T_A^{\sec(\zeta)/2} (T_{AO})_T^{1/2} \Phi_\nu 10^{-0.4m} DSR_{HO} \eta_\nu \lambda_O f_T^2 \right)^{1/3}. \quad (1.78)$$

Für eine gegebene Sternhelligkeit und Betrag der Himmelsüberdeckung folgt aus Gl. (1.3) der in den Meßfehler aufgrund des Tilt-Anisoplanatismus eingehende Winkelabstand. Die optimale Sternhelligkeit,  $m^*$ , kann aus  $\frac{\partial}{\partial m} [\sigma_{TTS}^2((f_R)_T, m) + \sigma_{TA}^2(m)] = 0$  nur numerisch ermittelt werden. Der für eine gegebene Sternhelligkeit und einen bestimmten Betrag der Himmelsüberdeckung in den Meßfehler aufgrund des Tilt-Anisoplanatismus eingehende Winkelabstand folgt dabei aus Gl. (1.3). In Abb. 1.16 ist das Resultat für  $m^*$  und  $(f_R)_T^*$  für eine gegebene Himmelsüberdeckung gleich in der Form dargestellt, die die gesuchte Himmelsüberdeckung an natürlichen Leitsternen als Funktion des minimierten Restfehlers  $(\sigma_{TT}^2)_{min}$  in der Tip-Tilt-Kompensation für das Calar-Alto-Atmosphärenmodell und das ALFA-System bei optimal gewählter Leitstern-Helligkeit und Kompensationsbandbreite zeigt. Es ist sowohl der Fall einer Beobachtung in Richtung des galaktischen Pols und zum Äquator gezeigt, als auch der

$D=3.5$  m, Calar-Alto-Modell,  $\theta_s(V,0^\circ)=1.0''$ ,  $(T_{AO})_T=0.45$ ,  $\zeta=0^\circ$ ,  $\lambda_0=2.2$   $\mu\text{m}$

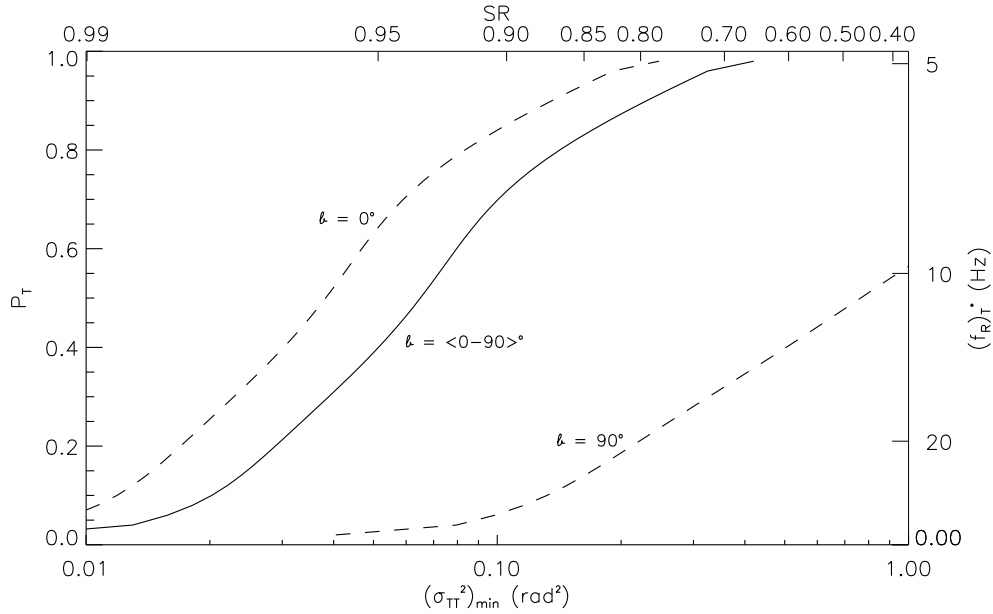


Abbildung 1.16: Erwartete Himmelsüberdeckung  $P_T$  mit Tip-Tilt-Leitsternen für die AO-Beobachtung im K-Band als Funktion des minimierten totalen Wellenfrontfehlers  $(\sigma_{TT}^2)_{\min}$  in der Tip-Tilt-Kompensation für eine Blickrichtung zum galaktischen Äquator ( $b = 0^\circ$ ), zum galaktischen Pol und über alle galaktischen Breiten gemittelt. Es wurde ein in den höheren Ordnungen mit einem Strehl-Beitrag von  $SR_{HO} = 0.25$  (mittels LLS) korrigierter Tip-Tilt-Leitstern sowie mittelgute Seeing-Verhältnisse nach dem Calar-Alto-Modell angenommen. Ebenfalls dargestellt ist die optimale Kompensationsbandbreite  $(f_R)_T^*$  für die über die galaktische Breite gemittelte Beobachtungsrichtung, die bei optimaler natürlicher Leitstern-Helligkeit den Fehler aufgrund des endlichen Signal-zu-Rauschverhältnisses und der unvermeidlichen Verzögerungen im Regelkreis minimiert. Die optimale Leitsternhelligkeit wurde jeweils so gewählt, daß die Beiträge zum Gesamtfehler aufgrund des Tilt-Anisoplanatismus und dem endlichen Signal-zu-Rausch-Verhältnis minimiert werden.

Fall einer über alle galaktischen Breiten gemittelten Blickrichtung. Dabei wurden folgende Parameter verwendet: Eine Strehl-Zahl bei der Korrektur der höheren Ordnungen (mittels LLS) von 25 % und ein Lichtdurchsatz vom Teleskopeingang bis zum Detektor  $(T_{AO})_T = 0.40$ .  $\eta_\nu$  wurde durch eine Rechteckfunktion mit einer Breite von  $\pm 15$  nm um  $\lambda_T = 750$  nm und einer Höhe von 0.8 angenähert (Siliziumdetektor). Als Ausleserauschen pro Bildelement (insgesamt vier) wurden vier Elektronen angenommen.  $\Phi_\nu$  für einen Stern der Helligkeit  $m$  im Band für  $\lambda_T$  wurde durch die monochromatische Photonenflußdichte  $\Phi_{\lambda_T}$  eines Schwarzkörper-Strahlers der Effektivtemperatur  $T_E$  bei  $\lambda_T$  angenähert:

$$\Phi_{\lambda_T} = \frac{\phi_0 10^{-0.4m}}{hc/\lambda_T} \frac{\lambda_V^5 \{\exp[hc/(\lambda_V k T_E)] - 1\}}{\lambda_T^5 \{\exp[hc/(\lambda_T k T_E)] - 1\}}, \quad (1.79)$$

mit  $\phi_0 = 3.45 \times 10^{-2} \text{ J s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ m}^{-1}$  als der monochromatischen Energieflußdichte eines Sterns mit  $m_V = 0$  bei  $\lambda_V = 0.55 \mu\text{m}$  (Lang 1980).

Die Emission der Atmosphäre im sichtbaren Spektralbereich (und im Nahinfraroten) setzt sich hauptsächlich aus dem Rekombinationsleuchten von OH-Molekülen in der Ionosphäre und der thermischen Emission, die proportional zur Absorption der Atmosphäre bei der jeweiligen Wellenlänge ist, zusammen. Beides wird unter dem Begriff Airglow zusammengefaßt. Die vom Airglow stammende Photonenflußdichte aus einer Fläche von einer Quadrat-Bogensekunde am Himmel beträgt im R-Band maximal etwa  $10^3 \text{ Photonen s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ . Das bedeutet, daß das Hin-



Band	$(f_R)_T^*$ (Hz)	$m_R^*$	$\sigma_{TA}^2$ (rad <sup>2</sup> )	$\sigma_{TT}^2$ (rad <sup>2</sup> )	$(\sigma_R^2)_T$ (rad <sup>2</sup> )
K	6	17.5	0.08	0.06	0.06
J	24	15.5	0.12	0.03	0.05

Tabelle 1.9: Fehler-Budget für die Tip-Tilt-Korrektur in ALFA zusammen mit der optimalen Leitstern-Helligkeit  $m_R^*$  und Regelbandbreite  $(f_R)_T^*$  im K- und J-Band bei einem maximal tolerierbaren Gesamtfehler in der Tip-Tilt-Kompensation von  $0.20 \text{ rad}^2$ . Dieser Fehler entspricht einer maximalen Himmelsüberdeckung von etwa 95% im K- und von etwa 75% im J-Band. Es ist ein (mit LLS) adaptiv korrigierter Tip-Tilt-Leitstern vorausgesetzt, dessen Korrekturgrad in den höheren Ordnungen einem Strehl-Zahlbeitrag von 0.25 entspricht. Als Zenit-Seeing wurde  $1.0''$  im V-Band nach dem Calar-Alto-Modell sowie die Blickrichtung Zenit angenommen. Die Werte der weiteren zugrundegelegten Systemparameter finden sich im Text.

tergrundsignal vom Nachthimmelsleuchten in Gl. (1.57) für Leitstern-Helligkeiten schwächer als  $m_R \approx 16$  (Spektraltyp K) mit berücksichtigt werden muß. Für Abb. 1.16 wurde mit einem Signalhintergrund von 200 Photonen  $\text{s}^{-1}$  pro Bildelement gerechnet. Für die Einzelbildrate wurde  $(f_B)_T = 10(f_R)_T$  angenommen.

Bei einem hier maximal tolerierbaren Restfehler in der Tip-Tilt-Korrektur  $\sigma_{TT}^2 = 0.2 \text{ rad}^2$  ist nach Abb. 1.16 im K-Band unter mittelguten Seeing-Verhältnissen und über alle galaktischen Breiten gemittelt demnach mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 85 % zu rechnen, einen geeigneten Tip-Tilt-Leitstern zu finden. Am galaktischen Äquator ist die Himmelsüberdeckung nochmals um etwa 10 % größer. Bei Beobachtung in der Nähe des galaktischen Pols muß man für die gleiche Korrekturgüte eine Himmelsüberdeckung an Tip-Tilt-Leitsternen von 15 % in Kauf nehmen. Ein Photonenvervielfacher als Tip-Tilt-Detektor ohne Ausleserauschen (wie er in der nächsten Ausbaustufe von ALFA geplant ist) würde am galaktischen Pol (Äquator) die Wahrscheinlichkeit einen geeigneten Leitstern zu finden auf etwa 45 % (100 %) erhöhen, wie analog zu oben durchgeführte Rechnungen zeigen. Der in Abb. 1.16 bei einer Himmelsüberdeckung von etwa 70 % verstärkte Anstieg im Gesamtfehler der Tip-Tilt-Kompensation rührt vom berücksichtigten Einfluß des Airglows auf den Signalhintergrund her. Dieser macht sich wie bereits erwähnt erst bei schwachen Leitsternen mit  $m_R > 16$ , das heißt bei einer großen erreichbaren Himmelsüberdeckung bemerkbar. Für die über die galaktische Breite gemittelten Beobachtungsrichtungen beträgt die optimale Bandbreite des mit dem rauscharmen CCD realisierten Tip-Tilt-Kompensationsregelkreises etwa 25 Hz (maximale Himmelsüberdeckung etwa 5 %) bis etwa 5 Hz (maximale Himmelsüberdeckung etwa 95 %). Hierbei ist berücksichtigt, daß mindestens ein Photon pro Zeitintervall  $1/f_B$  gemessen werden muß. Für die Blickrichtung entlang des galaktischen Äquators erhöht sich die optimale Bandbreite um etwa 10 %. Bei Beobachtung in Richtung des galaktischen Pols ist die optimale Bandbreite etwa 50 % geringer als in Abb. 1.16 dargestellt, da dann auch die optimale Leitsternhelligkeit geringer ist, um eine maximale Himmelsüberdeckung zu erreichen. Im J-Band beträgt die entsprechende Himmelsüberdeckung bei gleichem maximal tolerierbaren Gesamtfehler in der Tip-Tilt-Kompensation am galaktischen Äquator etwa 76 %, am Pol 5 % und im Mittel 24%. Tab. 1.5.3.3 faßt das Fehlerbudget für die Tip-Tilt-Korrektur bei einem Gesamtfehler von  $\sigma_{TT}^2 = 0.2 \text{ rad}^2$  nochmals zusammen.

Blieben die Störungen höherer Ordnung in der Wellenfront des Tip-Tilt-Leitsterns unkompenziert, steigt der Meßfehler bei der Tip-Tilt-Korrektur unter obigen Bedingungen im K-Band auf den etwa 3-fachen und im J-Band auf den etwa 12-fachen Wert an. Das heißt der resultierende Gesamtfehler in der Tip-Tilt-Korrektur nähert sich dem etwa 0.4-fachen des Fehlers nach Gl. (1.32) für den Fall einer vollständig unkompenzierten Schwerpunktsbewegung. Eine Tip-Tilt-Korrektur alleine würde bei demnach bei gleichzeitig geforderter großer Himmelsüberdeckung des AO-Systems unter mittelguten Seeing-Verhältnissen auf Calar Alto nur eine Strehl-Zahl von etwa 3 % im K-Band erlauben, was deutlich kleiner ist als die Korrekturgüte, die bei perfekter Kompensation der Schwerpunktsbewegung unter diesen Bedingungen möglich wäre (Strehl-Zahl etwa 0.25, s. Kap. 1.2.1.3) Dies verdeutlicht nochmals die Notwendigkeit eines LLSs für das AO-

System, da der natürliche Tip-Tilt-Leitstern bei einer großen Himmelsüberdeckung in der Regel eben nicht hell genug ist, um den minimal geforderten Korrekturgrad zu erreichen.

Wie die entsprechenden Rechnungen für eine AO-Korrektur im Sichtbaren zeigen, sinkt hier die Wahrscheinlichkeit einen geeigneten natürlichen Tip-Tilt-Leitstern zu finden auf unter 10 %. Hier kann der in der Einführung erwähnte polychromatische LLSs die Himmelsüberdeckung auf Werte wie im Nahinfraroten steigern. Eine ebenso hohe Himmelsüberdeckung ist für alle Beobachtungsobjekte erzielbar, bei denen an kurzbelichteten Aufnahmen die Simple-Shift-and-Add-Methode aus der Speckle-Interferometrie anwendbar ist.

### 1.5.3.4 Kompensation der Störungen höherer Ordnung

Der nach der Verkipfung der Wellenfront nächsthöhere Abbildungsfehler mit besonderer Bedeutung für die AO-Kompensation mit LLS ist der Defokus. Die Abweichung im WFS-Fokus für einen natürlichen Leitstern und den LLS,  $\Delta f$ , muß wegen der endlichen Höhe des LLSs in der optomechanischen Ausführung des AO-Systems berücksichtigt werden. Mit der Öffnungszahl  $N_{AO}$  des optischen WFS-Arms folgt:

$$\Delta f = -\frac{(N_{AO}D)^2}{H_{Na} \sec(\zeta) - N_{AO}D} \approx -\frac{(N_{AO}D)^2}{H_{Na} \sec(\zeta)}. \quad (1.80)$$

Für ALFA mit  $N_{AO} = 24$  beträgt  $\Delta f$  demnach maximal etwa 78 mm. Um diesen Wert auszugleichen kann der WFS von ALFA mittels eines motorisierten Lineartisches entlang der optischen Achse verschoben werden. Die Positionierungsgenauigkeit muß dabei besser als ein mm sein, wie folgende Rechnung zeigt. Die Standardabweichung des Wellenfrontfehlers aufgrund eines Defokusterms,  $\omega$ , ist gegeben durch  $\omega = A_0(1 - \epsilon^2)\lambda/(2\sqrt{3})$ , mit  $A_0$  als einem Proportionalitätsfaktor und  $\epsilon$  als dem radialen Abschattungsverhältnis in der Eintrittspupille der Teleskopoptik (Noll 1976).  $A_0$  folgt dabei aus dem Fokusversatz  $\Delta f$  entlang der optischen Achse relativ zum beugungsbegrenzten Fokus gemäß  $\Delta f = 8A_0\lambda N_{AO}^2$ . Somit gilt für die wellenlängenunabhängige Standardabweichung des Wellenfrontfehlers wegen Defokus:

$$\omega = \frac{\Delta f(1 - \epsilon^2)}{16\sqrt{3}N_{AO}^2}. \quad (1.81)$$

Umgerechnet auf den Phasenfehler liefert ein Wellenfrontfehler mit Standardabweichung  $\omega$  (in der linearen Dimension) nach Gl. (1.2) dabei im Bild die Strehl-Zahl

$$SR = \exp[-(2\pi\omega/\lambda)^2]. \quad (1.82)$$

Letzte Gleichung ist gültig für  $\omega < 0.07\lambda$ . Fordert man für den Strehl-Zahlbeitrag aufgrund von Defokus einen Wert  $> 0.80$  so folgt für das ALFA-System ( $\epsilon = 0.21$ ) aus Gl. (2.71) und Gl. (1.81) eine Genauigkeit in der Fokussierung des WFSs auf den Natrium-LLS von  $\delta(\Delta f) < 0.7$  mm.

Mit Gl. (1.80) kann der Einfluß der Höhenschwankungen der Natrium-Schicht auf die Korrekturgüte abgeschätzt werden. Eine Schwankung  $\delta H_{Na}$  in der Schwerpunkthöhe aufgrund von sporadischen Zusatzschichten zur mittleren Dichteverteilung der Natrium-Atome (s. Kap. 1.2.3) führt demnach für  $\delta H_{Na} \ll H_{Na}$  zu einer Fokusvariation von

$$\delta(\Delta f) \approx -\frac{(N_{AO}D)^2\delta H_{Na}}{[H_{Na} \sec(\zeta)]^2}. \quad (1.83)$$

Für das ALFA-System hat demnach ein  $\delta H_{Na} = 500$  m (der Betrag der Größenordnung der bisher um die geographische Breite von Calar Alto gemessenen Variationen; s. Kap. 1.2.3) nur einen Wellenfrontfehler  $\omega \approx \lambda_{LS}/22$  zur Folge. Eine genauere Analyse der Amplituden obiger Höhenschwankungen vor allem mit einer zeitlichen Auflösung deutlich unter einer Sekunde wird zeigen, ob der Einfluß der sporadischen Natrium-Schichten auf die Korrekturgüte des AO-Systems tatsächlich vernachlässigt werden kann. Da der optimal in die Natrium-Schicht

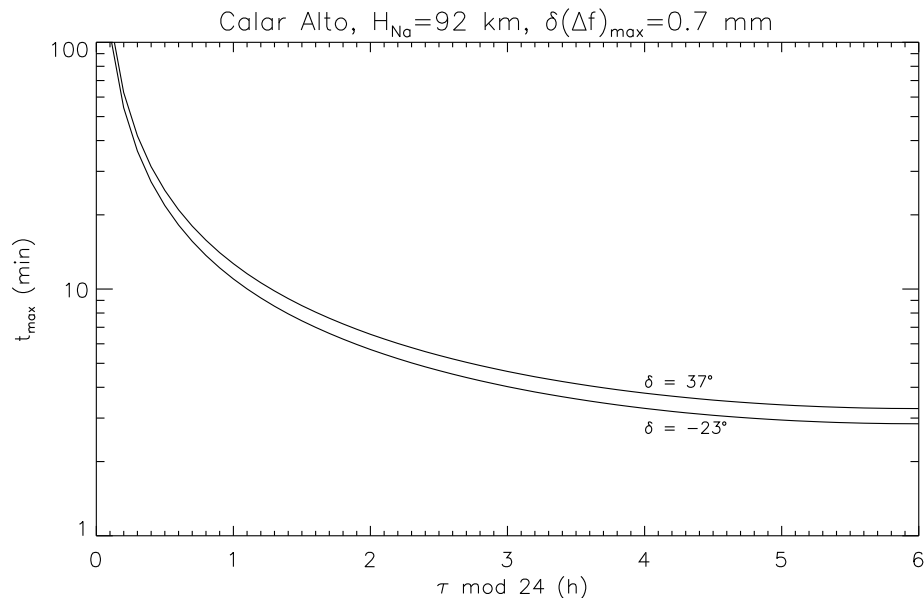


Abbildung 1.17: Maximale Belichtungszeit  $t_{max}$  bei feststehendem WFS von ALFA als Funktion der Sternzeit  $\tau$  für eine Verschiebung der Brennebene des gemessenen LLS-Lichts von maximal 0.7 mm (entsprechend einer Strehl-Zahl-Verschlechterung um maximal 20 %). Es ist der Fall eines mit  $60^\circ$  Zenitdistanz kulminierenden astronomischen Beobachtungsobjekts (Deklination  $\delta = -23^\circ$ ) sowie derjenige eines durch den Zenit laufenden Objekts dargestellt.

fokussierte Laserstrahl in guter Näherung kollimiert ist (die Fokustiefe liegt in der Größenordnung 100 km; s. Kap. 2.5.2) haben obige Schwerpunktsschwankungen in der Höhenverteilung der Natrium-Atome keinen Einfluß auf die LLS-Größe am Himmel.

Mit Gl. (1.80) folgt für ein Observatorium auf der geographischen Breite  $\varphi$  ebenso die maximale Belichtungszeit  $t_{max}$ , die auf ein astronomisches Objekt bei einer bestimmten Deklination  $\delta$  verwendet werden kann, ohne daß ein Nachfokussieren des WFSs nötig ist. Ist  $\delta(\Delta f)_{max}$  der tolerierbare Fokussierfehler (wiederum die lineare Dimension gemessen entlang der optischen Achse des WFSs) ergibt sich  $t_{max} = \delta(\Delta f)_{max} [d(\Delta f)/d\tau]^{-1}$  mit  $\tau$  als der Sternzeit. Dabei ist  $\frac{d(\Delta f)}{d\tau} = \frac{d(\Delta f)}{d\zeta} \frac{d\zeta}{d\tau}$  mit  $\zeta(t) = 90^\circ - \arcsin[\sin(\delta) \sin(\varphi) + \cos(\delta) \cos(\tau) \cos(\varphi)]$ . Für Calar Alto ( $\varphi = 37^\circ$  N) zeigt Abb. 1.17 die maximale Belichtungszeit für im Süden kulminierende Objekte, wenn sich bei feststehendem WFS die Brennebene nur um 0.7 mm (entsprechend einem Beitrag des Defokusters zur Strehl-Zahl von 80%) verschieben darf. Demnach ist es naheliegend bei langen Belichtungen in einem langsamen Regelkreis mit einer Bandbreite in der Größenordnung von einer Minute den WFS gemäß Gl. (1.80) und der oben angegebenen Gleichung für die Zeitabhängigkeit der Zenitdistanz nachzufokussieren. Dies ist allerdings nur eine differentielle Bewegung relativ zur letzten Messung der Natrium-Schichthöhe, das heißt relativ zur WFS-Fokusposition mit dem maximalen Spitzensignal in den Subaperturen unmittelbar vor Beginn der Aufnahme. Da sich die Natrium-Schichthöhe im Verlauf einer Nacht aber um mehrere km ändern kann, und für das ALFA-System etwa 800 m Unterschied in der Entfernung zur Schicht nach Gl. (1.83) bereits eine Reduktion in der Strehl-Zahl um 80% bewirken, ist es günstiger von vornherein regelmäßig den Defokusterm aus den Wellfrontgradienten des LLS-Lichts mit dem WFS zu ermitteln, und dementsprechend den WFS nachzufokussieren. Die Rate mit der dies geschehen muß, hängt von der Zeitskala der schnellsten Höhenschwankungen mit Amplituden von hier mehr als 800 m ab; liegt also wahrscheinlich ebenfalls in der Größenordnung von einer Minute. Da ein optimal in die Natrium-Schicht fokussierter Laserstrahl bedeutet, den projizierten

Strahldurchmesser dem jeweiligen Seeing anzupassen, und der Betrag des Letzteren ebenfalls im Verlauf einer Nacht stark schwanken kann, sollte man wann immer eine Unterbrechung der Belichtung möglich ist (auf jeden Fall aber als erste Maßnahme bei einem signifikant absinkenden Signal-zu-Rausch-Verhältnis) die Fokussierung des Laserstrahls optimieren. Hierzu ist eine Fokussier-Automatik empfehlenswert, die bei einigen Fokuspositionen des Laserstrahls eine Kurve an die Maßzahl für die Fokussgüte fittet, um mittels deren Extremum dem besten Laserfokus einzustellen. Als Maßzahl für die Fokussgüte des Laserstrahls (insbesondere bei niedrigem Summensignal) eignet sich die mittlere Energiewachstumsfunktion der LLS-Bilder (das heißt das innerhalb eines bestimmten Subaperturdurchmessers gemessene mittlere Gesamtsignal) besser als die mittlere Größe des LLSs, da nach den Ausführungen in Kap. 1.5.1 die Empfindlichkeit des WFSs in erster Näherung von der maximalen Intensität und nicht von der Größe des LLSs am Himmel abhängt.

Im folgenden wird wieder auf die Minimierung des Gesamtfehlers in der Kompensation der Störungen höherer Ordnung eingegangen. Dabei gilt es, die Systemparameter der AO so zu optimieren, daß die für einen bestimmten tolerierbaren Gesamtfehler erforderliche Leitsternhelligkeit minimiert wird. So verringert eine längere Meßzeit im Regelkreis zwar den Meßfehler, erhöht aber gleichzeitig den Fehlerbeitrag aufgrund der endlichen Kompensationsbandbreite. Ein größerer Subaperturdurchmesser verringert den Meßfehler ebenfalls, erhöht aber auch den Anpassungsfehler des DMS. Demnach gibt es für eine gegebene LLS-Helligkeit beziehungsweise mittlere Laserleistung  $P$  einen optimalen Subaperturdurchmesser  $(d_S)_{opt}$  und eine optimale Regelbandbreite  $(f_R)_{opt}$ , die zusammen den Gesamtfehler minimieren.  $(d_S)_{opt}$  ist die Lösung der Gleichung  $\frac{\partial}{\partial d_S}[\sigma_{WFS}^2(d_S, f_R; P) + \sigma_{DM}^2(d_S)] = 0$  und  $(f_R)_{opt}$  folgt aus  $\frac{\partial}{\partial f_R}[\sigma_{WFS}^2(d_S, f_R; P) + \sigma_R^2(f_R)] = 0$ . Da die hier zu betrachtenden drei Fehlerbeiträge nach Gl. (1.54), (1.65) beziehungsweise (1.66) jeweils umgekehrt proportional zum Quadrat der Beobachtungswellenlänge sind, hat diese keinen Einfluß auf den Wert der optimalen AO-Parameter  $(d_S)_{opt}$  und  $(f_R)_{opt}$ . Allerdings hängt der Meßfehler des WFSs im stärkeren Maße von der Zenitdistanz ab, als die beiden anderen Fehlerbeiträge, woraus sich eine Abhängigkeit der optimalen AO-Systemparameter von der Objekthöhe ergibt. Da für ALFA ein einzelner Natrium-LLS ausreichend ist, um den Meßfehler aufgrund des Konus-Effekts vernachlässigen zu können, erübrigt sich hier eine Optimierung der Anzahl der erforderlichen LLSs für eine minimale Laserleistung.

In Abb. 1.18 ist der optimale Subaperturdurchmesser und die optimale Kompensationsbandbreite im ALFA-AO-System als Funktion der Laserleistung für unterschiedliche Beobachtungsbedingungen dargestellt. Folgende Parameter wurden für die numerische Optimierung festgehalten:  $H_{Na} = 92$  km,  $T_P = 0.70$ ,  $T_{AO} = 0.40$ ,  $\sigma_{RO}^2 = 4$  e<sup>-</sup>,  $n_{Pix} = 16$ ,  $\eta_{LS} = 0.80$ ,  $f_R/f_B = 0.10$ . Im Gegensatz zur Tip-Tilt-Korrektur kann hier bei der Einzelwellenlänge 589 nm der Beitrag des Airglows zum Signalhintergrund vernachlässigt werden. Für jede Laserleistung und den in Abb. 1.18 angegebenen Seeing- und Transparenz-Bedingungen wurde mit einer Laser-Linienbreite gerechnet, die den nichtlinearen Rückstreuquerschnitt der Natrium-Atome nach Gl. (1.63) maximiert (vgl. Abb. 1.12). Ebenso wurde ein dem jeweiligen Seeing optimal angepaßter Durchmesser des projizierten Laserstrahls verwendet (s. Kap.2.5.2). Die verwendeten Strahldurchmesser waren dabei 48, 24 beziehungsweise 17 cm. Da die Größe des LLSs am Himmel selbst bei optimaler Projektion einerseits immer geringfügig größer erscheint als ein natürlicher Stern, der LLS andererseits nach Möglichkeit aber gerade noch nicht von einer Subapertur aufgelöst werden soll, ist der optimale Subaperturdurchmesser immer größer als  $r_0(\lambda_{LS})$ . Erst im Grenzfall hoher Laserleistungen nähert sich der optimale Subaperturdurchmesser dem jeweiligen Fried-Parameter bei der Leitstern-Wellenlänge an. Bei sehr gutem Seeing ist deshalb auch die optimale Bildrate des WFSs größer als die zehnfache Kohärenzzeit. Wie analoge Rechnungen zu oben für einen natürlichen Leitstern gleicher Helligkeit zeigen, ist wegen dem geringeren scheinbaren Durchmesser des Leitsterns sowie der höheren Strehl-Zahl im Bild einer Subapertur der optimale Subaperturdurchmesser für das ALFA-AO-System bereits für Helligkeiten größer als etwa neunte Größenklasse immer kleiner als der entsprechende Fried-Parameter. Bei niedrigen Laserleistungen sieht man in Abb. 1.18 wie sehr gutes Seeing die Anforderungen an die Aktuatorenzahl des DMS deutlich herabsetzt. Da von den drei hier zu

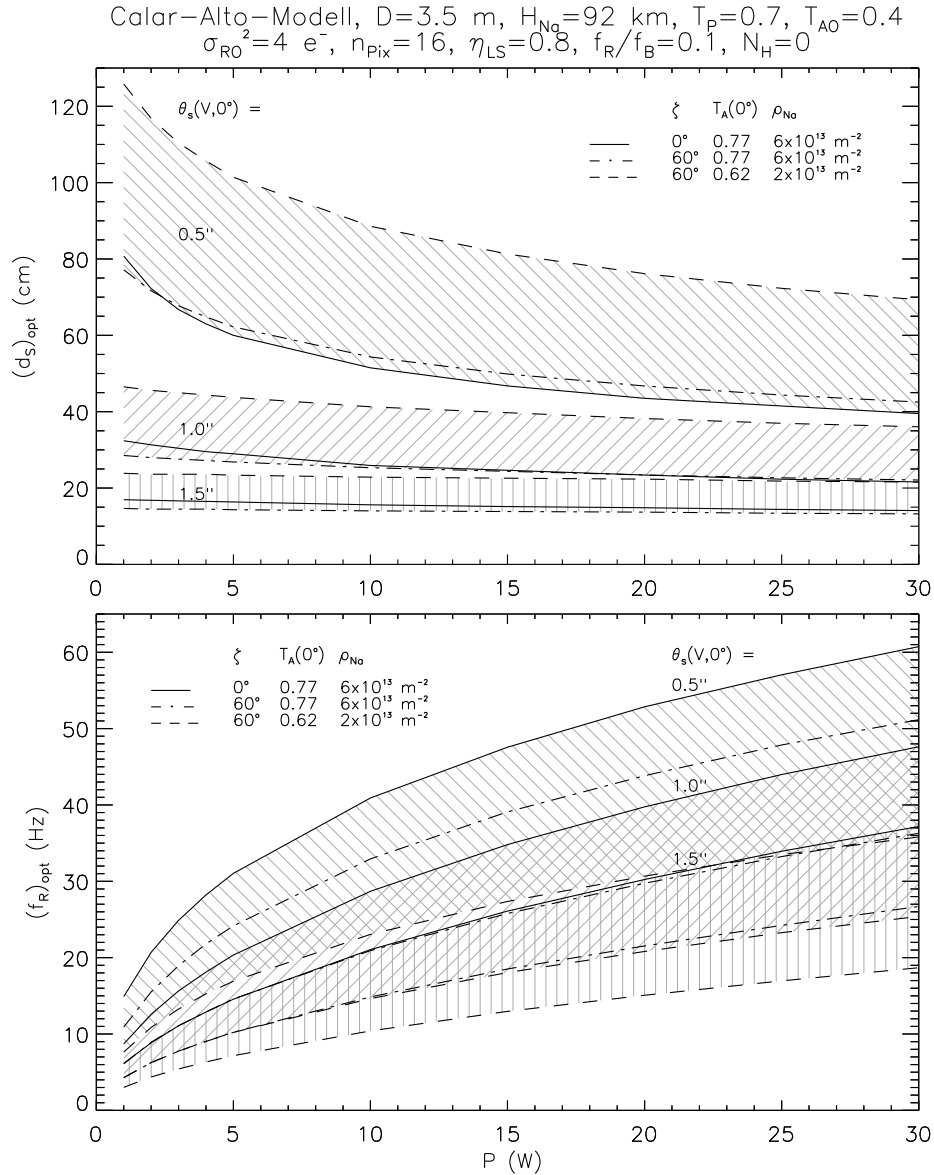


Abbildung 1.18: Optimaler, das heißt den Gesamtfehler aus Meßungenauigkeit des WFSs, dem Anpassungsfehler des DMs sowie den unvermeidlichen Regelungs-Verzögerungen minimierenden Subaperturdurchmesser  $(d_S)_{opt}$  und optimale Kompensationsbandbreite  $(f_R)_{opt}$  des ALFA-AO-Systems zur Korrektur der Störungen höherer Ordnung als Funktion der Laserleistungsleistung  $P$  für unterschiedliches Zenit-Seeing  $\theta_S(V,0)$  im Sichtbaren bei zwei verschiedenen Zenitdistanzen  $\zeta$  sowie mittelguter als auch sehr ungünstiger atmosphärischer Transmission  $T_A(0)$  beziehungsweise Natrium-Säulendichte  $\rho_{Na}$ . Die Bandbreite des Laserlichts bei gegebener Laserleistung wurde dabei so gewählt, daß der nichtlineare Rückstreuquerschnitt der Natrium-Atome maximiert wird. Desweiteren wurde ein dem Seeing optimal angepaßter Durchmesser des projizierten Laserstrahls angenommen.

minimierenden Fehlerbeiträgen nur der Meßfehler des WFSs eine andere als die lineare  $\sec(\zeta)$ -Abhängigkeit von der Zenitdistanz aufweist, ist der Einfluß der Objekthöhe auf den optimalen Subaperturdurchmesser nur sehr gering. Wie bereits erwähnt, ist zu erwarten, daß der Photonenfluß des Natrium-LLS am Teleskopeingang in Abhängigkeit von der Jahres- und Nachtzeit sowie von der Objekthöhe um etwa den Faktor 20 schwankt. Berücksichtigt man noch die Variabilität der atmosphärischen Transmission ist gar mit einer Schwankungsbreite um insgesamt etwa den Faktor 100 zu rechnen. Nach Abb. 1.18 ist der optimale Subaperturdurchmesser bei gegebenem Seeing und sehr schlechten Beobachtungsbedingungen ( $\zeta = 60^\circ$ ,  $T_A = 0.62$ ,  $\rho_{Na} = 2 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$ ) um etwa den Faktor 1.6 größer als im Fall mittelguter Einsatzbedingungen ( $\zeta = 45^\circ$ ,  $T_A = 0.77$ ,  $\rho_{Na} = 6 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$ ). Bei sehr guten Beobachtungsbedingungen ( $\zeta = 0^\circ$ ,  $T_A = 0.92$ ,  $\rho_{Na} = 10 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$ ) beträgt das Verhältnis des dann geeignetsten Subaperturdurchmessers zu demjenigen im Fall mittelguter Bedingungen etwa 0.6 für ein gegebenes Seeing (aus Gründen der Übersichtlichkeit ist dieser Fall nicht in Abb. 1.18 dargestellt). Insgesamt ist beim Betrag des optimalen Subaperturdurchmessers also mit einer Schwankungsbreite um etwa den Faktor 2.7 zu rechnen. Dem wird in ALFA durch die fünf austauschbaren Mikrolinsen-Arrays Rechnung getragen werden. Für die optimale Korrekturbandbreite gelten in etwa die gleichen Faktoren für die Schwankungsbreiten wie im Fall des optimalen Subaperturdurchmessers. Deshalb sind in ALFA mehrere Hardware-mäßig festgelegte Bildraten des WFSs zwischen 30 bis 500 Hz realisiert. Ebenso wie der beste Subaperturdurchmesser variiert auch die optimale Kompensationsbandbreite mit der Zenitdistanz maximal nur um etwa 20 % für den hier gezeigten Bereich der Laserausgangsleistung.

Für die zu einer gegebenen Laserleistung optimalen Subaperturdurchmesser und Korrekturbandbreite zeigt Abb. 1.19 die erreichbare Strehl-Zahl in der Korrektur der höheren Ordnungen in den drei Nahinfrarotbändern für den Fall sehr guten, mittleren und sehr schlechten Seeings. Bei der Zenitdistanz, der atmosphärischen Transmission und der Natrium-Säulendichte wird ebenso zwischen mittleren, sehr guten und sehr schlechten Einsatzbedingungen unterschieden. Unabhängig vom Seeing ist demnach unter sehr guten bis mittelguten Verhältnissen bereits mit einem 3-W-Laser fast die optimale Leistungsfähigkeit des AO-Systems erreicht. Um aber auch unter sehr schlechten Einsatzbedingungen (das heißt große Zenitdistanz, niedrige Transparenz und Natrium-Dichte) nahe an der maximalen möglichen Korrekturgüte arbeiten zu können, ist eine deutlich größere Laserausgangsleistung erforderlich. Etwa 30 W Laserleistung sind notwendig um im K-Band nachwievor eine Strehl-Zahl von 25 % bei zwar sehr gutem Seeing aber ansonsten sehr ungünstiger atmosphärischer Parameter und niedriger Objekthöhe zu erreichen. Dasselbe Ziel ist im H-Band mit einem solchen Laser ab einem Seeing größer als etwa einer Bogensekunde nur noch unter ansonsten mindestens mittelguten Einsatzbedingungen zu erreichen. Für eine dementsprechende Korrektur im J-Band sind dann schon Werte für die Natrium-Säulendichte und atmosphärische Transparenz nahe am jeweils zu erwartenden Maximalbetrag notwendig. Um die erforderliche Laserleistung bei noch kürzeren Wellenlängen als angegeben abzuschätzen, kann folgendes Skalierungsgesetz herangezogen werden: Um den gesamten Restfehler für niedrigere Wellenlängen konstant zu halten, sind mehr DM-Aktuatoren beziehungsweise kleinere Subaperturdurchmesser ( $\sim \lambda_o^{-6/5}$ ) sowie höhere Bandbreiten ( $\sim \lambda_o^{6/5}$ ) des AO-Regelkreises erforderlich. Der Einfluß einer kürzeren Beobachtungswellenlänge auf die erforderliche Laserausgangsleistung wird demgegenüber nochmals verstärkt. Um das mit dem WFS erzielbare Signal-zu-Rauschverhältnis mit abnehmender Wellenlänge konstant zu halten, ist nicht nur ein mit der Subaperturfläche umgekehrt proportional wachsender und ein proportional mit der Bandbreite ansteigender Photonenfluß am Teleskopeingang erforderlich. Nach Gl. (1.54) ist für einen bei abnehmender Wellenlänge unveränderten Meßfehler in erster Näherung zusätzlich ein um den Faktor  $\lambda_o^{-2}$  größerer Photonenfluß erforderlich (Näherung  $SNR \sim \sqrt{N}$ ). Das heißt, die notwendige Laserleistung skaliert mit der Beobachtungswellenlänge wie  $(\lambda_o^{-6/5})^3 \lambda_o^{-2} = \lambda_o^{-28/5}$ .

Wie stark die erreichbare Korrekturgüte in den höheren Ordnungen vom Seeing abhängt, wird auch in Abb. 1.20 deutlich. Für einen in ALFA realisierbaren Subaperturdurchmesser, der am nächsten am optimalen Wert für ein gegebenes Seeing liegt, sowie einer ebenfalls dem Seeing

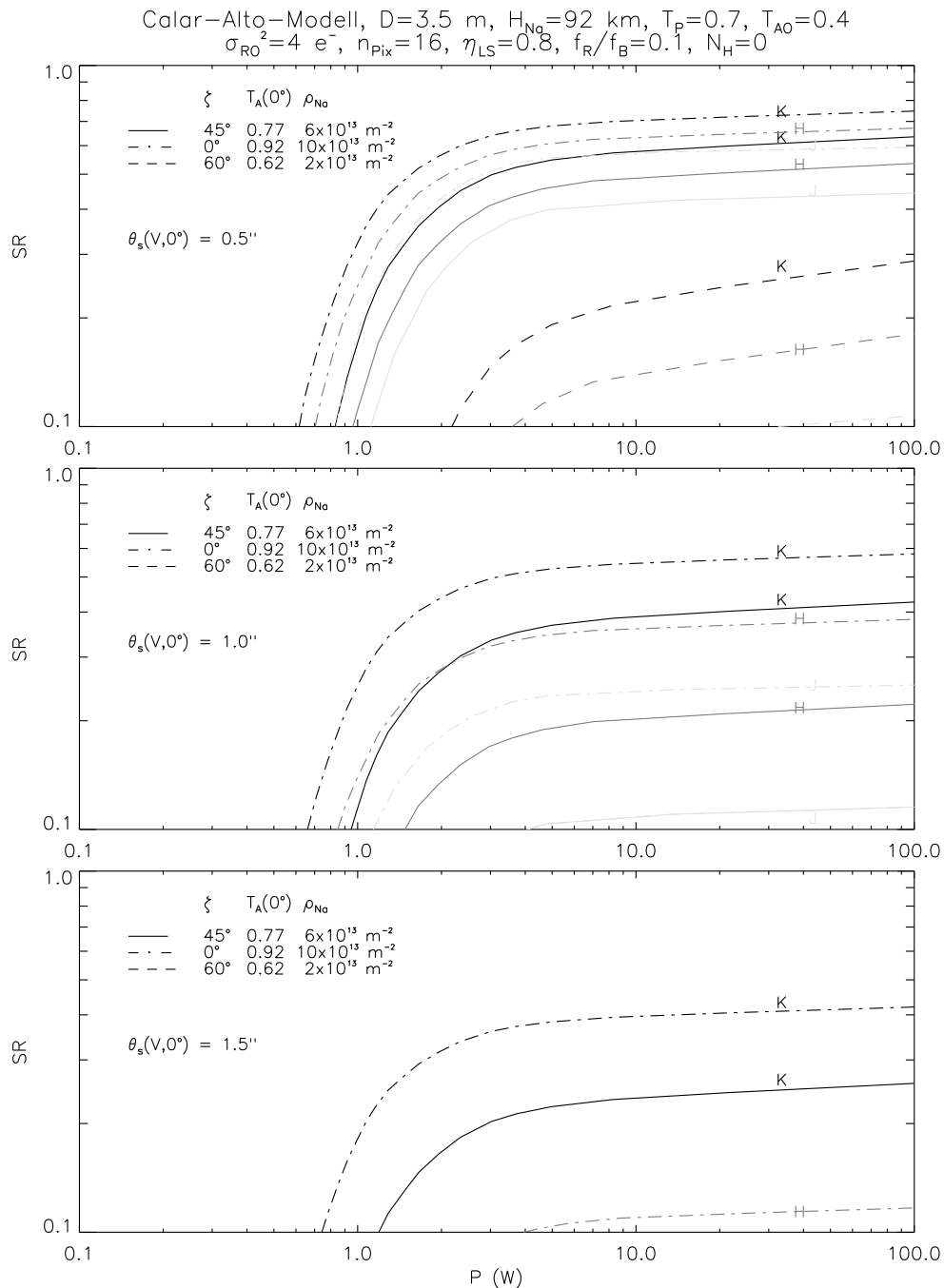


Abbildung 1.19: Erreichbare Strehl-Zahl  $SR$  in den drei Nahinfrarot-Bändern  $J$ ,  $H$  und  $K$  für die Korrektur der Störungen höherer Ordnung mit dem ALFA-System als Funktion der Laserausgangsleistung  $P$  für sehr gute, mittelmäßige und sehr schlechte Beobachtungsbedingungen. Für jede Laserleistung wurden die optimalen Werte für die Laserlinienbreite, den (hier als kontinuierlich veränderbar angenommenen) Subaperturdurchmesser und die Kompensationsbandbreite verwendet. Bei jedem der drei angegebenen Seeing-Werte im Calar-Alto-Modell wurde mit dem optimalen projizierten Laserstrahldurchmesser gerechnet.

Calar-Alto-Modell,  $D=3.5$  m,  $H_{\text{Na}}=92$  km,  $\rho_{\text{Na}}=6 \times 10^{13}$  m $^{-2}$ ,  $T_{\text{A}}(0^\circ)=0.77$   
 $T_{\text{P}}=0.7$ ,  $T_{\text{A0}}=0.4$ ,  $\sigma_{\text{RO}}^2=4$  e $^{-}$ ,  $n_{\text{Pix}}=16$ ,  $\eta_{\text{LS}}=0.8$ ,  $f_{\text{R}}/f_{\text{B}}=0.1$ ,  $N_{\text{H}}=0$

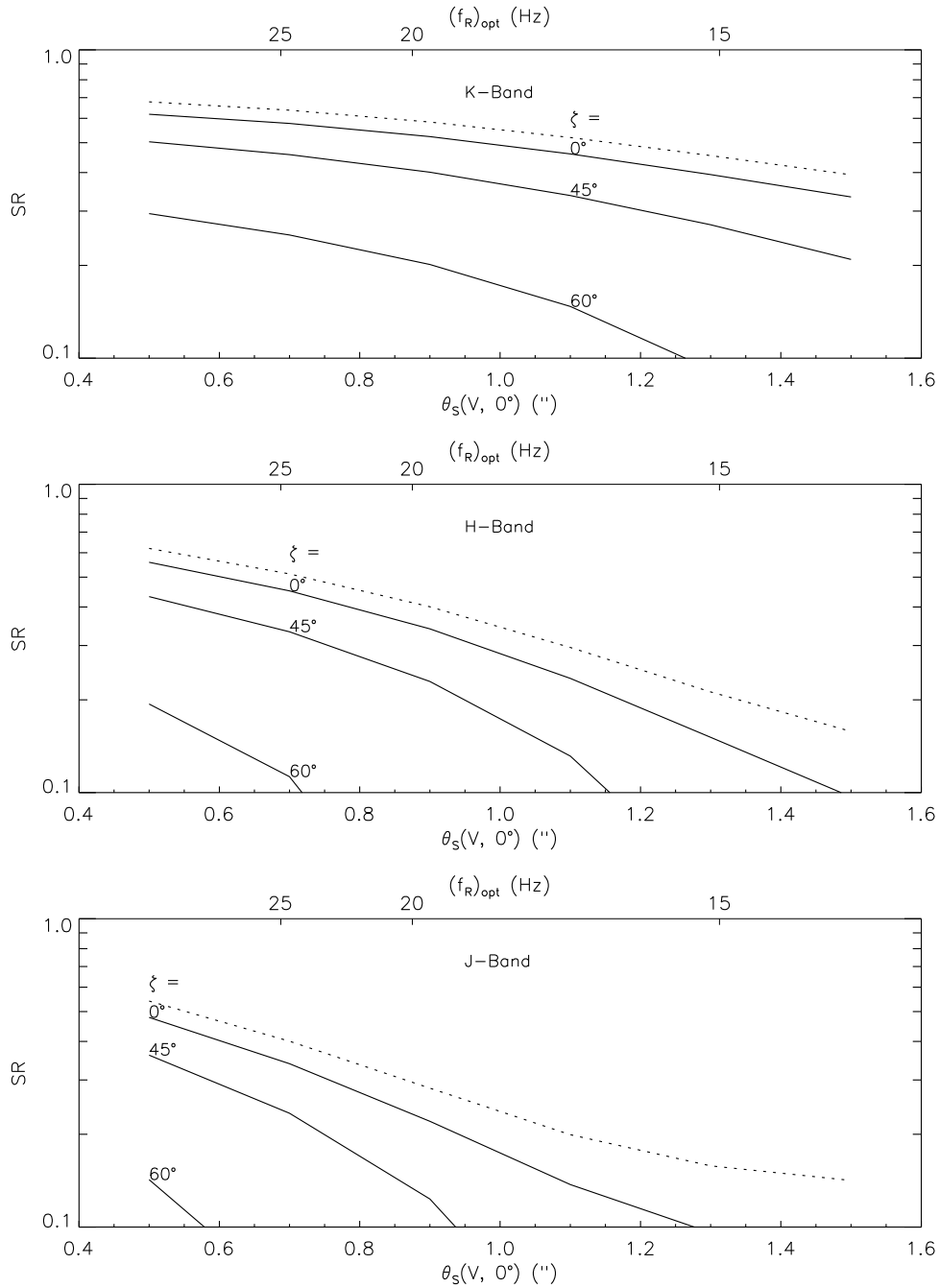


Abbildung 1.20: Erwartete Strehl-Zahl  $SR$  für die Korrektur der höheren Ordnungen mittels LLS in den drei Nahinfrarot-Bändern J, H und K für 4 W optimal projizierte Laserausgangsleistung in ALFA bei verschiedenen Zenitdistanzen als Funktion des Seeings  $\theta_S$ . Es wurde mit den mittleren Werten für die atmosphärische Transmission und die Natrium-Säulendichte gerechnet. Ebenfalls angegeben ist die (mittlere) optimale Kompensationsbandbreite  $(f_{\text{R}})_{\text{opt}}$  sowie das jeweils optimale Mikrolinsenarray. Für die Zenitdistanz von  $0^\circ$  ist zusätzlich die maximal erreichbare Strehl-Zahl bei Korrektur mit einem im V-Band gleich hellen natürlichen Leitstern gepunktet eingezeichnet.



Band	$d_S$ (m)	$(f_R)_{opt}$ (Hz)	$\sigma_{FA}^2$ (rad <sup>2</sup> )	$\sigma_{WFS}^2$ (rad <sup>2</sup> )	$\sigma_R^2$ (rad <sup>2</sup> )	$\sigma_{DM}^2$ (rad <sup>2</sup> )
K	0.5	18	0.03	0.35	0.29	0.27
J	0.7	20	0.06	0.51	0.40	0.46

Tabelle 1.10: Exemplarisches minimiertes Fehler-Budget für die Korrektur der atmosphärischen Störungen höherer Ordnung im K- und J-Band mit ALFA bei 4 W Laserausgangsleistung und einer Objekthöhe von 45°. Es wurden jeweils durchschnittliche Werte für die atmosphärische Transmission und die Natrium-Säulendichte angenommen. Für das K-Band wurde mit einem Zenit-Seeing von 1.0" im Sichtbaren gerechnet; für das J-Band wurde ein Seeing von 0.7" im V-Band angenommen. Ebenfalls angegeben ist der günstigste Subaperturdurchmesser sowie die optimale Regel-Bandbreite. Die Werte der anderen Systemparameter finden sich im Text.

optimal angepaßten Korrekturbandbreite ist die resultierende Strehl-Zahl für die Korrektur der Störungen höherer Ordnung in den drei Nahinfrarotbändern K, H und J in Abhängigkeit vom Seeing für 4 W Laserausgangsleistung im ALFA-System gezeigt. Dabei sind jeweils mittelgute Werte für die atmosphärische Transparenz beziehungsweise Natrium-Säulendichte angenommen. In Tab. 1.5.3.4 ist ein entsprechendes minimiertes Fehler-Budget für das K- und J-Band exemplarisch aufgeführt. Das Minimalziel von 25 % Strehl-Zahlbeitrag ist unter obigen Annahmen nach Abb. 1.20 bei einer Zenitdistanz von 60° nur im K-Band bei einem Seeing im Sichtbaren von besser als etwa 0.7" erreichbar. Bei Objekthöhen größer als 45° darf das Seeing im Sichtbaren für eine dementsprechend gute Korrektur im J-Band nicht schlechter als etwa 0.7", im H-Band nicht schlechter als etwa 0.9" und im K-Band nicht größer als etwa 1.4" sein. Eine überdurchschnittlich gute Durchsicht der Atmosphäre und eine höhere Natrium-Säulendichte als in Abb.1.20 angenommen, würde die letztgenannten Forderungen sehr stark entschärfen. Die Quanteneffizienz des WFS-Detektors, der optische Durchsatz des AO-Systems sowie des Laserstrahlprojektionssystems gehen mit dem gleichen Gewicht in die optimalen AO-Parameter beziehungsweise in das Fehler-Budget ein, wie die Natrium-Säulendichte und die atmosphärische Transmission, was die Bedeutung eines sorgfältig optimierten Lichtweges sowohl im AO-System einschließlich des Teleskops als auch im Laserstrahlprojektionssystem nochmals unterstreicht. Für die Zenitdistanz von 0° ist in Abb. 1.20 zusätzlich die maximal erreichbare Strehl-Zahl bei Korrektur mit einem im V-Band gleich hellen natürlichen Leitstern eingetragen. Diese ist immer größer, weil der natürliche Leitstern kleiner erscheint und breitbandig strahlt. Ist das wissenschaftliche Instrument im AO-System ein Spektrograph mit einer Spaltbreite doppelt so groß wie die volle Halbwertsbreite nach Gl. (1.77), kann nahezu die gesamte Energie im PSF-Kern, das heißt vom Betrag der Strehl-Zahl gesammelt werden.

Zusammengefaßt zeigt die Simulation, daß bereits ein 4-W-Laser überaus sinnvoll in einem AO-System an einem Teleskop der 4-m-Klasse einsetzbar ist. Gleichzeitig ist aber klar, daß dies nur der erste Schritt sein kann, um beugungsbegrenzte Aufnahmen über nahezu den gesamten Himmel unter möglichst vielen Beobachtungsbedingungen zu erzielen. Für eine möglichst hohe Effizienz der Beobachtung mit dem AO-System ist es unabdingbar, daß die Beobachtungsprioritäten gemäß den atmosphärischen Verhältnissen gesetzt werden: Bei gutem Seeing und guter Transparenz sollte immer der AO-Beobachtung der Vorzug gegeben werden; sonst sollte die Zeit uneingeschränkt den zur Zeit klassischen Aufnahmetechniken zur Verfügung stehen. Das hier formulierte Minimalziel einer Strehl-Zahl von 25 % ist eine sehr hohe Anforderung für eine Vielzahl von Beobachtungen. Die fortschreitende Verbesserung der bildverarbeitenden Methoden wird es mit Sicherheit in naher Zukunft erlauben, aus Punktverbreiterungsfunktionen mit einer Strehl-Zahl um nur 15 % das volle Auflösungsvermögen des Teleskops zu rekonstruieren, und das auch bei nur schwachen Signal-zu-Rausch-Verhältnissen in den Objektdaten (Christou 1995). Dies wird die Einsatzmöglichkeiten eines 4-W-Natrium-Lasers an einem Teleskop der 4-m-Klasse sowohl im Nahinfraroten als auch bei kürzeren Wellenlängen nochmals steigern.

# Kapitel 2

## Das Laserleitstern-System von ALFA

### 2.1 Übersicht

Abb. 2.1 gibt einen Überblick über die wichtigsten Komponenten des LLS-Systems in ALFA. Das LLS-System setzt sich aus dem eigentlichen Laser, dem Projektionsteleskop und dem Strahltransportsystem zum Eingang desselben, sowie der dazugehörigen Steuer- und Regelungselektronik zusammen. In den folgenden drei Abschnitten werden diese Bestandteile kurz vorgestellt. Danach wird auf Farbstofflaser im allgemeinen und auf die Optimierung des ALFA-Lasers im besonderen, einschließlich seiner Frequenzstabilisierung, eingegangen. Anschließend wird die Laserstrahl-Projektion detailliert beschrieben, bevor am Ende dieses Kapitels Messungen am LLS behandelt werden.

#### 2.1.1 Die Laseranlage

Der ALFA-Laser zum Anregen der Natrium D<sub>2</sub>-Linie ist ein dauerstrichbetriebener Hochleistungs-Farbstoffringlaser. Der Farbstofflaser wird von einem Argon-Ionenlaser mit 25 W im blaugrünen Spektralbereich gepumpt. Die typische Einmoden-Ausgangsleistung des Farbstofflasers beträgt 4.5 W in der transversalen Grundmode. Diese Leistung entspricht einer äquivalenten Leitstern-Helligkeit im V-Band von 8.5 bis 12 mag, je nach Zenitdistanz und Säulendichte der mesosphärischen Natrium-Atome (eine mittelmäßige atmosphärische Transmission vorausgesetzt). Da der Farbstofflaser für einen stabilen Betrieb ortsfest aufgebaut werden muß, wurde er zusammen mit dem Pumplaser auch aus Sicherheitsgründen in einer separaten, feuerfesten Kabine um den Coudé-Fokus, einem ortsfesten 3.5-m-Teleskopfokus, installiert.

In Abb. 2.2 ist die Laseranlage im Coudé-Geschoß schematisch detaillierter dargestellt. Der Farbstoff- und der Pumplaser sind zusammen mit Optiken zur Strahlformung und Diagnose (Strahlage, Strahlqualität und Laserfrequenz) auf einer schwingungs isolierten optischen Bank aufgebaut. Die optische Bank befindet sich geschützt unter einem Gestell mit an den Seiten entfernt angebrachten Plexiglasscheiben. Oberhalb des Farbstofflaserresonators ist ein Laminar-Flow-Modul angebracht (Reinheitsklasse 100), das den Resonator vor Staub- und Schmutzeintrag schützt. Dies ist eine wichtige Schutzmaßnahme, da die Ausgangsleistung linear mit den Verlusten im Resonator sinkt. Die Laserkabine selbst wird mit entfeuchteter Luft der Reinheitsklasse 1000 auf  $\pm 1^\circ$  temperiert. Aus Sicherheitsgründen ist der Wärmetauscher für die Pumplaserkühlung und das Badthermostat für die Farbstoffkühlung in einer separaten, an die Laserkabine angrenzenden Kabine untergebracht. An diese Kabine schließt sich eine weitere Kabine mit der Hauptstromversorgung des Pumplasers an.

Am Ausgang des Pumplasers werden 7 % seines Lichts mit dem Fenster 2W (Abb. 2.2) ausgekoppelt, um einen Pilotlaserstrahl mit ausreichend Leistung zur Kontrolle der Strahleinfädung



Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des LLS-Systems von ALFA am 3.5-m-Teleskop auf Calar Alto. Es können im wesentlichen vier Untersysteme unterschieden werden: Die Laseranlage im Coudé-Geschoß, das Laserstrahl-Transportsystem, das Projektionsteleskop mit seinen Diagnoseeinrichtungen, sowie die Luftraum-Überwachungskamera hinter dem Sekundärspiegel des großen Teleskops.

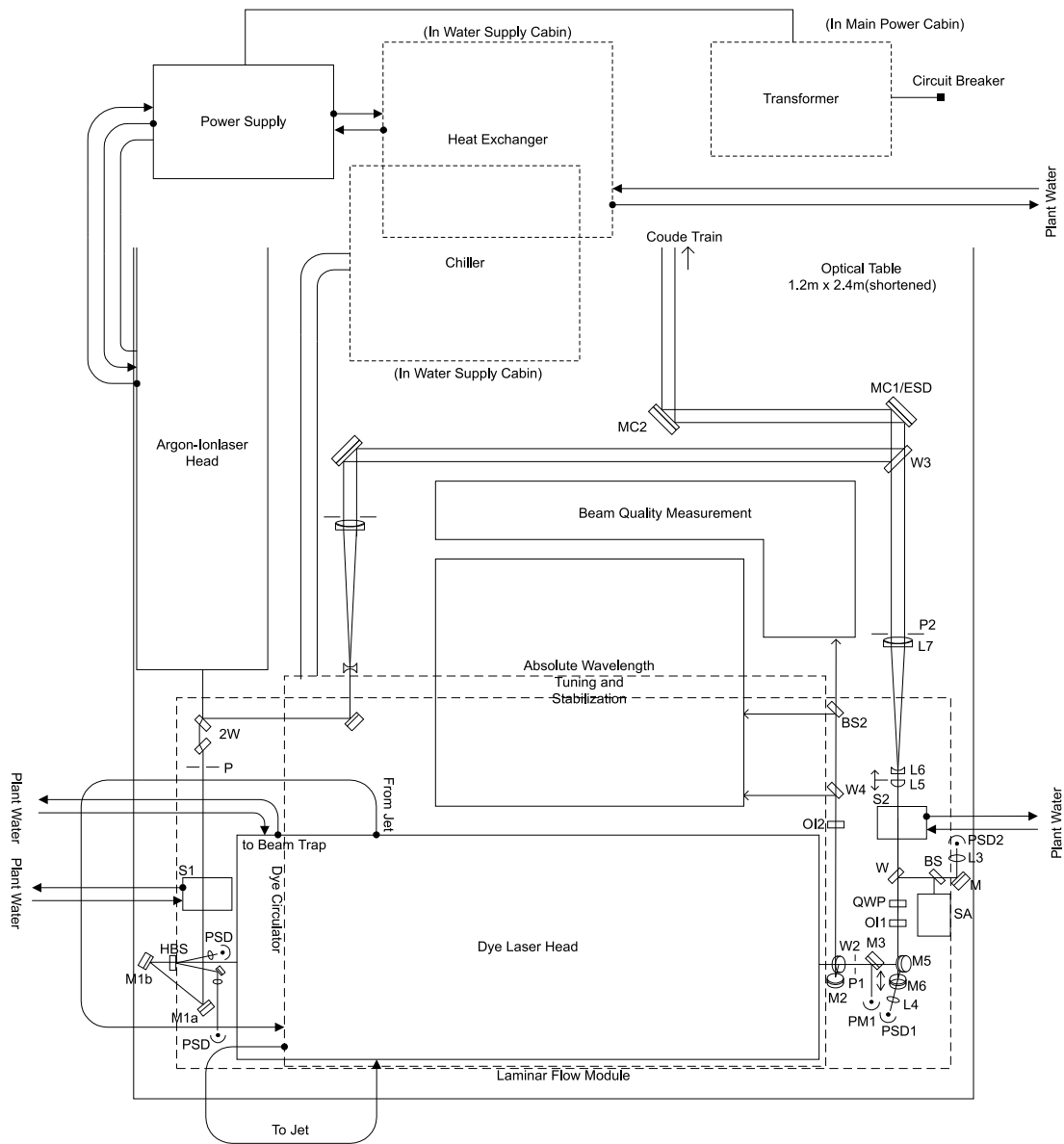


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau der optischen Bank der ALFA-Laseranlage einschließlich Versorgungseinrichtungen im Coudé-Labor. Die Bedeutung der einzelnen Bestandteile auf der Bank ist im Text erklärt. Der Farbstofflaser-Resonator wird von oben von einer Clean-Box geschützt; unterhalb von ihm ist der Farbstoffpumpstand installiert. Der Aufbau des Farbstofflasers mit Diagnoseeinrichtungen ist in den Kapiteln 2.2 bis 2.4 dargestellt. Auf das Laserstrahl-Transportsystem, von dem hier nur der untere Teil schematisch dargestellt ist, wird in Kap. 2.5 näher eingegangen.

in den Coudé-Pfad zur Verfügung zu haben (s. Kap. 2.5.3). Der Shutter S1 schließt automatisch im Falle einer Störung im Farbstoffkreislauf. M1a und M1b sind plane Faltspiegel, die das vertikal polarisierte Pump Laserlicht in den Farbstofflaserkopf lenken. Die Strahl Lage wird mit einem holographischen Strahlteiler gemessen. Die beiden gebeugten Probestrahlen der ersten Ordnung werden mit Linsen auf positionsempfindliche Photodetektoren (Position Sensitive Devices<sup>1</sup>, PSDs) abgebildet. Ein PSD ist intrafokal positioniert und mißt die Strahlzentrierung. Das andere PSD sitzt im Fokus und mißt die Strahlverkipfung. Diese elektronische Referenzstrahl Lage ermöglicht eine einfache und reproduzierbare Nachjustierung des Pumpstrahls.

Am Ausgang des Farbstofflasers wird mittels W2 1.5 % des vertikal polarisierten Lichts für die Frequenz- und Strahlanalyse ausgekoppelt, bevor der Laserstrahl über die Faltspiegel M5 und M6 in das Strahltransport-/Projektionssystem gelenkt wird. Dieses beginnt mit dem Shutter S2, der im Falle eines Alarms automatisch schließt. Durch den Einsatz von zwei Faltspiegeln ist die vollständige Kontrolle der Farbstofflaser-Strahl Lage gewährleistet. Der Bruchteil des Lichts, das der dielektrisch beschichtete, beidseitig polierte Spiegel M6 durchläßt, wird auf das PSD1 fokussiert, die den ersten Punkt auf der Strahlachse mißt. Der zweite Achsenpunkt wird mittels dem PSD2 gemessen, das in großer Entfernung zu M6 liegt, um die Kopplung beider Positionsmessungen zu minimieren. Mittels des Fehlersignals von PSD1(2) wird dann M6(5) eingestellt. Im ausgekoppelten Licht befindet sich desweiteren ein optisches Spektrum-Analysegerät zur Überwachung der longitudinalen Modenstruktur des Lasers.

Nach dem Shutter folgt ein optischer Isolator und die elektronisch kontrollierte  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte QWP, mit der zirkular-polarisiertes Licht am Ausgang des Projektionsteleskops unabhängig von der Teleskopstellung erzeugt wird. Mit dem Vario-Strahlaufweiter L5/L6/L7 kann der Laserstrahl dem Seeing angepaßt auf verschiedene kollimierte Strahldurchmesser voraufgeweitet werden. Über den Strahlteiler W3 wird der ebenfalls aufgeweitete Pilotlaserstrahl auf die Achse des voraufgeweiteten Farbstofflaserstrahls gelegt. W3 dient gleichzeitig als Fenster zwischen dem Coudé-Labor und dem Teleskopdom um das Strahl-Seeing zu minimieren.

### 2.1.2 Die Laserstrahlprojektion

Für den Transport des voraufgeweiteten Laserlichts zum Projektionsteleskop wird der untere, fokusnahe Abschnitt des Coudé-Strahlengangs in umgekehrter Richtung benutzt: Mit zwei Planspiegeln (MC1/ESD und MC2 in Abb. 2.1 beziehungsweise 2.2) in der Laserkabine wird der Laserstrahl auf die Coudé-Achse gelegt. Der teleskopgesteuerte Planspiegel S5, durch den die verlängerte Stundenachse des 3.5-m-Teleskops läuft, gleicht im Nachführbetrieb die Teleskopbewegung aus. Der Planspiegel S4 sitzt auf der Deklinationssachse des Teleskops. Von dort wird der Laserstrahl mittels des planen Umlenkspiegels MT1 unmittelbar vor dem 3.5-m-Spiegel aus diesem Teil des Coudé-Pfads abgegriffen und mittels dreier weiterer planer Umlenkspiegel (MT2 bis MT4) am Hauptspiegel vorbei zum Eingang des Projektionsteleskop geführt.

Das Projektionsteleskop hat die Aufgabe, den Laserstrahl in die mesosphärische Natriumschicht zu fokussieren und den LLS am Himmel stabil zu positionieren. Bei MT1, also am Ende des benutzten Coudé-Strahlengangs sowie am Eingang zum Projektionsteleskop und am unmittelbaren Ausgang desselben befinden sich Meßeinheiten zur Strahlagen-Messung und Laserstrahlanalyse.

Hinter dem Sekundärspiegel des Hauptteleskops befindet sich ein CCD-Kamerasystem (ALIFENS), welches einen etwa 20° großen Himmelsausschnitt auf sich bewegende Objekte hin untersucht. Droht ein Objekt sich in den Laserstrahl zu bewegen, der das Teleskopgebäude verläßt, wird der Laserstrahl automatisch abgeblockt. Aus Gründen der Sicherheit und um Störungen durch die Luftturbulenz in der Kuppel zu minimieren, verläuft der Laserstrahl von der Laserkabine bis zum Ausgang des Projektionsteleskop in Metallröhren.

<sup>1</sup>Das sind großflächige, rechteckige Photodioden mit Elektroden an den Rändern. Die Laufzeitunterschiede der erzeugten Photoelektronen zu gegenüberliegenden Elektroden werden als Maß für den Schwerpunkt des Auftreffpunktes des Lichtstrahls herangezogen.

### 2.1.3 Die Steuer- und Regelungselektronik

Alle wichtigen Komponenten des LLS-Systems sind fernsteuerbar und verschiedene Regelschleifen stabilisieren die Laserfrequenz, die Strahleinfädung in das Projektionsteleskop sowie das optimale Bild des LLS auf dem Wellenfrontsensor. Die Steuer- und Regelungssoftware ist auf insgesamt drei VMEBus-Rechnern, die unter dem Echtzeit-Betriebssystem VxWorks laufen, und zwei UNIX-Workstations implementiert. Diese Unterteilung garantiert eine hohe Zuverlässigkeit des Gesamtsystems und erleichtert die Hardware und Software-Pflege und Erweiterung. Die Kommunikation innerhalb und zwischen den einzelnen Untersystemen bedient sich verschiedener Mechanismen. Dies schließt ein verteiltes Echtzeit-Datenbanksystem (Experimental Physics and Industrial Control System, EPICS) sowie Shared-Memory-Konzepte für den lokalen schnellen Datenaustausch ein.

Abb. 2.3 und 2.4 zeigen das elektronische Blockdiagramm für die Komponenten im Coudé-Labor beziehungsweise am eigentlichen Teleskop. Es können vier Untersysteme unterschieden werden, die jeweils von einem Rechner kontrolliert werden, welche wiederum über Ethernet kommunizieren. Der VMEBus-Rechner in der Laserkabine kontrolliert den Pump- und den Farbstofflaser sowie Teile der Regelschleifen für den unteren Abschnitt des Strahltransportsystems. Auf einer der in der Laserkabine befindlichen Workstations ist die Software für die graphische Benutzeroberfläche zur Steuerung des gesamten LLS-Systems installiert. Die Kontrollsoftware für ALIENS läuft aus Sicherheitsgründen auf einer separaten Workstation. Der VMEBus-Rechner hinter dem Hufeisen der Teleskopmontierung kontrolliert die untere und obere Laserstrahlregelung und verteilt alle anfallenden Video-Signale. Der VMEBus-Rechner am Projektionsteleskop kontrolliert die untere und obere Strahlagemessung sowie alle Diagnose-Instrumente des Projektionssystems.

## 2.2 Der Farbstofflaser

### 2.2.1 Allgemeines

Zu den hervorragenden Eigenschaften von Farbstofflasern zählt die weite kontinuierliche Durchstimmbarkeit sowie die schmale Emissionsbreite, die mit Einmoden-Ringlasern erzielt werden kann. Diese Eigenschaften machen den Farbstofflaser zu einer der bedeutendsten kohärenten Lichtquelle für spektroskopische Untersuchungen an Atomen und Molekülen.

Der Entwurf eines jeden Farbstofflasers wird natürlicherweise grundlegend von den photochemischen und -physikalischen Eigenschaften der gelösten organischen Farbstoffmoleküle bestimmt, die das aktive Lasermedium darstellen. Abb. 2.5 zeigt das Energieniveauschema eines Farbstoffmoleküls zusammen mit den für den vorliegenden Laser grundsätzlich relevanten Übergängen, auf die im nächsten Kapitel näher eingegangen wird. Wegen der Wechselwirkung mit den Lösungsmittelmolekülen sind die Vibrations- und Rotationsniveaus eines Farbstoffmoleküls so stark stoßverbreitert, daß sie überlappen. Daraus resultiert ein breitbandiges Emissionsspektrum ohne scharfe Linien. Das Emissionsband zeigt sich dabei als rotverschobenes Spiegelbild des Absorptionsbandes. Diese Verbreiterung ermöglicht einerseits die breitbandige Abstimbarkeit von Farbstofflasern, bedeutet andererseits aber auch, daß die Lebensdauer der angeregten Zustände sehr kurz ist. Dies hat zur Folge, daß hohe Pumpintensitäten zum Erreichen einer Besetzungszahlumkehr im oberen Laserniveau erforderlich sind. Im Wellenlängenbereich, in dem das Absorptions- und Emissionsband überlappen, ist Laserbetrieb wegen der Wiederabsorption fast nicht möglich.

In Abb. 2.6 ist das Absorptions- und Emissionsspektrum des Farbstoffs Rhodamin 6G (Rh6G) dargestellt. Ein mit diesem Farbstoff betriebener Laser kann über den Wellenlängenbereich von 560 bis 640 nm abgestimmt werden, mit der maximalen Fluoreszenz um 575 nm. Diese Tatsache, zusammen mit der grundsätzlich sehr hohen Quantenausbeute bei Rh6G und seiner hohen photochemischen Beständigkeit gegenüber optischer Bestrahlung, machen diesen Farbstoff zur ersten Wahl für die vorliegende Anwendung.

Die exakte Lage der spektralen Maximas in Abb. 2.6 hängt von der Farbstoff-Konzentration,

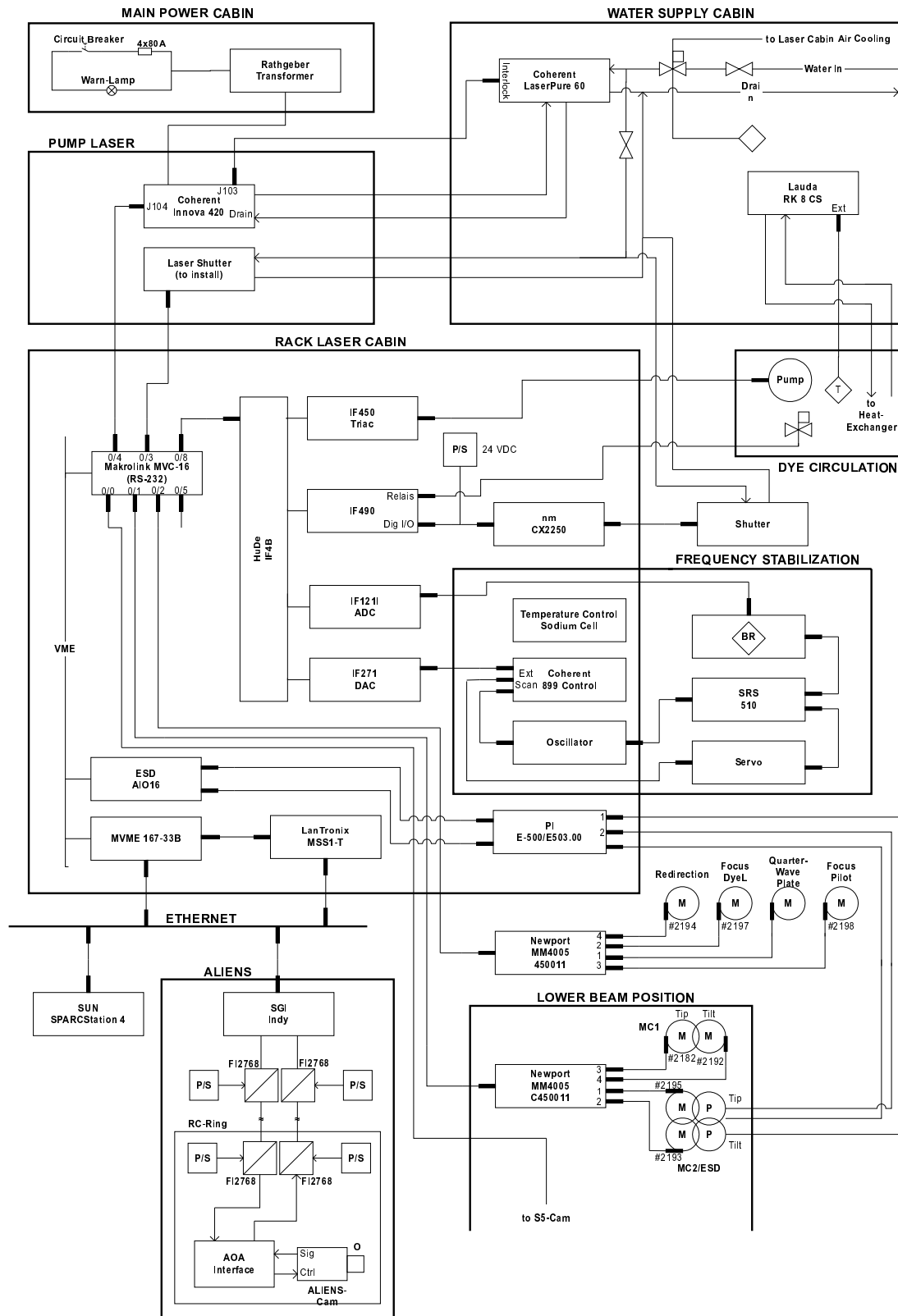


Abbildung 2.3: Elektronisches Blockdiagramm der LLS-Anlage.

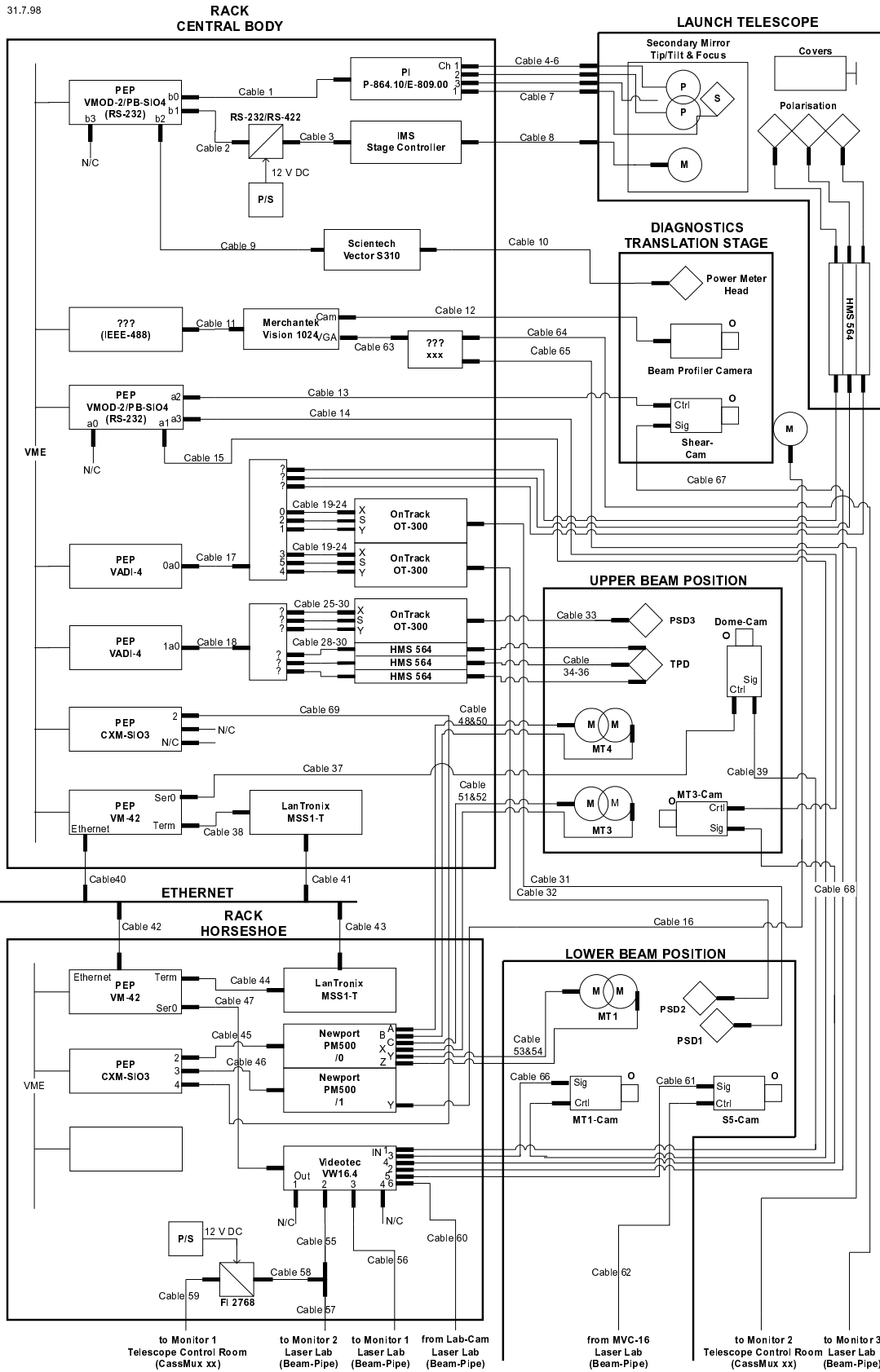


Abbildung 2.4: Elektronisches Blockdiagramm der LLS-Anlage (Fortsetzung).



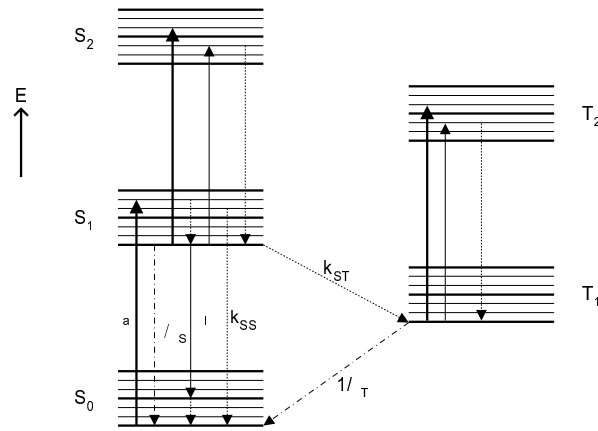


Abbildung 2.5: Schematisches Energieniveau-Diagramm eines Farbstoffmoleküls. Dargestellt sind die Vibrations- und Rotationsniveaus der elektronischen Singlett(S)- und Triplet(T)-Zustände. Die durchgezogenen fetten Pfeile symbolisieren pump-laserinduzierte Übergänge, die dünneren farbstoffinduzierte. Strichpunktirt dargestellt sind spontane Strahlungsübergänge, und punktiert strahlungslose Übergänge, die durch Wechselwirkung mit Lösungsmittelmolekülen zustande kommen. Auf die eingetragenen, für die vorliegende Anwendung relevanten Wirkungsquerschnitte ( $\sigma$ ), Übergangsraten durch spontanen Zerfall ( $1/\tau$ ) und Stoßwechselwirkung ( $k$ ) wird im nächsten Kapitel näher eingegangen.

vom Lösungsmittel und dessen Temperatur ab. Für die Genauigkeit der in Kap. 2.3 vorgenommenen Analysen zur Ausgangsleistung und dem Farbstoffkreislauf ist es aber ausreichend, den in Abb. 2.6 angegebenen spektralen Verlauf der Wirkungsquerschnitte auch für die in diesen Kapiteln behandelten Lösungsmittel-Parameter zu verwenden. Tab. 2.1 faßt die Wirkungsquerschnitte und Lebensdauern der wichtigsten Übergänge in Rh6G nochmals zusammen.

### 2.2.2 Der Farbstofflaser von ALFA

Die in Kap. 1.4 geschilderten Anforderungen an einen Laser für Natrium-LLS werden bei den heute kommerziell erhältlichen CW-Farbstofflasern nicht alle gleichzeitig erfüllt, da man hier mit einem Kompromiß einen möglichst großen Anwenderkreis erreichen will. Ein kommerzieller Laser mußte deshalb optimiert werden, um für die vorliegende Anwendung brauchbar zu sein. Nachdem der Farbstofflaser-Markt gründlich studiert wurde, fiel die Entscheidung auf das Modell *Coherent 899* als Basis.

In Abb. 2.7 ist der Farbstofflaserkopf mit der optimierten Resonatorgeometrie dargestellt. Die von mir durchgeführten notwendigen Änderungen und Modifikationen an diesem Laser für einen optimalen Einsatz als Lichtquelle für einen künstlichen Leitstern betrafen das aktive Medium, die Pumpgeometrie, die Auskopplung, und die Frequenzselektion im Resonator.

Im folgenden wird die Funktionsweise der in Abb. 2.7 eingetragenen Komponenten beschrieben. Der Resonator ist in einer Ringkonfiguration aufgebaut. Alle Resonatorkomponenten sind aus Gründen der thermischen und mechanischen Stabilität justierbar auf einer Invar-Stange montiert. P1 ist ein sphärischer Spiegel, der den Pump-laserstrahl in den frei strömenden Farbstoffstrahl (im folgenden als Jet bezeichnet) fokussiert. BT ist eine wassergekühlte Strahlfalle, die das nichtabsorbierte Pumplicht auffängt. M1 ist ein sphärischer Spiegel, der zusammen mit dem sphärischen Spiegel M3 die Strahltaile der Farbstofflasermode an die des fokussierten Pump-laserlichts anpaßt. M3 ist auf auf einem Piezokristall montiert um die Resonatorlänge schnell über kleine Frequenzintervalle kontrollieren zu können. A ist eine Lochblende mit der die transversale Laser-Mode kontrolliert wird. M5 ist ein sphärischer Faltspiegel zum Aufbau

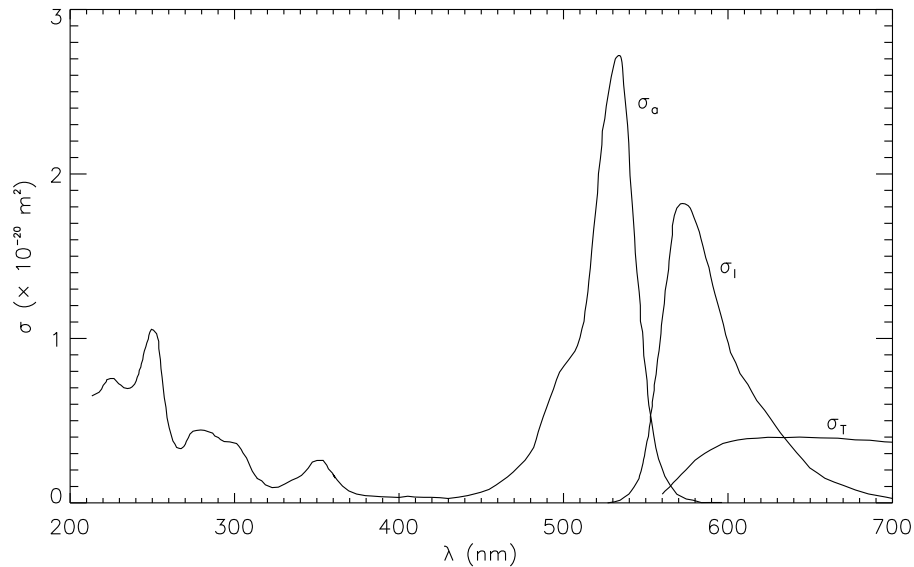


Abbildung 2.6: Spektrophotometrisch ermittelte Wirkungsquerschnitte für die Absorption aus dem Singlett-Grundzustand,  $\sigma_a$ , und für die stimulierte Emission aus dem ersten angeregten Singlett-Zustand,  $\sigma_i$ , von Rh6G in  $\text{H}_2\text{O}$ . Der Triplett-Absorptionswirkungsquerschnitt  $\sigma_T$  wurde für eine Ethanol-Lösung gemessen (nach Snavley 1977 und Drexhage 1977).

der Ringstruktur. M4 ist ein planer Auskoppelspiegel. Die unter dem Brewster-Winkel stehende Glasplatte BP1 kompensiert den Astigmatismus von M5 und M1. BP2 ist eine weitere Brewster-Platte zur Kompensation.

Damit der Laser mit einer laufenden Welle oszilliert, die sich nur entlang einer Richtung des Resonatorringes ausbreitet (nämlich gegen den Uhrzeigersinn in Abb. 2.7), wird eine optische Diode OD eingesetzt. Diese rotiert die Polarisationsrichtung der sich ausbreitenden, linear polarisierten Lasermode nur für eine der beiden möglichen Ausbreitungsrichtungen und sorgt damit in einer Umlaufrichtung für geringfügig höhere Verluste im Resonator, durch die die Laseroszillation in dieser einen Richtung unterdrückt wird. Die optische Diode kombiniert den Faraday-Effekt in einer Brewsterplatte aus SF-2 Glas, welche sich in einem starken Magnetfeld befindet, mit der normalen optischen Aktivität einer dünnen Brewster-Quarzplatte. Die Faraday-Drehung im SF-2 Glas macht die Polarisationsdrehung nicht umkehrbar (im Gegensatz zur Quarzplatte), da hier die Drehung unabhängig von der Ausbreitungsrichtung des Lichts durch das Material ist.

Gegenüber Linearlasern mit stehenden Wellen haben Ringlasern mit laufenden Wellen den Vorteil, daß sie die verfügbare Verstärkung im aktiven Medium besser ausnutzen und bei höherer Ausgangsleistung im Einmodenbetrieb betrieben werden können. Denn im aktiven Medium von Linearlasern gibt es an den Knoten der stehenden Welle Bereiche ungesättigter Verstärkung. Diese begrenzen die Ausgangsleistung auf relativ geringe Werte bevor benachbarte longitudinale Moden anschwingen. Ein Unterdrücken dieses Effekts für Einmodenlaser erfordert Etalons als Frequenzfilter, die eine hohe Finesse besitzen, was zu erhöhten Verlusten im Resonator und damit zu einer sinkenden Effizienz des Lasers führt. In Ringlasern hingegen füllt das elektromagnetische Feld der laufenden Welle das aktive Medium homogen aus, womit die Lasereffizienz erhöht wird.

Die Oszillationsfrequenz des Lasers wird über frequenzabhängige Verluste im Resonator kontrolliert. Letztere werden durch polarisationsempfindliche Elemente beziehungsweise interferometrisch bewirkt. Die Hierarchie der Frequenzwahl startet am breitbandigen Ende mit einem um

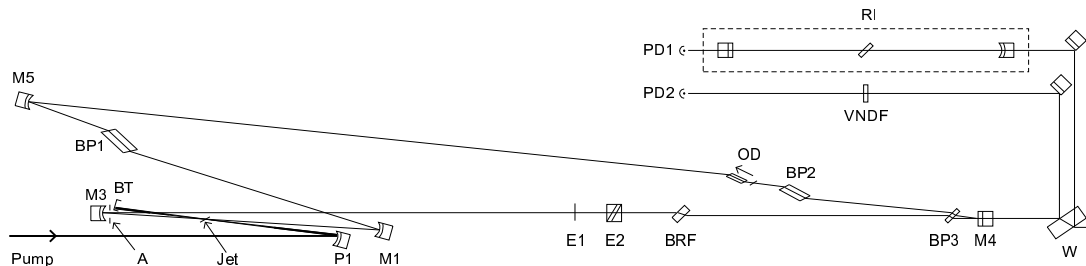


Abbildung 2.7: Resonatorkonfiguration des optimierten Farbstofflasers (Maßstab 1:5).

seine Normale drehbaren, doppelbrechenden Dreiplatten-Filter (BRF) von 1700 GHz FWHM. Das BRF wird gefolgt von zwei Etalons mit steigender Auflösung. Das verkippbare dünne Etalon E1 (0.5 mm dick) hat einen freien Spektralbereich (FSR) von 225 GHz und eine Finesse von zwei. Diese niedrige Reflektivität gewährleistet wegen der damit verbundenen geringen Anzahl dielektrischer Schichten minimale Verluste durch Absorption im Resonator. Das dicke Etalon E2 (10 mm dick) hat einen FSR von 10 GHz und ebenfalls eine Finesse von zwei. Mit dem BRF allein erreicht man eine effektive Laserlinienbreite von etwa 2 GHz. Zusammen mit der Transmission des dicken Etalons kann eine einzige longitudinale Mode ausgewählt werden. Der Überlapp der Transmissionsmaximas des BRF und des dünnen Etalons E1 reduziert die effektive Laserlinienbreite auf 360 MHz und dient dazu Modensprünge beim Wellenlängenabstimmen zu vermeiden. Das dicke Etalon ist aus zwei, unter dem Brewsterwinkel geschnittenen Littrow-Prismen aufgebaut, die auf Piezoringen montiert sind. Diese Konstruktion verbindet die Vorteile von Einzelplatten-Etalons [keine Antireflexvergütung notwendig, geringe Walk-Off Verluste (s. Kap. 2.3.3)] mit dem Vorteil der Abstimbarkeit wie bei Etalons mit Luftspalt.

Um den Laser auch auf Frequenzen zwischen den longitudinalen Moden abstimmen zu können, kann die Resonatorlänge mittels der drehbaren Glasplatte BP3 kontinuierlich über ein Frequenzintervall von 30 GHz geändert werden. Die Position der Brewsterplatte am Scheitelpunkt des Ringes minimiert das Strahlwandern und Schwankungen in der Ausgangsleistung während der Wellenlängenabstimmung.

Die instantane Linienbreite einer einzelnen longitudinalen Resonatormode beträgt einige Hz. Die effektive Linienbreite hingegen wird durch Schwankungen in der optischen Resonatorlänge bestimmt. Diese können durch mechanische oder akustische Störungen, etwa Vibrationen und Luftturbulenzen, hervorgerufen werden. Durch die Montage der Resonatorkomponenten auf Invar erreicht man eine passive Stabilisierung der Laserfrequenz auf etwa 20 MHz Standardabweichung. Um die Resonatorlänge und damit die Laserfrequenz auf kurzen Zeitskalen aktiv auf noch schmalere Linienbreiten zu stabilisieren, werden 1.4 % des Laserlichts am Ausgang mittels des Fensters W durch ein Referenz-Interferometer RI geführt. Dieses ist ein temperatur- und druckstabilisiertes, abstimmbares, konfokales Fabry-Perot Interferometer (FSR 1 GHz, Finesse 3). Eine Abweichung der Laserfrequenz ändert die mit dem Photodetektor PD1 gemessene Transmission. Das verwendete Fehlersignal ist die Differenz zwischen diesem Signal und dem Signal der Laserleistung, die mit dem Detektor PD2 gemessen wird. Der Neutralfilter im Referenzarm ist dabei so eingestellt, daß obige Differenz verschwindet, wenn der Laser so abgestimmt ist, daß die Transmission durch das Interferometer bei dieser Frequenz genau die Hälfte der maximalen Transmission beträgt. Dies gewährleistet einen kontinuierlich monotonen Frequenz-Diskriminator für Frequenzabweichungen kleiner als die Hälfte der FWHM der Transmissionsspitzen des Interferometers. Das Fehlersignal von schnellen ( $< 2.0$  KHz) aber kleinen Frequenzschwankungen ( $< 0.1$  GHz), wird dann durch M3 korrigiert. Große, aber langsamere ( $< 100$  Hz) Fehlersignale gehen an die drehbare Glasplatte BP3.

Unvermeidbare Driften im Referenzinterferometer sowie die absolute Wellenlängenabstimmung erfordern eine weitere Stabilisierung auf langen Zeitskalen mittels einer Atomdampfzelle, auf die in Kap. 2.4 näher eingegangen wird.

## 2.3 Die Optimierung des Farbstofflasers

Die Einmoden-Ausgangsleistung des kommerziellen Farbstofflasers ist auf etwa zwei Watt in der transversalen Grundmode begrenzt, was den regulären Einsatz des Lasers als Quelle des künstlichen Leitsterns nach Kap. 1.5.3.4 deutlich einschränken würde.

Im folgenden werden die die Ausgangsleistung grundsätzlich limitierenden Faktoren eines Farbstofflasers im Dauerstrichbetrieb untersucht, bevor in den beiden nachfolgenden Abschnitten auf die Umsetzung der gewonnenen Erkenntnisse am vorliegenden Laser eingegangen wird.

### 2.3.1 Theoretische Betrachtungen zur Ausgangsleistung

Für die Ausgangsleistung  $P_d$  des Dauerstrich-Farbstofflasers gilt:

$$P_d = tS_d I_d . \quad (2.1)$$

Hierbei ist  $t$  die Transmission des Auskoppelspiegels,  $I_d$  die Intensität (Leistung pro Flächeneinheit) des Laserlichts im Resonator und  $S_d = n\pi w_d^2$  die Querschnittsfläche des Farbstofflaserstrahls im aktiven Medium mit Brechungsindex  $n$  und mit  $w_d$  als dem Radius des Farbstofflaserstrahls unmittelbar vor Eintritt in das aktive Medium. Da sowohl das Farbstofflaserlicht als auch das Pumplaserlicht im aktiven Medium fokussiert sind, ist die Divergenz beider Laserstrahlen dort minimal (s. Kap. 2.5.2.1). Deshalb kann die zur Strahlachse transversale Intensitätsverteilung dort als konstant angesehen werden. Für eine TEM<sub>00</sub>-Mode entspricht  $I_d$  der über den Strahlradius gemittelten gaußförmigen Intensitätsverteilung, was genau die Hälfte der maximalen Intensität auf der Strahlachse ist (s. Kap. 2.5.2.1).

Der Faltspiegel M3 (Abb. 2.7) wird „Off-Axis“ genutzt. Der daraus resultierende Astigmatismus in seinem Fokus kann durch den Astigmatismus den das aktive Medium erzeugt, das unter dem Brewster-Winkel relativ zum Farbstofflaserstrahl steht, ausgeglichen werden. Dies erfordert einen bestimmten Faltwinkel,  $2\theta$ , zwischen den Achsen M4-M3 und M3-M1. Sei  $R_{M3}$  der Krümmungsradius des Faltspiegels M3 und  $d$  die Dicke des aktiven Mediums (im vorliegenden Fall die Dicke des Farbstoff-Jets). Dann folgt  $\theta$  aus der Relation (Kogelnik et al. 1972):

$$\frac{2d(n^2 - 1)(n^2 + 1)^{1/2}}{n^4} = R_{M3} \tan \theta \sin \theta \quad (2.2)$$

Der Astigmatismus von M5 und M1 wird durch das Brewster-Element zwischen M5 und M4 kompensiert (s. Abb. 2.7).

Für  $w_d$  beziehungsweise  $S_d$  läßt sich der analoge Zusammenhang verwenden, der in Kogelnik et al. (1972) für einen drei-elementigen, gefalteten Resonator angegeben ist. Wenn wie im hier vorliegenden Farbstofflaserresonator der Abstand der kollimierten Strahlteile vom flachen Auskoppelspiegel einen von Null verschiedenen Wert  $l_T$  besitzt (hier  $l_T = 140$  mm), folgt

$$S_d \approx \frac{n\lambda_d R_{M1}^2}{4(L_R + l_T - 2R_{M1})} \quad (2.3)$$

Darin ist  $\lambda_d$  die Farbstofflaserwellenlänge und  $L_R$  die optische Weglänge für einen Lichtumlauf im Farbstofflaserresonator (hier  $L_R = 1700$  mm).

#### 2.3.1.1 Die Laserbedingung

Damit der Laser oszilliert, muß bei einem Umgang des Lichts im Resonator die Verstärkung im aktiven Medium die Verluste im Resonator mindestens ausgleichen. Ist eine Besetzungsinversion in den Laserniveaus vorhanden, lautet die Schwellenbedingung für einen Ringresonator mit laufender Welle

$$(1 - V - t) \exp(\gamma d) = 1 . \quad (2.4)$$

Hierin bezeichnet  $V$  die Summe aller Resonatorverluste ausschließlich der Auskoppelung und  $d$  ist die Länge des gepumpten Farbstoffs.  $\gamma$  ist der intensitätsabhängige Verstärkungsfaktor bei

Übergang	$\tau$ (s)	$\sigma$ (m <sup>2</sup> )
$S_1 \rightarrow S_0$	$\tau_S = 6 \times 10^{-9}$	$\sigma_l(\lambda_p) \approx 0$ $\sigma_d \equiv \sigma_l(\lambda_d) = 1.4 \times 10^{-20}$
$S_2 \rightarrow S_1$	$\tau \approx 0$	
$S_1 \rightarrow T_0$	$\tau = 5 \times 10^{-8}$	
$T_0 \rightarrow S_0$	$\tau_T = 2 \times 10^{-6}$	
$T_1 \rightarrow T_0$	$\tau \approx 0$	
$S_0 \rightarrow S_1$		$\sigma_p \equiv \sigma_a(\lambda_p) = 1.3 \times 10^{-20}$ $\sigma_a(\lambda_d) = 2 \times 10^{-23}$
$S_1 \rightarrow S_2$		$\sigma(\lambda_p) = 4 \times 10^{-21}$ $\sigma(\lambda_d) = 1 \times 10^{-21}$
$T_0 \rightarrow T_1$		$\sigma_T(\lambda_p) \approx 0$ $\sigma_T \equiv \sigma_T(\lambda_d) = 3 \times 10^{-21}$

Tabelle 2.1: Relevante Lebensdauern  $\tau$  und Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  für Übergänge in Rhodamin 6G bei  $\lambda_p = 514$  nm und  $\lambda_d = 589$  nm.

der Wellenlänge  $\lambda_d$ , der aus der Photonentransportgleichung für das Farbstofflaserlicht entlang der Resonatorachse  $x$  zur Zeit  $t$  folgt:

$$\frac{1}{c} \frac{dI_d}{dt} + \frac{dI_d}{dx} = \gamma I_d. \quad (2.5)$$

Der Einfachheit halber wird hier zunächst angenommen, daß das optische Pumpen kollinear mit der Resonatorachse und im folgenden mit ebenen Wellen geschieht. Dies hält die folgenden Gleichungen übersichtlich. Abweichungen von diesen Annahmen werden nachträglich als Korrekturfaktoren berücksichtigt.

Die totale Verstärkung beim Durchgang durch das aktive Farbstoffmedium setzt sich zusammen aus dem Gewinn durch stimulierte Emission, dem Verlust durch Wiederabsorption aus dem Singlett-Grundzustand und dem Verlust durch Triplett-Triplett-Absorption, das heißt:

$$\gamma = \sigma_l(\lambda_d)N_1 - \sigma_a(\lambda_d)N_0 - \sigma_T(\lambda_d)N_T. \quad (2.6)$$

Darin sind  $N_0$  und  $N_1$  die Besetzungszahldichten des Singlett-Grundzustandes beziehungsweise des ersten angeregten Singlett-Zustandes, und  $N_T$  ist die Besetzungszahldichte des Triplett-Grundzustandes;  $\sigma_l$  ist der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission aus dem ersten angeregten Singlett-Zustand,  $\sigma_a$  der Wirkungsquerschnitt für Absorption aus dem Singlett-Grundzustand und  $\sigma_T$  der Wirkungsquerschnitt für die Triplett-Triplett-Absorption (s. Tab. 2.6).

### 2.3.1.2 Die Ratengleichungen

Im folgenden werden die Prozesse beschrieben, die grundsätzlichen Einfluß auf die Änderung der obigen Besetzungszahldichten haben.

Die Pumprate pro Molekül aus dem Grundzustand in den ersten angeregten Singlettzustand ist  $\sigma_a(\lambda_p)I_p(\lambda_p)/(hc/\lambda_p)$ , mit  $I_p$  als der Pump Laserintensität bei der Wellenlänge  $\lambda_p$ . Die Anregung durch Pump- oder Laserlicht in den nächsthöheren angeregten Singlettzustand hat einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Besetzungszahldichte  $N_1$ , da die Lebensdauer für den strahlungslosen Zerfall  $S_2 \rightarrow S_1$  durch Stoßwechselwirkung sehr kurz ist (vgl. Tab. 2.1). Allerdings sind diese Übergänge mit für die Erwärmung der Farbstofflösung beim Pumpen verantwortlich (vgl. Abschnitt 2.3.2). Abb. 2.6 zeigt desweiteren, daß die Absorption von Pumplicht durch den untersten Triplettzustand vernachlässigt werden kann.

Für den Abbau der Besetzung des ersten angeregten Singlett-Zustandes sorgen sowohl strahlende als auch strahlungslose Übergänge. Zum einen sind dies die stimulierte Emission bei der Wellenlänge  $\lambda_d$  mit der Rate  $\sigma_d I_d / (hc/\lambda_d)$  pro Molekül [ $\sigma_d \equiv \sigma_l(\lambda_d)$ ] und der spontane Strahlungsübergang in den Singlett-Grundzustand mit der Rate  $1/\tau_S$  pro Molekül, mit  $\tau_S = 6 \times 10^{-9}$  s

als der Lebensdauer des ersten angeregten Singlett-Zustandes gegenüber spontaner Emission. Der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission bei der Pumpwellenlänge kann nach Abb. 2.6 vernachlässigt werden.

Energieübertragung durch Stöße ist sowohl durch einen Übergang in den untersten Triplett-Zustand möglich, dessen Rate  $k_{ST}$  sei, als auch durch einen Übergang in den Singlett-Grundzustand mit der Rate  $k_{SS}$  (s. Abb. 2.5). Durch diese strahlungslosen Übergänge wird die Fluoreszenzrate des  $S_1 \rightarrow S_0$  Übergangs reduziert. Für Rh6G ist  $k_{ST} = 2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$  (Snavely 1977). Auf  $k_{SS}$  muß im folgenden näher eingegangen werden.

Die Lebensdauer des metastabilen Triplett-Grundzustandes  $\tau_T$  (s. Tab. 2.1) kann nämlich durch chemische Zusätze reduziert werden um die Effizienz des Lasers zu steigern (darauf wird näher in Kap. 2.3.3 eingegangen). Ein solches Additiv, welches in der Regel stets in der Farbstofflösung vorhanden ist, ist molekularer Sauerstoff. Wegen der verhältnismäßig geringen Größe der Sauerstoffmoleküle im Vergleich zu den Lösungsmittelmolekülen diffundiert  $O_2$  sehr schnell in die Lösung. Dieses Molekül verringert allerdings durch Stoßwechselwirkung nicht nur das effektive  $\tau_T$  sondern erhöht auch die strahlungslose Übergangsrate von  $S_1 \rightarrow S_0$ . Wenn  $c_Q$  die Konzentration des Additivs bezeichnet, dann ist  $k_{SS} = k_{QScQ}$  mit  $k_{QS}$  als der konzentrationsabhängigen Übergangsrate vom ersten angeregten Singlett-Zustand in den Singlett-Grundzustand. Die Fluoreszenzrate des  $S_1 \rightarrow S_0$  Übergangs reduziert sich also auf:

$$\varphi_S := \frac{1/\tau_S}{(1/\tau_S) + k_{ST} + k_{QScQ}} \quad (2.7)$$

$\varphi_S$  ist die Quanteneffizienz der Fluoreszenz. Die effektive Lebensdauer des Triplett-Grundzustandes wird mit dem Additiv auf  $\varphi_T \tau_T$  verkleinert, wobei

$$\varphi_T := \frac{1/\tau_T}{(1/\tau_T) + k_{QT}c_Q} \quad (2.8)$$

und  $k_{QT}$  die von der Additiv-Konzentration abhängige Übergangsrate von  $T_1 \rightarrow S_0$  ist. Für molekulare Sauerstoff als Additiv ist  $k_{QT} = 3.3 \times 10^9 \text{ l Mol}^{-1} \text{ s}^{-1}$  und  $k_{QS} = 3.0 \times 10^9 \text{ l Mol}^{-1} \text{ s}^{-1}$  (Schäfer 1973). Die Löslichkeit von  $O_2$  hängt vom Sauerstoff-Partialdruck,  $p_{O_2}$  (in hPa), ab. Die entsprechende Konzentration (in  $\text{Mol l}^{-1}$ ) in organischen Lösungsmitteln beträgt bei Raumtemperatur etwa  $c_Q = 2.0 \times 10^{-6} p_{O_2}$  und in Wasser bei  $5^\circ\text{C}$  ist  $c_Q = 0.2 \times 10^{-6} p_{O_2}$  (Borchers et al. 1969). Für eine Normalatmosphäre und Ethylenglykol als Lösungsmittel ist somit  $\varphi_S = 0.89$  und  $\varphi_T = 0.07$ .

Mit den oben beschriebenen sechs relevanten Prozessen lauten die entsprechenden Ratengleichungen, die die zeitliche Änderung der Besetzung des obersten Laserniveaus in Rh6G angeben, somit:

$$\frac{dN_1}{dt} = \left( \sigma_a(\lambda_p) \frac{I_p(\lambda_p)}{hc/\lambda_p} + \sigma_a(\lambda_d) \frac{I_d}{hc/\lambda_d} \right) N_0 - \left( \sigma_d \frac{I_d}{hc/\lambda_d} + \frac{1}{\varphi_S \tau_S} \right) N_1, \quad (2.9)$$

$$\frac{dN_T}{dt} = N_1 k_{ST} - \frac{N_T}{\tau_T} - k_{QT} c_Q N_T, \quad (2.10)$$

$$N = N_0 + N_1 + N_T. \quad (2.11)$$

Die letzte Gleichung ist der Erhaltungssatz für die Gesamtzahl  $N$  der gepumpten Farbstoffmoleküle pro Volumeneinheit.

Im Dauerstrichbetrieb des Farbstofflasers über der Laserschwelle ( $\gamma > 0$ ), also für den stationären Fall  $dN_0/dt = dN_1/dt = dN_T/dt = 0$ , ergeben obige Ratengleichungen die Besetzungszahldichten

$$N_1 = \frac{N}{\left( \frac{1}{\varphi_S \tau_S} + \sigma_d \frac{I_d}{hc/\lambda_d} \right) / \left( \sigma_a(\lambda_p) \frac{I_p(\lambda_p)}{hc/\lambda_p} + \sigma_a(\lambda_d) \frac{I_d}{hc/\lambda_d} \right) + k_{ST} \varphi_T \tau_T + 1}, \quad (2.12)$$

$$N_T = k_{ST} \varphi_T \tau_T N_1. \quad (2.13)$$

### 2.3.1.3 Die Dauerstrich-Ausgangsleistung

Die letzten beiden Gleichungen im vorangegangenen Abschnitt ergeben mit Gl. (2.6) und  $\sigma_T = \sigma_T(\lambda_d)$  für die intensitätsabhängige Verstärkung:

$$\gamma = \frac{\gamma_0 - N k_{ST} \varphi_T \tau_T \sigma_T / [1 + \sigma_d / \sigma_a(\lambda_d) + k_{ST} \varphi_T \tau_T] I_d / I_s}{1 + I_d / I_s}, \quad (2.14)$$

mit der Kleinsignalverstärkung

$$\gamma_0 = N \left\{ \frac{\sigma_p I_p [\sigma_d - k_{ST} \varphi_T \tau_T \sigma_T] - \sigma_a (hc / \lambda_p) (1 / \varphi_S \tau_S)}{\sigma_p (1 + k_{ST} \varphi_T \tau_T) I_p + (hc / \lambda_p) (1 / \varphi_S \tau_S)} \right\}, \quad (2.15)$$

und dem Sättigungsparameter

$$I_s = \frac{\lambda_p}{\lambda_d} \left[ \frac{\sigma_p (1 + k_{ST} \varphi_T \tau_T) I_p + (hc / \lambda_p) (1 / \varphi_S \tau_S)}{\sigma_d + \sigma_a (1 + k_{ST} \varphi_T \tau_T)} \right]. \quad (2.16)$$

Wenn wie hier nur Laserwellenlängen um das Maximum des Absorptionsspektrums (oder länger) interessieren, kann die Wiederabsorption des erzeugten Laserlichts aus dem Singlett-Grundzustand vernachlässigt werden (vgl. Abb. 2.6). Mit  $\sigma_a(\lambda_d) \rightarrow 0$  geht Gl. (2.14) in die übliche Form für homogen verbreitete Übergänge über, das heißt die über die gesamte Länge des aktiven Mediums integrierte Verstärkung  $\gamma(I_d)d$  sättigt mit steigender Laserintensität gemäß:

$$\gamma(I_d)d = \frac{\gamma_0 d}{1 + I_d / I_s}, \quad (2.17)$$

mit der anfänglichen integralen Kleinsignalverstärkung

$$\gamma_0 d = \frac{N \sigma_p d [\sigma_d - k_{ST} \varphi_T \tau_T \sigma_T] I_p}{\sigma_p (1 + k_{ST} \varphi_T \tau_T) I_p + (hc / \lambda_p) (1 / \varphi_S \tau_S)}, \quad (2.18)$$

und der Sättigungsintensität

$$I_s = \frac{\lambda_p}{\lambda_d} \left[ \frac{\sigma_p (1 + k_{ST} \varphi_T \tau_T) I_p + (hc / \lambda_p) (1 / \varphi_S \tau_S)}{\sigma_d} \right], \quad (2.19)$$

bei der die Verstärkung auf die Hälfte des anfänglichen Wertes gefallen ist. Man sieht, daß die Sättigungsintensität mit steigender Pumpintensität zunimmt. Um den Laserübergang zu sättigen muß die stimulierte Emissionsrate pro Molekül die Summe aus spontaner Abbaurrate und Pumprate pro Molekül aus dem Grundzustand übersteigen, und für hohe Pumpintensitäten, das heißt  $\sigma_p (1 + k_{ST} \varphi_T \tau_T) I_p \varphi_S \tau_S / (hc / \lambda_p) \gg 1$ , geht die Kleinsignalverstärkung nach Gl. (2.18) gegen  $N d [\sigma_d - k_{ST} \varphi_T \tau_T \sigma_T] / (1 + k_{ST} \varphi_T \tau_T)$ .

Wird der Farbstofflaser gleichzeitig bei mehreren Linien gepumpt, ist in den Gleichungen (2.18) und (2.19) über die einzelnen Beiträge der Pumplaserlinien zu summieren. In Tab. 2.2 sind die relativen Beiträge der wichtigsten Laserlinien zur gesamten Ausgangsleistung für den ALFA-Pumplaser zusammen mit den dazugehörigen Absorptionswirkungsquerschnitten für den Singlett-Grundzustand von Rh6G aufgeführt. Gewichtet man die einzelnen Pumplinienleistungen mit diesen Wirkungsquerschnitten, läßt sich eine zur integralen Ausgangsleistung korrespondierende Pumpleistung bei 514 nm, der Wellenlänge der stärksten Pumplinie, definieren. Demnach entsprechen 25 W integrale Ausgangsleistung 13.0 W bei 514 nm. Im folgenden ist mit  $I_p$  immer diese korrespondierende Laserlinienintensität bei 514 nm gemeint und in obigen Gleichungen sind nur die Beiträge bei  $\lambda_p \equiv 514$  nm auszuwerten, das heißt im folgenden  $\sigma_p \equiv \sigma_p(514 \text{ nm})$ .

Aus der Schwellenbedingung (2.4) und Gl. (2.17) bis (2.19) folgt die Laserintensität  $I_d$ , und mit Gl. (2.1) die gesuchte Ausgangsleistung

$$P_d = t S_d I_s \left\{ \frac{\gamma_0 d}{\ln[(1 - V - t)^{-1}] - 1} \right\}. \quad (2.20)$$

$\lambda_p$ (nm)	454.5	457.9	465.8	472.7	476.5	488.0	496.5	501.7	514.5	528.7
$S$	0.025	0.047	0.025	0.041	0.094	0.025	0.094	0.056	0.312	0.056
$\sigma_a$ ( $10^{-20}$ m <sup>2</sup> )	0.06	0.10	0.16	0.22	0.26	0.53	0.77	0.85	1.26	2.57

Tabelle 2.2: Relative Emissionslinienstärken  $S$  des ALFA-Pumplasers und dazugehörige  $S_0 \rightarrow S_1$  Absorptionswirkungsquerschnitte  $\sigma_a$  für Rh6G.

Aus Gl. (2.20) ergibt sich zusammen mit Gl. (2.18) die Schwellenpumpintensität,  $I_p^s$ , der die Farbstoffmoleküle des aktiven Mediums im Grundzustand ausgesetzt werden müssen, damit die in Fluoreszenzlicht umgewandelte Pumpleistung gerade die Resonatorverluste ausgleicht:

$$(I_p)_s = \frac{(hc/\lambda_p)(1/\varphi_S\tau_S)}{N\sigma_p d[\sigma_d - k_{ST}\varphi_T\tau_T\sigma_T]/\ln[(1-V-t)^{-1}] - \sigma_p(1 + k_{ST}\varphi_T\tau_T)}. \quad (2.21)$$

Mit den Parametern (vgl. folgende Abschnitte)  $\lambda_p = 500$  nm,  $\sigma_p \sim \sigma_d \sim 1 \times 10^{-20}$  m<sup>2</sup>,  $\sigma_T \approx 1/10\sigma_d$ ,  $\varphi_S\tau \sim 5 \times 10^{-9}$  s,  $k_{ST}\varphi_T\tau_T \sim 0.5$ ,  $N \sim 1 \times 10^{12}$  m<sup>-3</sup>,  $d \sim 0.1$  mm,  $V + t \sim 0.2$  läßt sich die typische Schwellenpumpintensität abschätzen als  $(I_p)_s \sim 100$  GW m<sup>-2</sup>. Dieser hohe Wert zeigt, daß fokussierte Dauerstrich-Laserstrahlung zum Pumpen von Dauerstrich-Farbstofflasern nötig ist.

Nimmt man kleine Resonatorverluste an [das heißt  $\ln(1-V-t)^{-1} = V+t$ ] folgt aus Gl. (2.20) zusammen mit den Gl. (2.18), (2.19) und (2.21) für die Ausgangsleistung:

$$P_d = \frac{\lambda_p}{\lambda_d} \frac{t}{V+t} \zeta N \sigma_p d [P_p - (P_p)_s]. \quad (2.22)$$

Darin ist  $\zeta = S_d/S_p$  das Flächenverhältnis von Farbstoff- zu Pumplaserstrahlquerschnitt im aktiven Medium, wobei  $S_p$  analog zu  $S_d$  definiert ist.  $P_p \equiv S_p I_p/2$  ist die kollineare Pumpleistung und  $(P_p)_s \equiv S_p (I_p)_s/2$  die entsprechende Schwellenpumpleistung. Der Faktor zwei in den letzten beiden Ausdrücken rührt daher, daß die in Gl. (2.22) eingehenden Intensitäten für Gaußsche Strahlen die maximalen Intensitäten auf der Strahlachse sind. Dahingegen ist  $I_p$  in Gl. (2.19) für die Sättigungsintensität wie in Gl. (2.1) die über das Strahlprofil gemittelte Pumpintensität, also für Gaußsche Strahlen genau die Hälfte der maximalen Intensität.

Der Quotient  $\lambda_p/\lambda_d$  in Gl. (2.22) gibt den Stokes-Verlust an, der aus der schnellen thermischen Abregung vom obersten Bandzustand in den untersten Bandzustand eines Niveaus resultiert. Der Ausdruck  $t/(V+t)$  besagt, daß eine endliche Lichtleistung im Resonator umlaufen muß, um Farbstoffemission zu stimulieren. Das Verhältnis  $\zeta$  von emittierender zu gepumpter Fläche berücksichtigt ungenutztes Farbstoffvolumen beim kollinearen Pumpen mit ebenen Wellen. Bei einer nicht-uniformen Intensitätsverteilung über den Strahlradius ist diese Größe durch das Volumenintegral über das Verhältnis der räumlichen Intensitätsverteilung von kollinearen Pump- zu Farbstofflicht zu ersetzen, was im folgenden näher betrachtet wird.

#### 2.3.1.4 Verlustfaktoren zur Ausgangsleistung

Im Fall Gaußscher Strahlen (s. Kap. 2.5.2.1), bei denen sich die Strahlradien wie im hier vorliegenden Laser nicht wesentlich entlang des aktiven Mediums ändern, stößt man bei der Integration der Ratengleichungen aus Kap. 2.3.1.2 über die Länge des aktiven Mediums für Laserwellenlängen um dem Maximum des Farbstoff-Absorptionsspektrums unter Ausnutzung der bereits gewonnenen funktionalen Zusammenhänge für den Fall ebener Wellen auf einen zusätzlichen multiplikativen Term der Form:

$$P_d \propto \varphi_S\tau_S\sigma_d I_d / (hc/\lambda_d) \frac{\zeta}{1+\zeta} \times \left\{ \frac{w_p^2}{1+\zeta} \left\{ \int_0^\infty \frac{\exp[-2(1+\zeta)r^2/w_d^2]}{1+\varphi_S\tau_S\sigma_d I_d / (hc/\lambda_d) \exp(-2r^2/w_d^2)} r dr \right\}^{-1} - 1 \right\}^{-1}, \quad (2.23)$$



mit  $r$  als dem Abstand von der Strahlachse. Da der Ausdruck im Integral von Gl. (2.23) keiner Gauß-Verteilung genügt, ist dieses Integral nicht in geschlossener Form lösbar, so daß obiger Ausdruck numerisch, mit  $\zeta$  und  $I_d$  als Parameter, auszuwerten ist. Für den Fall  $\zeta > 1$  läßt sich für obigen Ausdruck allerdings eine analytische Näherung angeben, die unabhängig von  $I_d$  ist. Wie sich weiter unten zeigen wird, ist für einen effizienten Laser  $\zeta \geq 1$  erforderlich. Eine gute Näherung für die rechte Seite von Gl. (2.23) ist für diesen Fall  $P_d \propto 1/\sqrt{1+\zeta^2}$ . Das bedeutet für Gaußsche Strahlen und  $\zeta > 1$ , daß in Gl. (2.22)  $\zeta$  durch  $\zeta/\sqrt{1+\zeta^2}$  ersetzt werden muß. Eine weitere Konsequenz ist dann, daß sich die Kleinsignalverstärkung in Gl. (2.15) beziehungsweise (2.18) um den Faktor  $1/(1+\zeta)$  verringert und die Schwellenpumpintensität in Gl. (2.21) um den Faktor  $(1+\zeta)$  ansteigt.

Der Term  $N\sigma_p d$  in den Gl. (2.18) und (2.22) gibt den Bruchteil  $A$  der vom Farbstoff absorbierten Pumpleistung an. Diese Näherung gilt aber nur für  $A \ll 1$ . Für den allgemeinen Fall gilt nach dem Lambert-Beerschen Gesetz  $A = 1 - \exp(-N\sigma_p d)$ . In Gl. (2.19) für die Sättigungsintensität ist dann ebenfalls die Absorption entlang des Pumpstrahls in Form eines zusätzlichen Faktors  $A/(N\sigma_p d)$  zu berücksichtigen, was dem Verhältnis der maximalen Intensität zur mittleren Intensität des Pumpstrahls im Farbstoff entspricht.

Für ein effizientes Pumpen des Farbstofflasers ist eine hohe Kollinearität von Pump- zu Farbstoffstrahl in der Farbstofflösung notwendig. Beim nichtkollinearen Pumpen kann sich die Effizienz zum einen durch den nur teilweisen Überlapp von Pump- und Farbstoffstrahl verringern. Dies kann durch höhere Farbstoffkonzentrationen vermieden werden (beim hier vorliegenden System  $A \geq 75\%$ ), da dann mehr Pumplicht über einer kürzeren Strecke absorbiert wird. Zum andern treten Abweichungen gegenüber dem Fall des kollinearen Pumpens auf, da die Differentiationsvariable in den stationären Photonentransportgleichungen für das Farbstofflicht nach (2.5) und für das Pumplicht,  $dI_p/dx = -\sigma_p I_p$ , dann im Fall gaußförmiger Intensitätsprofile unterschiedlich ist. Eine Rechnung für die Ausgangsleistung analog der vorangegangenen zeigt dann, daß in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Pump- und Farbstoffstrahl,  $\phi$ , in Gl. (2.22) ein Korrekturfaktor  $K(\phi)$  zu berücksichtigen ist, für den in guter Näherung gilt:

$$K(\phi) = \frac{1}{\arctan[(\zeta d/w_p)\phi^2] + 1}. \quad (2.24)$$

Zusammengefaßt läßt sich somit für die Ausgangsleistung eines nicht-kollinear gepumpten Farbstofflasers mit verlustarmen Resonator bei einer Wellenlänge um das Maximum des Fluoreszenzspektrums schreiben:

$$P_d = \frac{\lambda_p}{\lambda_d} \frac{t}{V+t} \frac{\zeta}{\sqrt{1+\zeta^2}} A \left(1 - k_{ST} \varphi_T \tau_T \frac{\sigma_T}{\sigma_d}\right) K(\phi) [P_p - (P_p)_s], \quad (2.25)$$

mit

$$(P_p)_s = \frac{(hc/\lambda_p)(1/\varphi_S \tau_S)}{2[A(\sigma_d - k_{ST} \varphi_T \tau_T \sigma_T) - \sigma_p(1 + k_{ST} \varphi_T \tau_T)(V+t)]} (V+t)(1+\zeta) S_p \quad (2.26)$$

Die Ausgangsleistung wächst demnach für  $\zeta > 1$  linear mit einer über der Schwellen-Pumpleistung liegenden Pumpleistung. Die Steigung  $\eta_s := P_d/(P_p - (P_p)_s)$  für die Effizienz der Umwandlung von Pump- zu Farbstofflicht nähert sich für große  $\zeta$  aber einer Konstanten, während die Schwellen-Pumpleistung linear mit  $\zeta$  wächst. Für die Praxis bedeutet dies, daß es abhängig von der verfügbaren Pumpleistung einen oberen Grenzwert für  $\zeta$  gibt, der die Effizienz des Lasers, das heißt  $\eta_d := P_d/P_p$ , optimiert. Hier zeigt sich, daß beim Entwurf eines Farbstofflasers ein Kompromiß zwischen dem Wunsch eines großen Abstimmereiches und einer hohen Effizienz eingegangen werden muß. Denn ein großer Abstimmereich fordert eine möglichst kleine Schwellenpumpleistung, also minimales  $\zeta$ , was aber einen ineffizienten Laser zur Folge hat. Wird hingegen auf einen möglichst effizienten Laser Wert gelegt, ist  $\zeta > 1$  erforderlich. In diesem Bereich hat  $\eta_d$  seinen Wendepunkt.

### 2.3.1.5 Thermische Effekte

In den obigen Betrachtungen zur Ausgangsleistung sind bisher thermische Effekte im aktiven Farbstoffmedium unberücksichtigt geblieben. Wie sich im folgenden zeigt, führen diese dazu, daß für ein gegebenes  $\zeta$  eine kritische Pumpleistung existiert, oberhalb derer sich keine stabile Mode mehr im Farbstofflaser ausbilden kann. Strahlungslose Übergänge im Farbstoffmolekül führen zu einer lokalen Erwärmung des Farbstoffs am Ort des Pumpstrahls. Der Bruchteil  $\beta$  der absorbierten Pumpleistung, die in Wärme umgewandelt wird, ergibt sich aus der Quanteneffizienz des Laserfarbstoffs und den Stokes-Verlusten, das heißt:

$$\beta = A(2 - \varphi_S - \lambda_p/\lambda_d) . \quad (2.27)$$

Bei Rh6G werden demnach um das Maximum des Fluoreszenzspektrums etwa 23 % der absorbierten Pumpleistung in Wärme umgewandelt. Wegen der gaußförmigen Intensitätsverteilung des Pumplaserlichtes und dessen exponentiellen Absorption im Farbstoffstrahl weist die Temperatur, und damit auch der Brechungsindex der Farbstofflösung, am Ort des Pumpflecks eine räumlich inhomogene Verteilung auf. Diese induzierte thermische Linse limitiert bei hohen Pumpleistungen die Ausgangsleistung. Zum einen dadurch, daß Fluoreszenzlicht aus dem Resonator in Winkel gestreut wird, die nicht der Resonatorgeometrie und der Anordnung einer strahlbegrenzenden Apertur im Resonator entsprechen. Eine Konsequenz ist, daß sich oberhalb einer gewissen Pumpleistungsdichte keine stabile Mode mehr im Farbstofflaser ausbilden kann. Zum anderen führt die thermische Linse zu einer unerwünschten astigmatisch deformierten und sphärisch aberrierten Mode. Die Brennweite der thermischen Linse soll im folgenden abgeleitet werden.

Sei  $(x, y, z)$  ein Koordinatensystem mit dem Ursprung im Zentrum der ersten Kontaktfläche von Farbstoff und Pumpstrahl, und dessen  $x$ -Achse in Richtung des Pumpstrahls zeigt und dessen  $y$ -Achse die Strömungsrichtung des Farbstoffstrahls angibt. Die Brechwinkeländerung  $d\theta$  in einer Ebene senkrecht zum Pumpstrahl ist gegeben durch  $d\theta = \{d\theta_y, d\theta_z\} = (dx/n)\{dn/dy, dn/dz\} = (dx/n)(dn/dT)\{dT/dy, dT/dz\}$  mit  $T$  als der räumlichen Verteilung der Temperaturerhöhung am Ort des gepumpten Farbstoffstrahl. Die Brennweite  $f$  der thermischen Linse wiederum ist umgekehrt proportional zum Streuwinkel. Da die Wärmediffusion bei den hier betrachteten Strahldurchmessern und Strömungsgeschwindigkeiten vernachlässigt werden kann (s. folgendes Kap.) führt die absorbierte Energie zu einem unmittelbaren Temperaturanstieg  $dT$  der Lösung. Integration der Wärmetransportgleichung (Gröber und Erk 1963) liefert die Verteilung der Temperaturerhöhung an dieser Grenzfläche:

$$T(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{w_p} N \sigma_p \beta P_p \exp(-N \sigma_p x) \frac{1}{\rho C v} \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{\sqrt{2}y}{w_p} \right) + 1 \right] \exp \left( \frac{-2z^2}{w_p^2} \right) , \quad (2.28)$$

wobei  $\rho$  die Dichte,  $C$  die spezifische Wärme und  $v$  die Strömungsgeschwindigkeit der Farbstofflösung am Ort des Pumpfokus ist. In Gl. (2.28) ist im zweiten Term wiederum die Skalenlänge des Temperaturgradienten enthalten. Der dritte Term gibt die Pumplaserleistung an, die in der Farbstofflösung in Wärme umgewandelt wird, mit dem vierten Term als der abgegebenen Wärmemenge pro Volumeneinheit. Der vorletzte Term gibt den damit verbundenen Temperaturanstieg in Richtung des Jets an, und der letzte Term schließlich beschreibt den Intensitätsabfall des Pumpstrahls senkrecht zur Strahlachse. Damit ergibt sich für den Verteilung des Streuwinkels:

$$d\theta_y = \frac{2\sqrt{2}N\sigma_p\beta P_p (dn/dT)}{\sqrt{\pi}n w_p^2 \rho C v} \exp(-N\sigma_p x) \exp \left[ \frac{-2(y^2 + z^2)}{w_p^2} \right] dx \quad (2.29)$$

$$d\theta_z = \frac{4N\sigma_p\beta P_p (dn/dT)}{\pi n w_p^3 \rho C v} \exp(-N\sigma_p x) \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{\sqrt{2}y}{w_p} \right) + 1 \right] z \exp \left( \frac{-2z^2}{w_p^2} \right) dx . \quad (2.30)$$

Die Brennweite der thermischen Linse läßt sich schreiben als  $f = w_p/(n\theta)$ . Die größten Streuwinkelgradienten treten in der  $x$ - $z$  Ebene auf, das heißt werden durch  $\theta_y$  beschrieben, welches

wiederum bei  $y = 0$  maximal ist. Integriert man also in Gl. (2.30) über die exponentielle Absorption des Pumplichts entlang der x-Achse, folgt für die minimale, das heißt kritische Brennweite der thermischen Linse:

$$f_{min} = \frac{\sqrt{\pi} w_p^3 \rho C v}{2\sqrt{2}\beta A P_p (dn/dT)} \exp\left(\frac{2z^2}{w_p^2}\right). \quad (2.31)$$

Mit Gl. (2.31) kann nun die kritische Pumpleistung,  $(P_p)_{krit}$ , bestimmt werden, ab der der Resonator beginnt instabil zu werden. Der Stabilitätsbereich,  $2S$ , eines von thermischen Effekten unbeeinflussten astigmatisch kompensierten Resonators ist bei der hier vorliegenden Geometrie durch  $2S \approx \pi w_d^2 / \lambda_d$  gegeben (Kogelnik et al. 1972). Die Größe  $2S$  definiert die Länge, über die der Abstand zwischen den beiden Spiegeln, zwischen denen sich der Jet befindet, variieren darf, ohne daß mehrfach reflektierte, paraxiale Strahlen den Resonator verlassen. Das Kriterium für eine stabile Mode in einem Resonator mit thermischen Linseneffekt am Ort des aktiven Mediums läßt sich daher näherungsweise schreiben als:

$$|(f_{min})_{krit}| \geq \pi w_d^2 / \lambda_d. \quad (2.32)$$

Zusammen mit Gl. (2.31) folgt daraus für die kritische Pumpleistung:

$$(P_p)_{krit} = \frac{\lambda_d w_p v \exp(2z^2/w_p^2)}{2\sqrt{2}\pi\beta\zeta A k_{therm}}, \quad (2.33)$$

wobei  $k_{therm}$  für die thermo-optische Konstante der Farbstoffflüssigkeit steht:

$$k_{therm} = \frac{1}{\rho C} \left| \frac{dn}{dT} \right|. \quad (2.34)$$

Hohe kritische Pumpleistungen erfordern Farbstofflösungsmittel mit kleiner thermooptischer Konstante und hohe Fließgeschwindigkeiten im Farbstoffstrahl. Desweiteren kann der Einfluß einer thermischen Linse durch eine Vergrößerung der Querschnittsfläche des Pumpfokus im aktiven Medium verringert werden, vorausgesetzt der Farbstoffjet weist über diese Pumpfläche die entsprechende optische Qualität auf.

Obige Gleichungen, die den Effekt einer thermischen Linse beschreiben, sind für den Fall des kollinearen Pumpens abgeleitet. Je nach dem Grad der erlaubten Modendeformation unterhalb der kritischen Pumpleistung kann bei abweichenden Pumpgeometrien, wie im hier vorliegenden Fall, die laterale Dimension  $z$  im letzten Termfaktor von Gl. (2.31) als freier Parameter zum Angleichen der experimentell ermittelten kritischen Pumpleistung an die durch Gl. (2.33) beschriebene dienen (s. Kap. 2.3.3).

### 2.3.2 Der Farbstoffkreislauf

Bevor die Ausführungen im letzten Abschnitt nun am vorhandenen Laser im Hinblick auf eine maximal brauchbare Ausgangsleistung angewendet werden, muß zuvor auf den Farbstoffkreislauf im allgemeinen und auf das aktive Lasermedium im besonderen näher eingegangen werden. Der Farbstoffkreislauf setzt sich aus der Düse, die das aktive Medium, den freien Farbstoffflüssigkeitsstrahl formt, der entsprechenden Pumpeinrichtung zum Umwälzen des Farbstoffs und der Kühlung der Farbstofflösung zusammen. Da die Farbstoffmoleküle photochemisch mehr oder weniger schnell zersetzt werden ist ein Umwälzen der Farbstofflösung aus einem Reservoir schon aus praktischen Gründen sinnvoll.

Die Idee, freie Farbstoffstrahlen in Dauerstrichlasern anstelle von Glasküvetten zu verwenden, durch die die Farbstofflösung strömt (Runge und Rosenberg 1972), ermöglicht höhere Strömungsgeschwindigkeiten und deshalb auch höhere Pumpleistungsdichten. Denn bei Farbstoffküvetten brennen sich im Lauf der Zeit Abbauprodukte der organischen Farbstoffe in die Glaswand im Bereich des Pumpstrahls ein. Dadurch wird nicht nur die Effizienz des Lasers verringert, sondern es besteht auch die Gefahr, daß das Glas durch Überhitzung zerstört wird.

	EG	H <sub>2</sub> O + 2 % A.LO + 15 % EG	A.LO + 15 % EG	H <sub>2</sub> O + 4 % PVA + 2 % A.LO + 15 % EG
$\rho C (\times 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1})$	2.6	4.2	4.2	4.2
$\frac{dn}{dT} (\times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1})$	-2.60	-0.98	-6.00	-6.02
$k_{therm} (\times 10^{-10} \text{ J}^{-1} \text{ m}^3)$	1.00	0.21	1.43	1.43

Tabelle 2.3: *Thermooptische Eigenschaften der verwendeten Farbstofflösungsmitel bei 20 °C.*

Hohe Strömungsgeschwindigkeiten sind erforderlich, um die durch strahlungslose Übergänge produzierte Wärme möglichst effektiv aus dem aktiven Volumen abzuführen und um eine Anreicherung der Triplettzustände zu unterdrücken. Im Idealfall sollte die Verweilzeit der Farbstoffmoleküle im Pumpstrahl sehr viel kürzer als die Lebensdauer des untersten Triplettzustandes sein. Da letztere in der Größnordnung 1  $\mu\text{s}$  liegt, bedeutet dies, daß für Pumplichtflecken mit typischen Durchmessern um 10  $\mu\text{m}$  Strömungsgeschwindigkeiten in der Größnordnung von 10 m/s erforderlich sind.

Der Farbstoff-Jet stellt dabei idealerweise eine optisch homogene und planparallele Farbstoffplatte im Bereich des Pumplichtfokus dar, die unter dem Brewster-Winkel relativ zum Farbstofflaserstrahl und nahe dem Brewster-Winkel relativ zum nichtkollinearen Pumpstrahl im Resonator steht. Die Verkippung unter dem Brewster-Winkel ist nicht nur wichtig, um die Reflexionsverluste zu minimieren. Da der Jet gleichzeitig auch ein polarisierendes Element darstellt, ist dieser Winkel auch notwendig, um eine unerwünschte elliptische Polarisation der transversalen Lasermode zu vermeiden. Mit dem Pump laser linear (vertikal) polarisiert sollte der Farbstofflaser am Ausgang die gleiche Polarisation aufweisen. Dies gewährleistet die effektive Ausbildung einer laufenden Welle im Resonator.

Die Auswahl eines geeigneten Lösungsmittels für den Laserfarbstoff wird durch mehrere Faktoren bestimmt. Zum einem muß das Lösungsmittel transparent und photochemisch stabil bei der Wellenlänge des Pump- und des Farbstofflaserlichts sein. Eine hohe Betriebssicherheit verlangt zudem einen möglichst niedrigen Flammpunkt der Lösung. Auch soll die Lösung für den regulären Betrieb chemisch unbedenklich sein. Im Hinblick auf eine optimale Ausgangsleistung ist bei der Auswahl des Lösungsmittels nicht nur dessen thermo-optische Konstante, sondern auch die Viskosität der Lösung ausschlaggebend (s. folgendes Kapitel).

Gebräuchliche Lösungsmittel für den polaren Farbstoff Rh6G sind Methanol, Ethanol, Wasser und Ethylenglykol (EG). Die beiden Alkohole werden wegen ihrer leichten Entflammbarkeit im folgenden nicht weiter betrachtet; auch weisen sie mit  $dn/dT \approx -4 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  große thermo-optischen Konstanten über den hier relevanten Temperaturbereich auf. In Tab. 2.3 sind unter anderem die thermooptischen Eigenschaften von reinem Wasser und EG bei Raumtemperatur einander gegenüber gestellt. Wasser weist eine besonders niedrige thermooptische Konstante auf. Allerdings erfordert seine niedrige Viskosität zusätzliche Verdicker (Drexhage 1977), damit die Düse einen stabilen, laminar strömenden Farbstoffstrahl aussbilden kann (s. folgendes Kapitel). Die hier betrachteten Verdicker zur Erhöhung der Zähigkeit von Wasser sind Polyvinylalkohol (PVA) und Laurylamin. Letzteres ist als wäßrige Lösung mit 70 % Wasseranteil auf dem Markt unter dem Namen AmmonyxLO (im folgenden mit A.LO abgekürzt) erhältlich und stellt ein gebräuchliches Spülmittel dar. In geringen Konzentrationen dient es dazu, die Löslichkeit von Rh6G in Wasser zu erhöhen beziehungsweise die Bildung von Farbstoffdimeren zu unterdrücken. Mit den hier verwendeten Konzentrationen lassen sich mit Laurylamin und PVA in einer wässrigen Farbstofflösung Viskositäten erreichen, die vergleichbar mit derjenigen von EG sind. Allerdings ist zu berücksichtigen, daß hohe Zähigkeitswerte auch hohe Fließwiderstände bedeuten und deshalb starke Pumpen im Farbstoffkreislauf erfordern. Leider haben die oben aufgeführten Verdicker weitere Nachteile in der Handhabung, die einen unkomplizierten Einsatz des Farbstofflasers im Rahmen von ALFA erschweren, worauf am Ende des nächsten Abschnitts näher eingegangen wird.

### 2.3.2.1 Die Farbstoffdüse

Im folgenden wird zunächst auf die optimale Form der Farbstoffdüse eingegangen bevor der gesamte Pumpkreislauf näher beschrieben wird.

Die Originaldüse des kommerziellen Farbstofflasers besteht aus einem, an einem Ende auf einer Länge von etwa 1 mm zusammengepreßten Rohrstück mit 1.8 mm Innendurchmesser. Die Düse liefert so am Ausgang einen Farbstoff-Jet von etwa 0.1 mm Dicke und 1.8 mm Breite. Für die vorliegende Anwendung war diese Düse unbrauchbar. Die Anforderungen an die neue Farbstoffdüse sind vielfältig und werden im Folgenden dargelegt.

Das Anwachsen der Besetzungszahldichte des Triplet-Grundzustandes kann nicht nur chemisch mittels Additive, die durch Stoßwechselwirkung die Lebensdauer  $\tau_T$  verkürzen, unterdrückt werden. Auch auf mechanischem Weg kann eine Anreicherung der Triplet-Zustände minimiert werden. Für eine hohe Effizienz im Dauerstrichbetrieb bedeutet dies, daß die Fließgeschwindigkeit des Farbstoff-Jets möglichst hoch sein muß. Die Farbstoffdüse soll desweiteren einen stabilen Farbstoffstrahl mit planen Brewster-Grenzflächen ohne störende Druck- beziehungsweise Dickschwankungen im Bereich des Pumplichtfokus erzeugen. Denn Oberflächenwellen und Druckschwankungen haben unmittelbaren Einfluß auf die Stabilität der Ausgangsleistung und die effektive Linienbreite des Lasers. Dickschwankungen im gepumpten Jet vom Betrag  $\Delta d$  führen zu Frequenzschwankungen

$$\Delta \nu_{Jet} \approx \frac{n \Delta d c}{\lambda_d L}, \quad (2.35)$$

mit  $L$  als der Resonator-Umlauflänge. Soll etwa mit EG als Lösungsmittel ( $n \approx 1.43$ )  $\Delta \nu_{Jet} < 10$  MHz sein, muß für  $L = 1.7$  m  $\Delta d < \lambda/30$  erreicht werden. Da eine exakte Planparallelität der Jet-Grenzflächen wegen der Oberflächenspannung nicht möglich ist – der Jet wird sich mit zunehmenden Abstand vom Düsenausgang verjüngen – müssen die in Pumprichtung auftretenden Keilwinkel klein genug und stationär sein, damit sie durch eine einmalige Justage des Resonator ausgeglichen werden können.

Schließlich muß das Material, aus dem die Düse besteht, mit der Farbstofflösung verträglich sein und es sollte nicht zu schwer zu bearbeiten sein. Ein naheliegendes Material zur Fertigung der Düse ist Edelstahl (in Kombination mit Teflon). Wie sich im folgenden zeigen wird, lassen sich damit alle der oben aufgeführten Anforderungen an die Farbstoffdüse erfüllen.

Abb. 2.8 zeigt den Aufbau der verwendeten Düse mit den Maßen, die sich für den Betrieb mit EG als optimal herausgestellt haben. Die Düse ist aus mehreren Einzelteilen aufgebaut, damit alle Farbstoff-berührenden Teile entsprechend sorgfältig gehohnt beziehungsweise geläppt werden können. Als Querschnitt des verwendeten Düsenausgangs wurde aus naheliegenden Gründen ein rechteckiges Profil gewählt. Die Düsenkanalwände weisen eine mittlere Rauhtiefe von etwa 0.1  $\mu\text{m}$  auf. Die Jetdicke  $d$  wird mit Präzisionsabstandsplättchen aus Edelstahl, die mit Teflonband abgedichtet sind, eingestellt.

Die beiden Dimensionen des rechteckigen Düsenquerschnitts,  $d$  und die Breite  $b$ , sowie die Länge des parallelen Düsenkanals,  $l$ , lassen sich grundsätzlich folgendermaßen eingrenzen: Dünnere Farbstoffstrahlen sind stabiler als dickere [s. Gl. (2.36) unten]. Aber wegen der dann notwendigerweise höheren Farbstoffkonzentration sind diese als Lasermedium weniger effizient. Denn die maximale Farbstoffkonzentration ist in der Praxis auf etwa  $2.0 \times 10^{-3}$  Mol  $l^{-1}$  begrenzt. Bei höheren Konzentrationen setzt Dimerbildung der Farbstoffmoleküle ein, die die Effizienz der Umwandlung des Pumplichts herabsetzt (Gerhardt 1977). Demnach sollte  $d$  (in mm)  $> -\ln(1 - A)/15.12$  sein. Die untere Grenze für  $d$  liegt somit bei gleichzeitig hoher Pumplichtabsorption bei etwa 0.20 mm. Die obere Grenze von  $d$  ist durch den konfokalen Parameter des Resonators ( $= 2\pi w_0^2/\lambda$ ) gegeben. Weiterer Farbstoff außerhalb dieser Länge ist ineffektiv, weil die fokussierte Pumpintensität wegen der natürlichen Divergenz schnell wieder abnimmt. Die Breite  $b$  der Farbstoffplatte sollte möglichst klein, um die Durchflußmenge beziehungsweise den Druckabfall zu minimieren. Auch diese Dimension ist nach unten begrenzt, da sich aufgrund der Oberflächenspannung der Jet mit zunehmenden Abstand von der Düsenstirnfläche verjüngt und gleichzeitig an Planität verliert, und zwar umso früher je kleiner  $b$  ist. Wie die unten beschriebenen Versuche zeigen, muß  $b$  mindestens etwa 6 mm betragen, damit sich in der Nähe

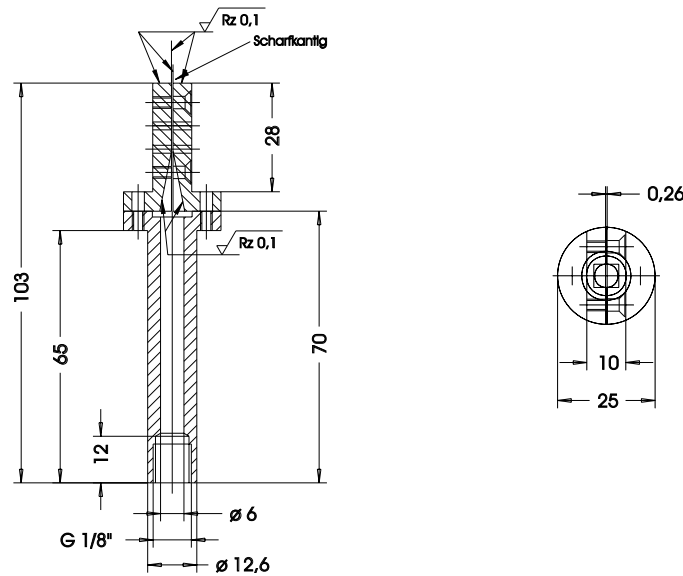


Abbildung 2.8: Querschnitt durch die Farbstoffdüse (Maßzahlen in mm)

des Düsenausgangs eine brauchbare Farbstoffplatte ausbilden kann. Für die Düsenkanallänge existiert ebenfalls ein unterer Grenzwert für eine laminare Strömung. Wie die Versuche zeigen, sättigt die Zunahme der Oberflächengenauigkeit der Flüssigkeitsplatte mit zunehmenden  $l$ . Der maximale Förderdruck der Umwälzpumpe bestimmt den oberen Grenzwert von  $l$  und damit auch die verfügbare maximale Strömungsgeschwindigkeit. Es hat sich bei der interferometrischen Vermessung des Jets (s. unten) ebenfalls gezeigt, daß für den Fall einer nichtvorhandenen Verjüngungszone, innerhalb derer der kreisförmige Zuleitungsquerschnitt sich auf den rechteckigen Eingangsquerschnitt des jetformenden Düsenkanals verkleinert (s. Abb. 2.8), keine stationäre Strömung aufrecht erhalten werden kann. Für Flüssigkeiten mit niedriger Viskosität, wie etwa reinem Wasser, zeigt sich bei den hier betrachteten Jetdicken, daß eine Länge von etwa 15 mm für den Verjüngungsbereich ausreicht, damit die Flüssigkeit mit so geringen Verwirbelungen in den parallelen Düsenkanal eintritt, daß eine laminare Strömung im Jet möglich ist. Diese Länge wurde deshalb aus fertigungstechnischen Gründen einheitlich für die unten beschriebenen Versuche gewählt.

Die brauchbare maximale Fließgeschwindigkeit wird durch die kritische Reynoldszahl,  $Re_{krit}$ , bestimmt, ab der die Strömung des Farbstoffjets beginnt turbulent zu werden. Die Versuche mit der Düse zeigen, daß die Reynoldszahl  $Re$  für eine laminare Strömung unter folgendem kritischen Wert bei der vorliegenden Geometrie liegen muß:

$$Re \equiv \frac{d\rho\bar{v}}{\eta} < Re_{krit} \approx 500 . \quad (2.36)$$

Dabei ist  $\bar{v}$  die mittlere Durchflußgeschwindigkeit und  $\eta$  die temperaturabhängige dynamische Scherviskosität der Lösung. Zwischen der maximalen und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit besteht der Zusammenhang  $v = 2/3\bar{v}$ . Für die Länge des parallelen Düsenkanals haben die Versuche für eine laminare Strömung mit der Reynoldszahl  $Re$  eine untere Grenze gemäß  $l \geq 0.09dRe$  ergeben. Die Planität der Flüssigkeitsplatte wird mit steigendem  $l$  besser, und ab einer Länge

$$l \approx 0.28dRe \quad (2.37)$$

nimmt die Ausdehnung des plansten Bereichs unmittelbar am Düsenausgang nur noch sehr langsam mit  $l$  zu.

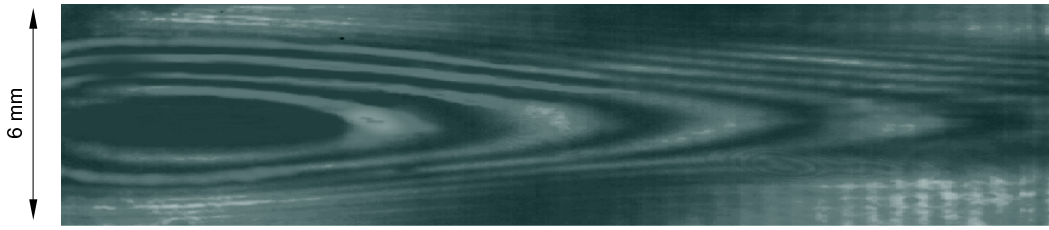


Abbildung 2.9: Interferogramm des optimierten EG-Flüssigkeitstrahls bei Raumtemperatur und  $11 \times 10^3$  hPa Druck am Düsenkanal.

Eine gewisse Strömungsgeschwindigkeit auf der Achse des Jets bedeutet einen Druckabfall  $\delta P$  am parallelen Düsenkanal gemäß (Massey 1970):

$$\delta P \approx \frac{8\eta lv}{d^2}. \quad (2.38)$$

Soll die kritische Pumpleistung nach Gl. (2.33) größer als die maximal zur Verfügung stehende Pumpleistung sein, folgt für ein gegebenes  $v$  und  $\rho$  ein minimaler Wert für die erforderliche Viskosität der Farbstofflösung. Die Abschätzung mit  $v \approx 20 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\rho \approx 1 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$  und  $d \approx 0.2 \text{ mm}$  liefert  $\eta \geq 20 \times 10^{-3} \text{ Pa s}$ . Eine solch hohe Viskosität des Lösungsmittel ist nicht nur erforderlich um Druckschwankungen im freien Farbstoffstrahl zu unterbinden, sondern auch um Oberflächenwellen auf der Farbstoffplatte, die von der Reistrauhigkeit der Düsenkanalwände herrühren, zu dämpfen. Druckschwankungen nehmen mit abnehmender Plattendicke  $d$  und mit steigender laminarer Strömungsgeschwindigkeit  $v$  ab. Die Dämpfung von Oberflächenwellen aber ist um so stärker je kleiner  $v$  ist, da die Dämpfung in erster Näherung eine lineare Funktion der Zeit ist. Deshalb gibt es eine optimale Strömungsgeschwindigkeit für eine gegebene Viskosität und Plattendicke. Da die Oberflächenwellen in größerer Entfernung vom Düsenaustritt stärker gedämpft werden, die Oberflächengenauigkeit wegen der Oberflächenspannung aber mit zunehmenden Abstand von der Düse abnimmt, wird es ebenfalls einen Bereich optimaler optischer Qualität in einem gewissen Abstand vom Düsenaustritt geben.

Um die optische Qualität des Flüssigkeitsjets zu untersuchen, wurde der Farbstoffstrahl in ein Mach-Zehnder Interferometer eingebaut. Als kohärente Lichtquelle diente ein kollimierter HeNe-Laserstrahl ( $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ ). Abb. 2.9 zeigt eine exemplarische Aufnahme des resultierenden Interferenzmusters bei einer Belichtungszeit von  $1/30 \text{ s}$ . Die Daten zum Jet sind: EG bei  $20^\circ\text{C}$ ,  $p = 11 \times 10^3 \text{ hPa}$ ,  $d = 0.26 \text{ mm}$ ,  $h = 6 \text{ mm}$ ,  $l = 18 \text{ mm}$  und  $l_V = 15 \text{ mm}$ . Mit diesen Parametern erreicht man ein stationäres Interferenzbild. Der Verlauf eines einzelnen Interferenzstreifens stellt die Kontourlinie für eine konstante optische Dicke dar. Benachbarte Interferenzstreifen entsprechen einer Dickenänderung um  $\lambda/(2n)$ . Demnach liegt der geeignetste Bereich zum Pumpen der Farbstofflösung bei diesen Parametern auf der Achse des Jets und etwa  $4 \text{ mm}$  vom Düsenaustritt entfernt. In diesem Bereich ergibt das aus Abb. 2.9 abgeleitete Höhenprofil des Jets senkrecht zur Strömungsrichtung einen Krümmungsradius der transmittierten und ursprünglich ebenen Wellenfront von etwa  $1.1 \text{ m}$ , entsprechend einer Brennweite von etwa  $0.5 \text{ m}$ . Die Oberflächenqualität des Jets beträgt demnach über drei Pumplichtfokus-Durchmesser etwa  $1/266$  Wellenlängen im Licht der Natrium D-Linien. Außerhalb des Jets kommt das dargestellte Interferenzmuster durch die Verkippung des Referenzstrahls relativ zum Objektstrahl zustande, die notwendig ist, um die Ablenkung, die der Laserstrahl durch die Keilform der Farbstoffplatte erfährt, auszugleichen. Aus dem Abstand der Interferenzstreifen von  $0.6 \text{ mm}$  in diesem Bereich ergibt sich ein Keilwinkel von  $0.6328 / 600 = 1 \text{ mrad}$ . Dieser ist zeitlich stabil und kann leicht durch geeignete Justage des Resonators ausgeglichen werden.

In Abb. 2.10 ist exemplarisch die gemessene Linienverbreiterung bei passiv stabilisiertem Laser in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit des Jets für Wasser und für EG als Farbstofflösungsmittel (bei jeweils  $20^\circ$ ) für jeweils drei verschiedene Jetdicken  $d$  dargestellt. Die Breite und Länge des Düsenkanals beträgt für alle Meßpunkte  $b = 6 \text{ mm}$  beziehungsweise

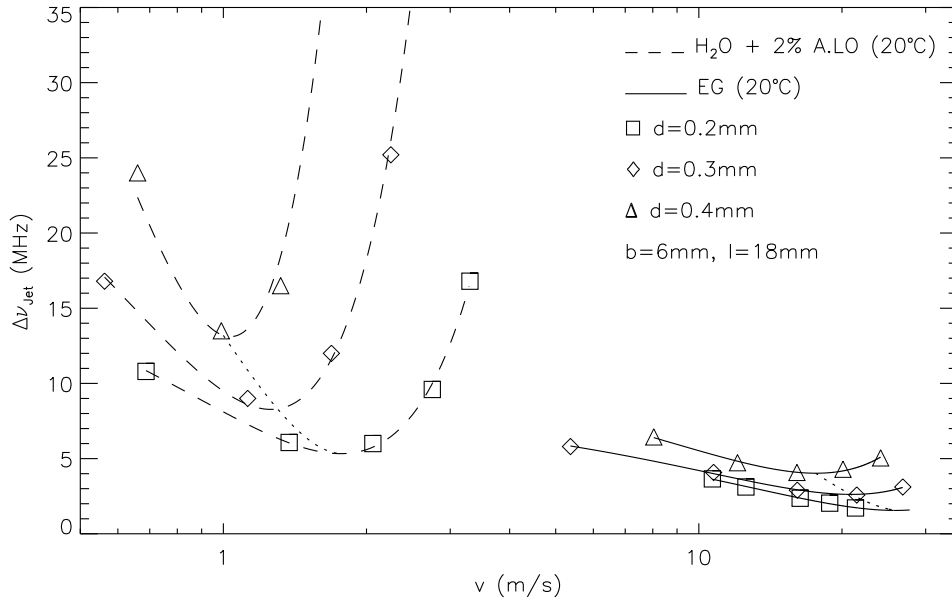


Abbildung 2.10: Effektive Laserlinienbreite in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit des Farbstoffjets.

$l = 18$  mm. Alle eingezeichneten Meßwerte sind über 1 Sekunde gemittelt. Der Pumpleistung lag immer unterhalb des kritischen Wertes und die Pumpfokussdurchmesser variierten zwischen 15 und 30  $\mu\text{m}$ . Die gleichzeitig interferometrisch gemessenen Dickschwankungen stimmen gut mit den nach Gl. (2.35) aus den gemessenen Linienbreiten ermittelten Dickevariationen überein. Die gemessenen Linienbreiten für eine gegebene Jet-Dicke durchlaufen wie erwartet ein Minimum. Größere Jetdicken haben für ein gegebenes Lösungsmittel dabei auch stärkere Dickschwankungen zur Folge. Mit EG sind wegen seiner größeren Viskosität etwa um den Faktor 3 kleinere Linienbreiten im Vergleich zu reinem Wasser zu erreichen. Noch günstiger sind Ergebnisse mit der Wasser/PVA beziehungsweise A.LO-Lösung. Hier sind die gemessenen Linienbreiten um den Faktor 5 kleiner als diejenigen, die man mit reinem Wasser als Lösungsmittel erhält. Das Verhältnis der thermooptischen Konstanten von verdicktem Wasser zu der von EG nach Tab. 2.3 sollte eine noch größere Verringerung der effektiven Linienbreiten gegenüber der Messung erwarten lassen. Das dies nicht der Fall ist liegt wohl hauptsächlich daran, daß im Bereich solcher kleiner Linienbreiten nun auch andere Ursachen, die die effektive Resonatorlänge beeinflussen (wie etwa Vibrationen, Luftströmungen oder akustische Wellen) bei den Versuchen zum Tragen kamen.

Nähert man an die Messwerte für die Dickschwankungen bei gegebener Jetdicke einer Lösung eine Parabel, so läßt sich aus der Lage der Parabelminimas wiederum die optimale Strömungsgeschwindigkeit,  $v_{opt}$ , in Abhängigkeit von der Jetdicke ermitteln. Für alle der hier betrachteten Lösungsmittel zeigt sich, daß die zur optimalen Geschwindigkeit gehörende Reynoldszahl bei einer gegebenen Düsendicke bei einem Wert liegt, der in etwa dem halben Wert der kritischen Reynoldszahl in Gl. (2.36) entspricht, das heißt

$$v_{opt} \approx \frac{375\eta}{\rho d}. \quad (2.39)$$

Mit dieser Reynoldszahl ist dann auch die optimale Düsenkanallänge,  $l_{opt}$ , für eine gegebene Düsendicke bestimmt:

$$l_{opt} \approx 67.50d. \quad (2.40)$$

Für einen gegebenen maximal verfügbaren Förderdruck am Düseneingang,  $P_{max}$ , liefert Gl. (2.38)



die maximal erreichbare laminare Strömungsgeschwindigkeit,  $v_{lim}$ . Zusammen mit Gl. (2.40) folgt:

$$v_{lim} \approx \frac{P_{max} d}{\sqrt{540\eta}}. \quad (2.41)$$

Da  $v_{lim}$  linear von  $d$  und  $v_{opt}$  umgekehrt proportional von  $d$  abhängt, gibt es für einen maximal einstellbaren Strömungsdruck am Düseneingang eine optimale Plattendicke  $d_{opt}$ , die bei gleichzeitig minimalen Dickschwankungen die größtmögliche Strömungsgeschwindigkeit zuläßt. Gleichsetzen von Gl. (2.41) und Gl. (2.39) liefert:

$$d_{opt}(\text{mm}) \approx 4.46 \times 10^{-8} \frac{\eta(\text{Pa s})}{\sqrt{\rho(\text{kg m}^{-3})p_{max}(\text{hPa})}}. \quad (2.42)$$

Zusammen mit Gl. (2.39) folgt daraus die maximal sinnvolle Strömungsgeschwindigkeit  $v_{opt}$  auf der Achse des Jets. Für Lösungsmittel mit Viskositäten kleiner als etwa  $15 \times 10^{-3}$  Pa s ergeben sich in der Praxis nach obiger Gleichung immer optimale Jetdicken kleiner als 0.20 mm. Um eine Überkonzentration an Farbstoff zu vermeiden ist in diesem Fall also  $d_{opt}(\text{mm}) \approx -\ln(1 - A)/15.12$ . Als optimalen Abstand des aktiven Volumens vom Düsenausgang ergeben die Interferogramme bei den hochviskosen Lösungen den Bereich 4 - 7 mm.

Nach Gl. (2.33) ist das Verhältnis des Produkts aus dritter Potenz des Pumpfokusradius und optimaler Jetgeschwindigkeit zu thermooptischer Konstante eines Farbstoff-Lösungsmittels ein direktes Maß für die kritische Pumpleistung. Das Verhältnis der Aufenthaltsdauer der Farbstoffmoleküle im Pumpfokus mit Radius  $w_p$  zu der Lebensdauer des Triplett-Grundzustandes  $\varphi_T \tau_T$  ist ein Maß dafür, wie stark die Anreicherung der Triplett-Zustände mechanisch unterdrückt wird oder wie effizient die Pumpleistung in Farbstofflaserlicht umgewandelt wird. Diese Größen, normalisiert auf das Quadrat des Pumpfokusradius im aktiven Volumen, können zu einem Gütefaktor,  $G_{Loesung}$ , zusammengefaßt werden, mit dem beurteilt werden kann, wie gut sich die unterschiedlichen Farbstofflösungen für einen Laser eignen, der mit maximaler Ausgangsleistung bei gleichzeitig optimaler Mode und Linienbreite betrieben werden soll:

$$G_{Loesung} := \frac{v_{opt}^2 \varphi_T \tau_T}{k_{therm}} \quad (2.43)$$

Abb. 2.11 zeigt die Abhängigkeit dieses Gütefaktors von der Temperatur der untersuchten Lösungsmittel bei einem Förderdruck von  $11 \times 10^3$  hPa am parallelen Düsenkanal mit optimaler Düsengeometrie nach Gl. (2.42) und einem angenommenen Pumpfokusradius von  $15 \mu\text{m}$ . Die zugrundegelegte Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex für die angegebenen Lösungen wurde von mir experimentell aus dem Brewster-Winkel einer temperierten Probe ermittelt. Die Abhängigkeit der Viskositäten von der Temperatur wurde aus der Literatur entnommen (Borchers et al. 1969) beziehungsweise aus der kritischen Reynoldszahl ermittelt. Man sieht in Abb. 2.11, daß bei Raumtemperatur der ungünstige Wert der thermooptischen Konstanten von EG durch seine hohe Viskosität wieder ausgeglichen wird. Bei  $0^\circ\text{C}$  geht der Brechungsindex von Wasser durch ein Maximum. Dieser Pol von  $dn/dT$  bleibt auch bei den untersuchten wäßrigen Lösungen erhalten. Um auch bei Temperaturen um den Gefrierpunkt von Wasser mit den Lösungen arbeiten zu können, muß allerdings ein geeignetes Frostschutzmittel dem Farbstoffkreislauf zugegeben werden. Ein 10%iger Anteil von EG erlaubt ein Arbeiten bis hinab zu Flüssigkeitstemperaturen von  $-5^\circ\text{C}$ . Diese EG-Konzentration erhöht gleichzeitig die Viskosität und damit die optimale Düsendicke und Jetgeschwindigkeit wie sie der Abb. 2.11 zugrundeliegt. Man sieht, daß die Güte von EG bei Lösungstemperaturen oberhalb etwa  $13^\circ\text{C}$  ( $5^\circ\text{C}$ ) höher als die der beiden wässrigen Lösungen (von Wasser) ist, was am Verlauf von  $dn/dT$  liegt. Um bei tieferen Temperaturen den Einfluß eines von Null verschiedenen Wertes für die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex auf den Güteparameter der Lösungen zu untersuchen, werden die Lösungen deshalb bei der Temperatur  $1.1^\circ\text{C}$  verglichen. Dieser Wert entspricht etwa dem Temperaturgradienten, der über dem Pumpfokus nach Gl. (2.28) bei einer Pumpleistung von 25 W und einem Pumpfokusradius von  $15 \mu\text{m}$  für die wässrigen Lösungen bei

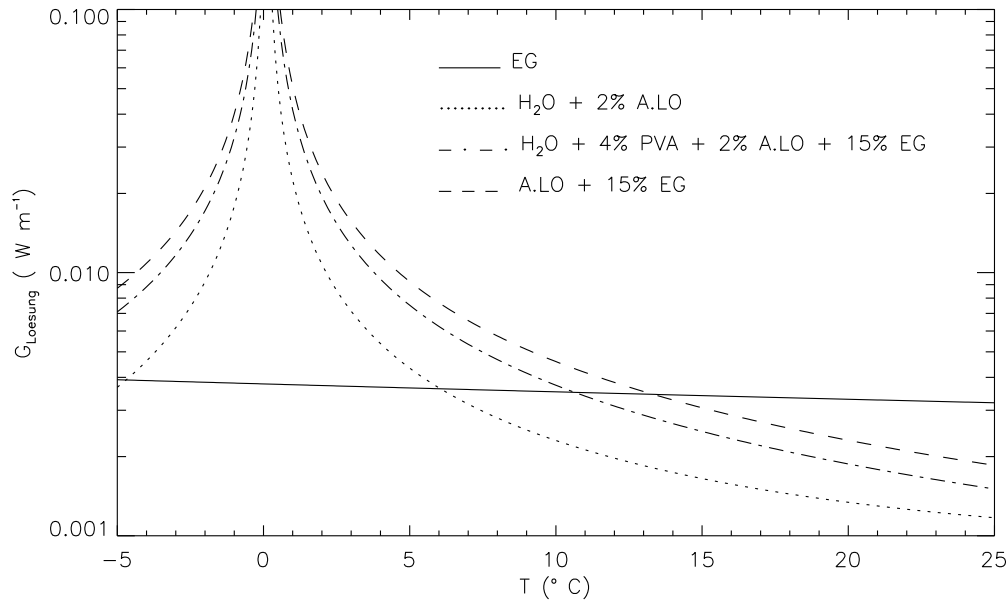


Abbildung 2.11: Güteparameter  $G_{Loesung}$  der verwendeten Farbstofflösungen in Abhängigkeit von der Temperatur bei  $11 \times 10^3$  hPa Förderdruck am parallelen Düsenkanal mit optimierter Geometrie.

optimaler Jetgeschwindigkeit erwartet wird. Abb. 2.11 zeigt, daß gegenüber EG die Güte von Wasser beziehungsweise der beiden wässrigen Lösungen bei dieser Temperatur um den Faktor 6 beziehungsweise 12 größer ist, da der geringere Betrag von  $dn/dT$  wesentlich höhere kritischere Pumpleistung erlaubt (im Fall von Wasser dient er allerdings zum Ausgleich der geringeren mechanischen Tripletunterdrückung).

Am günstigsten erscheint deshalb der Gebrauch der beiden wässrigen Lösungen. Um Nutzen aus den Vorteilen dieser Lösungen zu ziehen, müssen diese unter etwa  $10^\circ\text{C}$  gekühlt werden. Allerdings hat sich bei Lösungsmitteltemperaturen unterhalb etwa  $7^\circ\text{C}$  die Kondenswasserbildung trotz umfangreicher Isolierung des Farbstoffkreislaufes als sehr störend erwiesen. Besonders problematisch in diesem Zusammenhang sind Kondenswassertropfen, die an der Düsenstirnfläche auftreten. Auch sind die wässrigen Lösungen grundsätzlich äußerst umständlich in der Handhabung. So erfordert das Auflösen von PVA in Wasser ein Umrühren über mehrere Stunden bei etwa  $50^\circ\text{C}$ . Doch selbst dann ist die unvermeidliche Polymerisation des Verdickers noch störend für den regulären Betrieb. Beim Auffangen des Jets aus der A.LO-Lösung bildet sich Schaum. Die Luftbläschen können über den gesamten Farbstoffkreislauf wieder zur Düse gelangen und dann die Eigenschaften des Lasers vor allem auf kurzen Zeitskalen drastisch verschlechtern. Auch verstopft die ruhende A.LO Lösung im Verlauf von einigen Tagen den Düsenkanal, so daß nach jedem Ausbau der Düse zum Reinigen diese zum Betrieb wieder justiert werden muß. Für den regulären Betrieb des ALFA-Lasers wird deshalb die auf EG basierende Farbstofflösung wegen der unkomplizierten Handhabung bei gleichzeitig sehr guter Leistung verwendet.

### 2.3.2.2 Der Farbstoff-Pumpstand

Der Originalpumpstand des kommerziellen Farbstofflasers war weder vom Förderdruck, noch von der Farbstoffverträglichkeit seiner Materialien, noch von der Einfachheit eines Farbstoffwechsels her gesehen für die vorliegende Anwendung geeignet.

Beim Aufbau des neuen Pumpstands (vgl. das Schema in Abb. 2.12) wurde darauf geachtet, daß alle Komponenten, die mit dem Farbstoff in Berührung kommen, aus Materialien bestehen, die

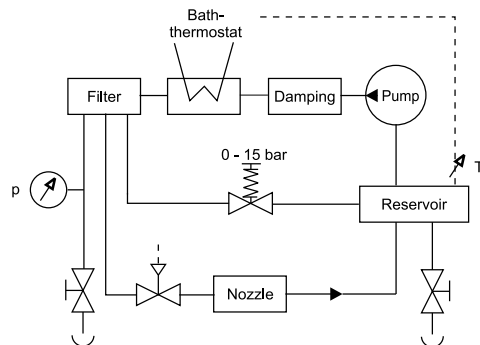


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung des Farbstoffkreislaufs.

keinen Einfluß auf die chemischen und physikalischen Eigenschaften der Farbstofflösung haben. Die verwendeten Materialien im vorliegenden Fall sind rostfreier Edelstahl, Polypropylen und Teflon. Ferner wurden alle farbstoffberührenden Schweißnähte elektropoliert. Alle Schläuche, Anschlüsse und Kupplungen im Pumpkreislauf sind mit 6 mm freiem Innendurchmesser so dimensioniert, daß der Strömungswiderstand und damit der Druckabfall in allen Zuleitungen möglichst klein gehalten wird.

Zum Umwälzen des Farbstoffes wird eine Zahnradpumpe verwendet, deren mediumsberührenden Wandteile aus rostfreiem Edelstahl gefertigt sind. Die Zahnräder und Gleitlager des Pumpenkopfes bestehen aus chemisch und mechanisch hochbeständigen modifiziertem Polyetheretherketon. Die Pumpenwelle wird über eine permanentmagnetische Kupplung von einem Elektromotor angetrieben. Diese Kopplung vermeidet die Übertragung von Schwingungen durch den Motor auf die geförderte Farbstofflösung und erleichtert den Ausbau beziehungsweise Austausch des Pumpenkopfes. Die Elektro-Zahnradpumpe ist selbst nochmals gedämpft auf einer von allen anderen Komponenten getrennten Grundplatte aufgestellt. Der Elektromotor arbeitet bei einer Drehzahl von  $4000 \text{ min}^{-1}$ , was einem Förderstrom von  $2.6 \text{ l min}^{-1}$  bei einem Förderdruck von  $10 \times 10^3 \text{ hPa}$  entspricht. Über einem Förderdruck von etwa  $10 \times 10^3 \text{ hPa}$  nimmt die Lebensdauer der Zahnräder deutlich ab. Bei einem Förderdruck von  $12 \times 10^3 \text{ hPa}$  beträgt die Lebensdauer etwa 1000 Stunden. Dies stellt für den regulären Betrieb einen akzeptablen Wert dar. Mit den Leitungsverlusten einschließlich dem Druckabfall im Übergangsbereich zum Düsenkanal stehen somit an der Düse  $11 \times 10^3 \text{ hPa}$  für den regulären Betrieb zur Verfügung.

Um die durch die Zahnradpumpe erzeugten Druckschwankungen, die bei niedrigen Frequenzen die höchsten Amplituden aufweisen, zu dämpfen, wird die Lösung nach der Pumpe durch einen elastischen aber dennoch hochdruckbeständigen Polypropylenschlauch von 30 cm Länge geführt. Die auf die Schlauchwände übertragenen Schwingungen werden von Bleigranulat, in das der Polypropylenschlauch mit Silikonkautschuk eingebettet ist, aufgenommen. Durch diese Maßnahme betragen die gemessenen Druckschwankungen (1 - 100 Hz) beim regulären Förderdruck für Wasser etwa 90 hPa und im Fall von EG beziehungsweise der verdickten wässrigen Lösungen etwa 8 hPa. Dies entspricht einer Linienverbreiterung von etwa 3 beziehungsweise 0.3 MHz, die aus interferometrisch gemessenen Dickschwankungen ermittelt wurde.

Von der Pumpe passiert die Farbstofflösung nach dem Dämpfungsglied einen wassergekühlten Gegenstromkühler und wird anschließend mittels eines Glasfaserfilters von Verunreinigungen mit Partikelquerschnitten größer  $10 \mu\text{m}$  gereinigt. Vom Filter führt eine Zuleitung über ein ferngesteuertes Absperrventil zur Düse. Eine weiterer Ausgang des Filtergehäuses führt über ein einstellbares Überstromventil zurück zu einem Reservoir mit 1.5 l Fassungsvermögen für die Farbstofflösung. Diese Leitung dient zum einem zur Druckeinstellung und Druckbegrenzung. Zum anderen erlaubt die Anordnung des Bypass-Ausgangs oberhalb des Filtergehäuses, daß Luftblasen in das Reservoir entweichen können. Zum bequemen Austausch der Farbstofflösung dienen zwei Ablaufhähne am Reservoir und am Filtergehäuse.

Das Absperrventil zur Düse sorgt bei abgeschalteter Pumpe im geschlossenen Zustand dafür, daß die Düse immer mit Farbstofflösung gefüllt ist. Ansonsten würde es beim Einschalten der Pumpe zu unkontrollierten Farbstoffspritzern aufgrund der eingeschlossenen Luft kommen und angetrocknete Farbstoffreste im Düsenkanal würden die Oberflächenqualität des Farbstoff-Jets mindern. Wegen des hohen Anfahrstroms kann die Zahnradpumpe nicht an die unterbrechungsfreie Stromversorgung auf Calar Alto angeschlossen werden. Bei jedem Stromausfall während des Laserbetriebes wird deshalb das Absperrventil automatisch geschlossen, um beim erneuten Anfahren der Pumpe die oben geschilderten Gefahren zu vermeiden.

Der Schlauch, der den freien Farbstoffstrahl horizontal auffängt, ist in einer solchen Entfernung vom Düsenausgang angebracht (ca. 90 mm), daß die schwache Sogwirkung, die die Flüssigkeit kurz vor dem Auftreffen auf die Wand des Auffangschlauches erfährt, zu keiner Krümmung der Farbstoffplatte im Bereich des Pumpstrahls führt. Der Auftreffwinkel im Auffangschlauch ist so eingestellt (ca. 15°), daß es zu keiner sichtbaren Turbulenz und Bläschenbildung in der zum Reservoir abfließenden Flüssigkeit kommt. Damit wird auch gewährleistet, daß sich keine Stoßwellen rückwärts in Richtung der Düse auf dem Farbstoffstrahl ausbilden. Da das Farbstoffreservoir hermetisch dicht geschlossen werden kann, erzeugt die Luft, die bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten über den Auffangschlauch in das Reservoir transportiert wird, einen leichten Überdruck im Reservoir, womit eine weitere Luftzufuhr unterbunden und die Gefahr der Bläschenbildung im Farbstoffkreislauf verringert wird.

### 2.3.3 Die Optimierung der Ausgangsleistung

Da die kritische Pumpleistung linear und die Schwellenpumpleistung quadratisch vom Pumpfokusradius  $w_p$  abhängt, existiert für ein gegebenes Verhältnis von Farbstoff- zu Pumpstrahlquerschnitt im Farbstoff eine maximale kritische Pumpleistung, die die größte Ausgangsleistung liefert. Für gegebene Eigenschaften des Farbstoffstrahls und einer gegebenen maximal verfügbaren Pumpleistung  $P_p$  läßt sich somit im Hinblick auf eine optimale Ausgangsleistung (das heißt maximal bei gleichzeitig stabiler TEM<sub>00</sub>-Mode und Linienbreite) ein minimales  $(w_p)_{opt}$  und maximales  $\zeta_{opt}$  finden, so daß  $(P_p)_{krit} \geq P_p$ . Mit diesen optimalen Parametern kann die optimale Resonator-Auskoppelung,  $t_{opt}$ , aus  $\delta P_d / \delta t = 0$  bestimmt werden. Differentiation von Gl. (2.25) liefert:

$$t_{opt} = V \left[ \left\{ \frac{2A(\sigma_d - k_{ST}\varphi_T\tau_T\sigma_T)K(\phi)(P_p/S_p)}{[2\sigma_p(1 + k_{ST}\varphi_T\tau_T)K(\phi)(P_p/S_p) + (hc/\lambda_d)(1/\tau)]V(1 + \zeta_{opt})} \right\}^{1/2} - 1 \right]. \quad (2.44)$$

Die maximale Kleinsignalverstärkung bei optimaler Auskoppelung ist dann gegeben durch:

$$(\gamma_0 d)_{opt} = V \left( \frac{t_{opt}}{V} + 1 \right)^2. \quad (2.45)$$

Daraus resultiert die maximale Ausgangsleistung zu:

$$(P_d)_{max} = S_d I_s \frac{t_{opt}^2}{V}, \quad (2.46)$$

mit der Sättigungsintensität

$$I_s = \frac{\lambda_p}{\lambda_d} \left[ \frac{\sigma_p(1 + k_{ST}\varphi_T\tau_T)(P_p/S_p)(A/N\sigma_p d) + (hc/\lambda_p)(1/\varphi_S\tau_S)}{\sigma_d} \right]. \quad (2.47)$$

Die Größe  $S_p = n_{Rh6G}\pi w_p^2$  in obigen Gleichungen bestimmt sich aus der Resonatorgeometrie analog Gl. (2.3). Der Resonator des Pumpasers ist hemisphärisch aufgebaut mit einem planen Resonatorspiegel und einem plankonkaven Auskoppelspiegel (AK) im gegenseitigen Abstand von  $L_R = 2060$  mm. Der Krümmungsradius des Auskopplers ist so gewählt, daß die scheinbare Strahltaile des Resonators im Abstand  $l_T = 520$  mm hinter dem planen Resonatorspiegel liegt.

Zusammen mit dem Abstand zwischen Auskoppler und dem Pumpspiegel P1,  $l_{AKP1} = 400$  mm, folgt somit:

$$S_p \approx \frac{n\lambda_p R_{P1}^2}{4(L_R + l_T + l_{AKP1} - 2R_{P1})}, \quad (2.48)$$

mit  $R_{P1}$  als dem Krümmungsradius von P1.

Da die Ausgangsleistung umgekehrt proportional zu den Resonatorverlusten ist, müssen die einzelnen Beiträge zu den Verlusten möglichst genau abgeschätzt werden, damit das Modell für die Ausgangsleistung verlässliche Werte liefern kann, und damit klar wird, wo Potential für mögliche Verbesserungen zu finden ist. Die Verluste im Resonator setzen sich wie folgt zusammen: Der unter dem Brewster-Winkel stehende Farbstoffstrahl verursacht  $2 \times 0.02$  %. Die Streuung an den vier dielektrisch beschichteten Spiegeln trägt mit jeweils 0.10 % bei. Der Beitrag der beiden BK-7 Brewster-Rhomben ist insgesamt  $2 \times 0.04$  %. Die Brewster-Verluste an den beiden Komponenten der optischen Diode betragen insgesamt  $4 \times 0.02$  %. Hinzukommen 0.20 % Absorption im Faraday-Glas (SF2). Durch die Modenbegrenzende Blende mit 3 mm Durchmesser vor M3 verliert man 0.10 % wegen Beugung (vgl. Kap. 2.5.2). Zur Änderung der Resonatorlänge dreht sich die Glasplatte BP3 bis zu  $\pm 2^\circ$  vom Brewster-Winkel weg, was maximal 0.4 % Reflexionsverluste verursacht. Das aus drei Platten bestehende doppelbrechende Filter trägt  $6 \times 0.02$  % bei. Streuung an den vergüteten Oberflächen der beiden Etalons verursacht  $4 \times 0.10$  %. Damit die beiden Etalons in Transmission als Frequenzfilter arbeiten, müssen sie verkippt werden. Der daraus resultierende sogenannte Walk-Off-Verlust wegen der unvollständigen Überlagerung der interferierenden Strahlen wächst quadratisch mit dem Kippwinkel und der Dicke des Etalons (Leeb 1975). In der Praxis ist eine Verkipfung von 3 mrad ausreichend um Oszillationen der Reflexionen zu vermeiden. Für die Dicke des Etalons bedeutet dies einen Verlust von 0.70 %. Die Addition sämtlicher Beiträge liefert einen Verlust von  $V \approx 2.52$  %.

Mit dem oben dargestellten Modell zur Ausgangsleistung wurden von mir für ein gegebenes Lösungsmittel bei optimalen Farbstoff-Düsenparametern sowie festen Resonatorverlusten (ausschließlich Auskopplung) die für eine maximale Einmoden-Ausgangsleistung optimalen Werte von  $\zeta$ ,  $w_p$  und  $t$  in Abhängigkeit von der Pumpleistung und mit dem Verlustfaktor  $W$  für nichtkollinearem Pumpen als freier Parameter numerisch in einer Iteration aus den Lösungen der Gleichungen  $\delta P_d / \delta \zeta = 0$  und  $\delta P_d / \delta t = 0$  unter der Randbedingung  $P_p = (P_p)_{krit}$  ermittelt. Der Verlustfaktor  $V$  ist mit berücksichtigt, da sich aus dem Pumpfokus-Durchmesser beziehungsweise der Brennweite von P1 zusammen mit den geometrischen Randbedingungen, die der Resonatoraufbau setzt (gefordert sind keine störenden Beugungseffekte am Oberand von P1 beziehungsweise am Unterand von M1), der minimale Winkel zwischen Pump- und Farbstofflaserstrahl automatisch festgelegt ist. Der Parameter  $z$  in Gl. (2.33) für die kritische Pumpleistung ist ein Maß für die Deformation der tatsächlichen Lasermode am Ausgang im Vergleich zur gewünschten TEM<sub>00</sub>-Intensitätsverteilung.

Als Maß für die Deformation kann im vorliegenden Fall der sogenannte  $M^2$ -Gütefaktor dienen (Siegman 1986). Für zentralsymmetrische Strahlen ist er definiert als das Verhältnis des Rayleigh-Bereichs (s. Kap. 2.5.2.1) eines ideal gaußförmigen Strahls zum Rayleigh-Bereich des tatsächlichen Strahls mit gleicher Strahltaile, oder:

$$M^2 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda z_R}, \quad (2.49)$$

mit  $w_0$  als dem gemessenen Radius der Strahltaile und  $z_R$  als der gemessenen Rayleigh-Reichweite. Bei einem beugungsbegrenzten Strahl ist  $M^2 = 1$ . Wie die im ersten Kapitel durchgeführte Leistungsanalyse zeigt, ist ein Laserstrahl mit  $M^2$  bis maximal etwa 1.30 noch akzeptabel. Die experimentelle Bestimmung der Laserstrahlparameter für hohe Pumpleistungen (s. unten) zeigt, daß bei einer frischen Farbstofflösung für einen 1.1-fach beugungsbegrenzten Laserstrahl die kritische Pumpleistung nach Gl. 2.33 mit  $z = 1.09$  gegeben ist. Mit zunehmenden Alter der Farbstofflösung verschlechtert sich  $M^2$ . Für den regulären Betrieb des ALFA Lasers wird ein Leistungsabfall von etwa 15 % akzeptiert, bevor die Farbstofflösung erneuert wird. Dies ist etwa alle 1500 Wh (integrierte Pumpleistung) der Fall. Ab diesem Zeitpunkt hat sich  $M^2$  auf etwa 1.2 erhöht.

In Abb. 2.13 ist das optimale  $\zeta$  und  $w_p$  für Rh6G in EG bei 20°C für verschiedene Farbstoffkonzentrationen in Abhängigkeit von der Pumpleistung aufgetragen. Es ist eine Normalatmosphäre angenommen. Die Pumpleistung ist sowohl integriert über alle relevanten Argon-Ionenlaserlinien sowie als korrespondierende Leistung in der stärksten Linie bei 514.5 nm angegeben. Als Resonatorverlust ohne Auskopplung wurde  $V = 2.5\%$  verwendet. Der Abb. 2.13 zugrundegelegte minimal erreichbare Winkel zwischen Pump und Farbstofflaserstrahl variiert zwischen 8 und 4 Grad. Als Förderdruck wurde der für den regulären Betrieb des ALFA-Lasers gültige Wert von  $p = 11 \times 10^3$  hPa verwendet. Die daraus resultierenden und für Abb. 2.13 verwendeten optimalen Düsenparameter sind nach Kap. 2.3.2.1:  $d_{opt} = 0.26$  mm,  $l_{opt} = 18$  mm und  $v_{opt} = 25.8$  m s<sup>-1</sup>. Wie erwartet erfordert das Unterdrücken von thermischen Linseneffekten mit zunehmender Pumpleistung größere Pumpfoki. Abb. 2.13 zeigt desweiteren die theoretisch optimale Transmission des Auskoppelspiegels. Eingetragen sind ebenfalls die optimalen Transmissionswerte aus Experimenten, auf die im folgenden näher eingegangen wird.

### 2.3.3.1 Überprüfung der Modellvorhersage

In Abb. 2.14 ist die maximale vorhergesagte Ausgangsleistung und die Steigung der Effizienz zusammen mit experimentell ermittelten Daten für das im vorangegangenen Abschnitt beschriebene System unter einer Normalatmosphäre dargestellt.

Um die Gültigkeit der Modellvorhersagen zu überprüfen mußte der Farbstofflaser in unterschiedliche Konfigurationen gebracht werden, was für diejenige experimentelle Anordnung, in der der Laser tatsächlich für ALFA genutzt wird, nun näher ausgeführt werden soll. Für den ALFA Farbstofflaser stehen regulär 25 W integrale Pumpleistung zur Verfügung. Wegen der für den Pilotlaser notwendigen ausgekoppelten Leistung bedeutet dies, daß der Pumplaser mit etwa 27 W Ausgangsleistung betrieben werden muß. Bei einem Röhrenstrom von 60 A sind maximal 30 W integrale Ausgangsleistung möglich. Der Pumplaser wird mit einem geringeren Röhrenstrom als dem maximal möglichen betrieben, so daß auch mit zunehmenden Alter der Laserröhre eine konstante Pumpleistung trotz Verschleißerscheinungen an den Elektroden aufrecht erhalten werden kann. Bei einer integralen Pumpleistung von 25 W maximiert  $\zeta_{opt} = 2.6$  und  $(w_p)_{opt} = 21$   $\mu$ m die Ausgangsleistung des Farbstofflasers ohne daß thermische Effekte im Farbstoffjet die Modenqualität stören, eine optimale Jet-Geometrie vorausgesetzt. Um mit handelsüblichen Krümmungsradien für optische Oberflächen dieses  $(w_p)_{opt}$  zu erreichen, wurde nach Gl. (2.48)  $l_{AKP1} = 400$  mm gewählt, so daß ein Pumpspiegelradius  $R_{P1} = 150$  mm erforderlich ist. Bei diesen Parametern ist ein minimaler Winkel zwischen Pump- und Farbstofflaserstrahl von  $\theta_{opt} = 3^\circ$  möglich. Dieser Winkel entspricht nach Gl. (2.24) einem Verlust von 8 % in der Ausgangsleistung gegenüber dem Fall des exakt kollinearen Pumpens. Gegenüber dem entsprechenden Winkel von  $6^\circ$  im Originallaser bedeutet dies eine Steigerung der Ausgangsleistung um den Faktor 1.2, was auch experimentell bestätigt werden konnte.

Für den regulär betriebenen ALFA-Laser bedeutet  $\zeta_{opt} = 2.6$  daß  $(w_d)_{opt} = 34$   $\mu$ m betragen muß. Dies erfordert nach Gl. (2.3)  $R_{M3} \approx 150$  mm und natürlich  $R_{M1} = R_{M3}$ . Obiger Näherungswert ist hier erlaubt, da im praktischen Betrieb das optimale Anpassen der Farbstofflasermode im Jet an die Pumplichtmode immer auch durch Variation des Abstandes M1 – Jet erfolgen kann und muß. Dies ist eine natürliche Folge der begrenzten Genauigkeit, mit der die Vielzahl der Resonatorelemente grundsätzlich zueinander justiert werden können. Zur Kompensation des Astigmatismus ist nach Gl. (2.2) im, den Jet enthaltenen Resonatorarm ein Faltwinkel  $2\theta = 3.5^\circ$  erforderlich. Um aus praktischen Gründen wieder eine ähnliche Resonatorlänge zu erreichen wurde M5 versetzt und der Astigmatismus von M1 und M5 durch ein neues Brewster-Element zwischen M4 und M5 ausgeglichen.

Wie sich in Abb. 2.13 zeigt, ist für niedrige Farbstoffkonzentrationen die Übereinstimmung der Modellvorhersagen mit der gemessenen Ausgangsleistung sehr gut und es ist bei den höchsten verfügbaren Pumpleistungen in den Daten keine Tendenz festzustellen, die darauf hindeutet, daß thermische Effekte die Ausgangsleistung limitieren. Bei hohen Farbstoffkonzentrationen ist allerdings eine niedrigere Ausgangsleistung als vorhergesagt zu beobachten und die Meßwerte streuen auch stärker um das allgemein niedrigere Niveau. Beides hängt offensichtlich mit der

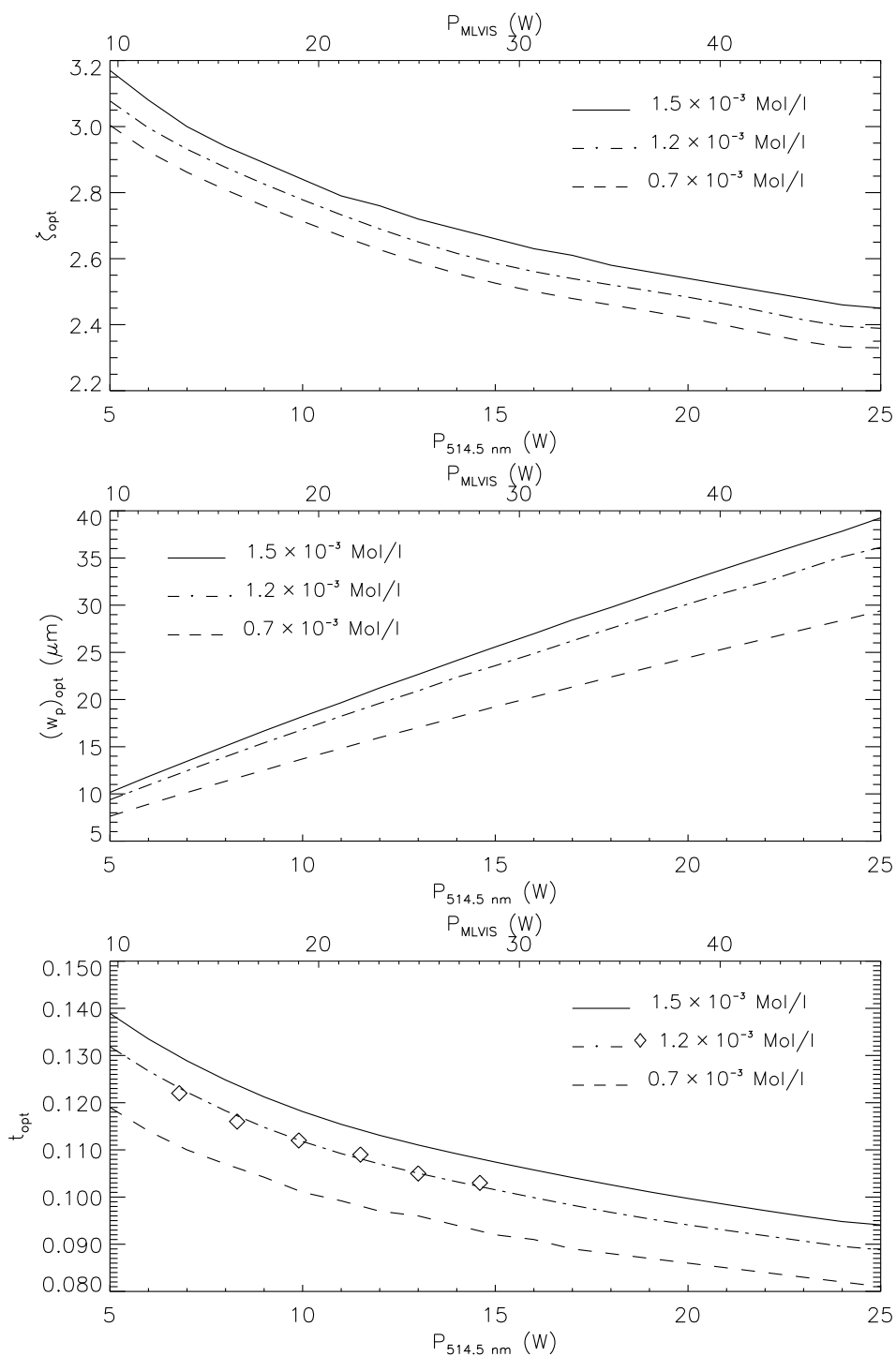


Abbildung 2.13: Optimales  $\zeta$  und  $w_p$  für  $V = 2.5\%$  in Abhängigkeit von der Pumpleistung für verschiedene Konzentrationen von Rh6G in EG bei  $20^\circ\text{C}$ , mit optimiertem Farbstoffjet und minimal möglichem Winkel zwischen Pump- und Farbstofflaserstrahl. Eingezeichnet sind ebenfalls gemessene optimale Auskopplungen.

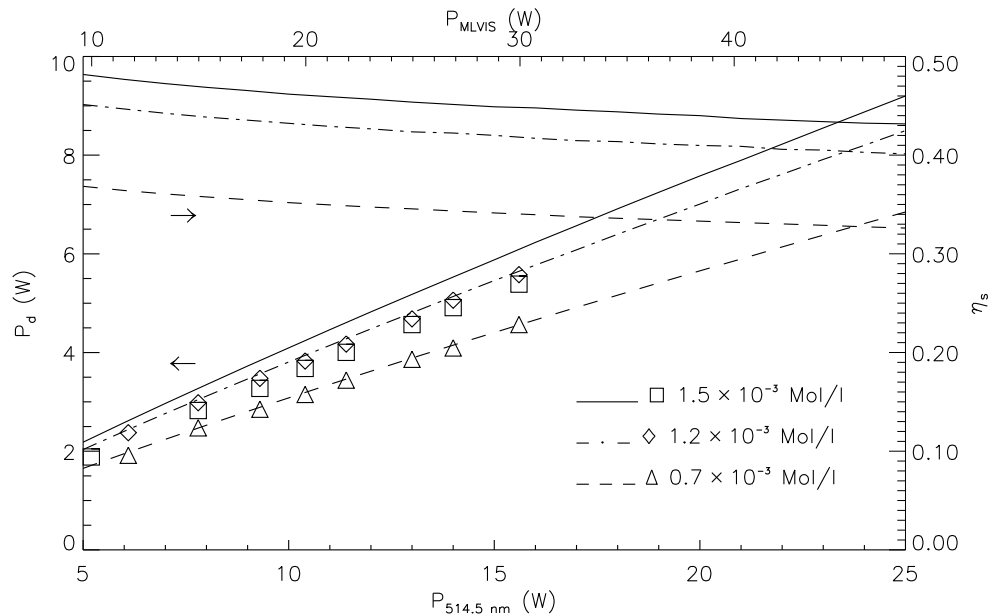


Abbildung 2.14: Vorhergesagte maximale Einmoden-Ausgangsleistung  $P_d$  und Effizienz  $\eta_s$  des optimierten Lasers bei 589 nm für Rh6G in EG bei 20°C,  $11 \times 10^3$  hPa Förderdruck an der optimierten Farbstoffdüse und  $V = 2.5$  % im Vergleich zu experimentellen Leistungsdaten.

bei hohen Konzentrationen einsetzenden Dimerbildung der Farbstoffmoleküle zusammen, die die Effizienz des Lasers herabsetzt. Die kritische Konzentration liegt bei ungefähr  $1.2 \times 10^{-3} \text{ Mol l}^{-1}$ . Dieser Wert wird für den regulären Betrieb des ALFA-Lasers eingestellt. Damit erreicht man 4.8 W Einmoden-Ausgangsleistung und eine Effizienz von  $\eta_d = 37$  % mit  $\eta_s = 42$  % bei 15 W integraler Pumpleistung um 514 nm.

Eine weitere Bestätigung für die Gültigkeit des oben vorgestellten Farbstofflasermodells sind die experimentell ermittelten optimalen Werte für die Resonator-Auskopplung. Für das Experiment wurde die Auskopplung variiert indem ein Paar unvergüteter BK7-Fenster nahe dem Brewster-Winkel im Resonator verkippt wurde. Das Paar war so angeordnet, daß der Strahlversatz des einen Glases durch den des anderen wieder ausgeglichen wurde. Der Verstellmechanismus erlaubte die gleichzeitige entgegengesetzte Verkipplung beider Fenster mit einer Auflösung im Bogensekundenbereich. Die eingetragenen Meßwerte sind auf die etwas höheren Verluste mit den beiden Fenstern korrigiert und stimmen gut mit der Vorhersage überein.

Mit den Farbstofflösungen auf Wasser-Basis, gekühlt auf 5°C, lassen sich wegen der höheren kritischen Pumpleistung mit dem vorliegenden System um etwa 25% höhere Effizienzen erreichen als mit der regulären EG-Lösung.

Tab. 2.4 faßt nochmals alle optimierten Parameter des ALFA-Lasers im regulären Betrieb zusammen. Die in den  $M^2$ -Faktor eingehenden Strahlparameter wurden bestimmt, indem der Strahlradius  $w(z)$  in zwei unterschiedlichen Entfernungen vom Laserausgang im gegenseitigen Abstand von  $\Delta z$  ermittelt wurde. Der Radius der Resonatormode ist dann  $w_0 = (\lambda_d/\pi)\Delta z/\Delta w(z)$ . Um den Strahlradius bei einem bestimmten Abstand  $z$  vom Laserausgang zu ermitteln, wurde die Intensität hinter einer Rasierklinge bei verschiedenen Abständen orthogonal zum Strahl gemessen. Der radiale Abstand, zwischen dem die gemessenen Intensitäten von 84 % auf 16 % der maximalen Intensität abgefallen ist, entspricht dann genau  $w(z)$  (eine gaußförmige Intensitätsverteilung vorausgesetzt, die durch zusätzliche Messungen bei verschiedenen Positionswinkeln bestätigt werden konnte). Mittlerweile steht für obige Messungen eine CCD-Kamera zur Verfügung, aus deren Bildern insbesondere Abweichungen vom zentralsymmetrischen Intensitätsprofil sehr viel schneller und einfacher bestimmt werden können. Mit Hilfe dieses Gerätes



Aktives Medium	
$d$	0.26 mm
$l$	18 mm
$b$	6 mm
$v$	26 m s <sup>-1</sup>
$c_{Rh6G}$	$1.2 \times 10^{-3}$ Mol l <sup>-1</sup>
Anregung	
$w_p$	21 $\mu$ m
$R_{P1}$	150 mm
$\phi$	5°
Resonator	
$w_d$	34 $\mu$ m
$R_{M1}$	150 mm
$R_{M3}$	150 mm
$R_{M5}$	125 mm
$t_{M4}$	0.11
$w_d$	0.8 mm
$\theta_d$	0.7 mrad
$M^2$	1.1 - 1.3
$\sigma_j^2$	$\pm 5$ $\mu$ rad
$\Delta P_d$	3 % / 12 h
$\delta P_d$	1 % S-S

Tabelle 2.4: Optimierte Einmoden-Farbstofflaserparameter bei  $\lambda_d = 589$  nm für Rh6G in EG bei 20° C,  $11 \times 10^3$  hPa Förderdruck an der optimierten Farbstoffdüse und 15 W integrale Pumpleistung um 514 nm. Der Strahlradius  $w_d$  ( $1/e^2$ -Intensitätspunkte) ist bei M4 gemessen und  $\theta_d$  ist der entsprechende halbe Divergenzwinkel.  $\sigma_j^2$  ist der Strahljitter,  $\Delta P_d$  die Langzeit-Leistungsstabilität und  $\delta P_d$  das optische Rauschen gemessen mit 10 Hz - 100 kHz. Die entsprechenden Werte für den Pumplaser sind  $(\sigma_j^2)_p = \pm 2$   $\mu$ rad,  $\Delta P_p = 0.5$  % / 12 h und  $\delta P_p = 0.4$  % S-S.

wird auch die Justage des Lasers hin zu einer maximalen Leistungsdichte im Strahl erleichtert. Abb. 2.15 gibt ein Beispiel für die gemessene Strahlqualität des optimierten Lasers mit einer 600 Watt-Stunden alten Farbstofflösung (4.8 W Ausgangsleistung bei 589 nm bei 15 W integraler Pumpleistung um 514 nm). Aus der als Funktion des Strahlradius aufgetragenen eingeschlossenen Leistung (an zwei Punkten entlang des Strahls) ergibt sich für den Farbstofflaser ein  $M^2 \approx 1.15$ . Zum Vergleich ist die gemessene radial eingeschlossene Lichtleistung eines leistungsstabilisierten Einzelmoden-HeNe-Lasers eingetragen, der ein  $M^2 \approx 1.05$  bei 2 mW Ausgangsleistung aufweist.

### 2.3.3.2 Farbstoff-Additive

Wie in Kap. 2.3.1 erwähnt, besteht eine Möglichkeit die Anreicherung der Triplett-Zustände zu unterdrücken darin, geeignete chemische Zusätze der Farbstofflösung beizumischen. Durch Stoßabregung mit den Additiv-Molekülen kann die Übergangsrate vom Triplett-Grundzustand in den Singlett-Grundzustand erhöht werden. Neben molekularem Sauerstoff ist Cycloooktate-traen (COT) ein bekanntes Additiv für polare Farbstoffe (Snaveley 1977). Die Effizienz beider Zusätze wurde am vorliegenden System untersucht.

Zum einem wurde durch das dicht verschließbare Farbstoffreservoir Sauerstoff geleitet. Es zeigte sich im Labor in Garching, daß die Ausgangsleistung mit steigendem Sauerstoffpartialdruck in der Lösung nicht wächst. Dies war zu erwarten, da O<sub>2</sub> nicht nur das effektive  $\tau_T$  erniedrigt, sondern wie bereits erwähnt auch die Fluoreszenzrate des S<sub>1</sub> → S<sub>0</sub> Übergangs verringert. Dadurch

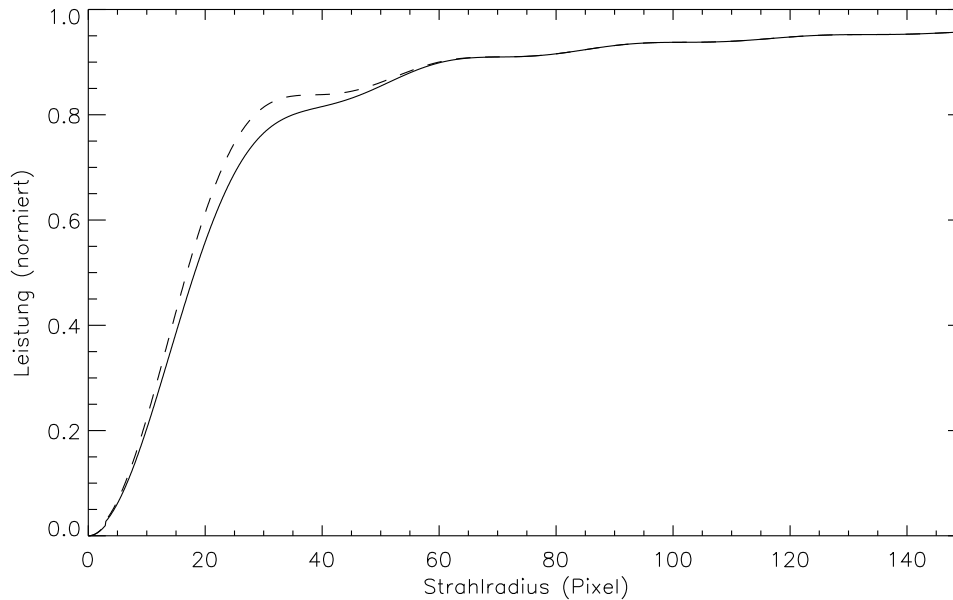


Abbildung 2.15: Gemessene Strahlqualität (radial gemittelt) des optimierten Farbstofflasers (durchgezogene Linie) mit einer 600 Watt-Stunden alten Rh6G-Lösung bei 4.8 W Einzelmoden-Ausgangsleistung bei 589 nm gepumpt mit integralen 15 W um 514 nm. Zum Vergleich ist gestrichelt die radial eingeschlossene Lichtleistung eines stabilisierten 2 mW HeNe-Lasers eingezeichnet. Der Farbstofflaser weist einen Strahl-Astigmatismus von maximal 9 % auf.

sättigt der positive Effekt auf die Effizienzsteigerung schon bei einem Sauerstoff-Partialdruck von etwa  $0.2 \times 10^3$  hPa, was der normalen Atmosphäre auf Meeresebene entspricht. Um auf Calar Alto (Höhe 2200 m über N.N.) allerdings das gleiche Leistungsniveau wie im Labor in Garching zu erreichen, müsste die Farbstofflösung zusätzlich mit Sauerstoff angereichert werden. Brauchbarer als  $O_2$  erwies sich allerdings COT, das durch Triplet-Triplet Wechselwirkung  $\tau_T$  verkürzt. In der für den ALFA-Betrieb regulären EG-Lösung steigert die Zugabe von  $1.2 \times 10^{-1}$  Mol  $l^{-1}$  COT die Ausgangsleistung um maximal 12 %. Dieser im Vergleich zu von anderen erfahrenen Leistungssteigerungen (Pippert 1996) verhältnismäßig kleine Wert erklärt sich aus der Optimierung der Strömungsgeschwindigkeit des Farbstoffstrahls im vorliegenden System, die die Anreicherung der Triplet-Zustände der Farbstoffmoleküle im gepumpten Bereich bereits sehr effizient unterdrückt. Und zwar um ein Vielfaches effektiver als COT, wie vergleichende Messungen bei niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten zeigten. COT zersetzt sich unter Sauerstoffeinfluss, muß aber nicht häufiger als der eigentliche Farbstoff ausgetauscht werden. Trotzdem COT von allen Bestandteilen der Farbstofflösung der mit Abstand teuerste ist und sehr unangenehm riecht, lohnt sich sein Einsatz auch deshalb, weil seine Zugabe die Lebensdauer der Farbstofflösung um etwa 35 % erhöht. Ein Einfluß von COT auf die effektive Laserlinienbreite konnte beim vorliegenden Laser nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden.

### 2.3.3.3 Möglichkeiten zur weiteren Leistungssteigerung

Zum Schluß dieses Kapitels soll noch auf die Frage eingegangen werden, wie die Ausgangsleistung des ALFA-Farbstofflasers in der Zukunft noch weiter gesteigert werden kann:

- Bei Beginn des ALFA-Projektes waren die einzig in Frage kommenden Pumplaser Ionenlaser. Mittlerweile sind auf Markt diodenlasergepumpte, frequenzverdoppelte Nd:YAG Laser erhältlich, die sowohl von der Ausgangsleistung als auch von der Strahlqualität her gesehen gleichwertig zu Ionen-Lasern sind, dabei aber um den Faktor 10 effizienter

arbeiten. Da diese Laser bei der Wellenlänge von 532 nm arbeiten, bei der das Absorptionsspektrum von Rh6G sein Maximum hat, sind mit einem solchem Laser auch höhere Ausgangsleistungen zu erwarten: Analoge Rechnungen zu oben für 15 W Pumpleistung bei 532 nm ergeben eine theoretische maximale Einmoden-Ausgangsleistung von 7.8 W bei 589 nm.

- Exakt kollineares Pumpen sollte die Ausgangsleistung um etwa 8 % gegenüber dem vorliegenden System steigern. Die Herstellung der dichroitischen Beschichtung für die betrachteten Leistungsdichten ist allerdings sehr aufwendig.
- Würde man das dicke Etalon zwischen zwei  $\lambda/4$ -Platten einbauen, könnte es auch bei senkrechtem Lichteinfall als Frequenzfilter in Transmission arbeiten (Hanna et al. 1983). Diese Konfiguration würde dann nur etwa 0.4 % Verlust im Resonator verursachen.

Die Glasplatte, mit deren Verkippung die Resonatorlänge kontrolliert wird, könnte durch einen Resonatorspiegel auf einem Piezo-Verschiebelement ersetzt werden. Moderne Piezo-Translatoren, ausgerüstet mit kapazitiven Sensoren für eine hohe Linearität und Reproduzierbarkeit, erreichen Verstellwege bis zu 100  $\mu\text{m}$ , was einer Frequenzänderung von 30 GHz entspricht. Durch diese Maßnahme könnten die Verluste um weitere 0.4 % verkleinert werden.

- Wenn von Grund auf eine vollständig neue Resonatormechanik geplant wäre, würde man vorteilhafter eine symmetrische Doppel-Z-Anordnung der Resonatorspiegel realisieren. Dadurch könnte die Glasplatte zwischen M1 und M5 eingespart werden und der Laserresonator wäre analytisch einfacher zu beschreiben.

Der bei Festkörperlasern häufig realisierte aplanare Resonatoraufbau würde eine Polarisationsverdrehung bei jedem Umlauf bewirken (Kane et al. 1985). Dadurch könnte der Rotator der optischen Diode eingespart werden.

Eine noch dazu kürzere Resonatorlänge würde wegen des größeren Modenabstandes die Modenselektion erleichtern, womit bei einem stabilen Aufbau auf das dünne Etalon verzichtet werden könnte, welches ja nur dazu dient, große Modensprünge zu unterbinden.

- Mit einer gezielt astigmatischen Resonatormode im aktiven Medium könnte man die Aufenthaltsdauer der Farbstoffmoleküle im Pumplichtstrahl weiter reduzieren, indem man die kurze Achse der Mode in Jet-Richtung legt. Dieser Astigmatismus müßte dann natürlich durch einen entgegengesetzten Astigmatismus eines anderen Resonatorelements wieder ausgeglichen werden.
- Die Ausgangsleistung kann auch gesteigert werden, indem man mehrere optimierte und einzeln gepumpte Farbstoff-Jets in den Resonator einbaut. In Abb. 2.16 ist ein Ringresonatorschema mit zwei separat gepumpten Farbstoff-Jets gezeigt, bei dem gleichzeitig einige der oben genannten Punkte berücksichtigt sind.

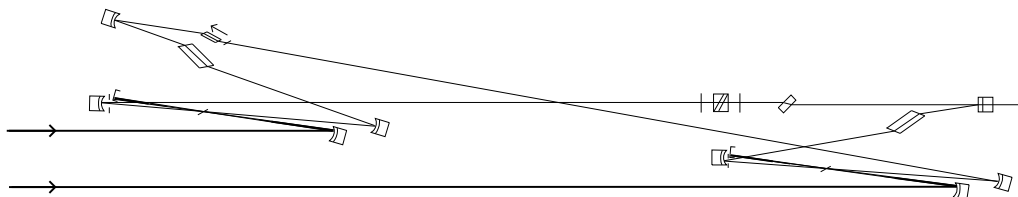


Abbildung 2.16: Schema eines optimierten Doppel-Jet-Ringresonators für eine Verdoppelung der Ausgangsleistung.

- Verfügt man über ausreichend Pumpleistung kann man die Produktion des hauptsächlichen Teils der gesamten Ausgangsleistung auch einem externen CW-Laserverstärker übertragen. Der hier beschriebene Laser würde in einer solchen Konfiguration die Rolle des sogenannten Master Oszillators übernehmen, der die Frequenz und die Modenqualität festlegt. Stimmt man die Länge des externen Verstärkerresonators auf die Frequenz des Master Oszillators ab, wird oberhalb einer gewissen Intensitätsschwelle das verstärkte Licht genau die Frequenz des Master-Oszillators annehmen (sogenanntes Injection Locking). Um Verluste zu minimieren würde man den externen Verstärker als Ringresonator ausführen, der nur das aktive Medium (einen oder mehrere grün gepumpte Farbstoff-Jets) enthält. Die Schwelle für das Injection Locking mit Rh6G liegt in der Größenordnung von einigen hundert mW (von Moers et al. 1986). Darüber läuft die Verstärkerleistung in die Sättigung. Verteilt man die hier vorhandene 15 W äquivalente Pumpleistung bei 514 nm zu etwa 10 % auf den Master-Oszillator und den Rest auf das aktive Medium im externen Verstärker (gleicher Jet wie im Master-Oszillator) sollte eine gesamte Einmoden-Ausgangsleistung um 7 W bei 589 nm resultieren. Bei noch höheren Pumpleistungen würde man die Laserfrequenz zweckmäßigerweise extern frequenzmodulieren, um den negativen Einfluß von nichtlinearen Effekten bei der Anregung der Natrium-Atome zu minimieren. Eine effektive Linienbreite um 500 MHz hätte günstige Auswirkungen auf die Effizienz des optischen Pumpens (s. Kap. 1.3.2).

## 2.4 Die Frequenzstabilisierung

### 2.4.1 Übersicht

Für den sinnvollen Einsatz des hier realisierten LLS-Systems im regulären Beobachtungsbetrieb ist es erforderlich, den Farbstofflaser auf das Maximum des mesosphärischen Natrium D<sub>2</sub>-Linienprofils abzustimmen und die Laserfrequenz auf langen Zeitskalen, das heißt mindestens für die Dauer einer astronomischen Beobachtungsnacht, zu stabilisieren. Dazu wird die Technik der Doppler-freien Sättigungsspektroskopie (Hänsch et al. 1971) in einer von mir für die vorliegende Anwendung optimierten Form eingesetzt. Diese erlaubt es, den Laser mittels eines praktisch rauschfreien frequenzdiskriminierenden Signals aus einer Atomdampf-Zelle auf den  $F = 2 \leftrightarrow F = 3$  Übergang der Natrium D<sub>2</sub>-Linie zu regeln, mit einer resultierenden effektiven Linienbreite von minimal 0.5 MHz Standardabweichung.

Das Konzept bedient sich wie üblich zweier vom Hauptstrahl ausgekoppelter Laserstrahlen, nämlich einen den Übergang sättigenden Pumpstrahl, und einen schwächeren Probenstrahl, die entgegengesetzt durch eine Natriumdampf-Zelle geführt werden (s. Abb. 2.19). Der Pumpstrahl sättigt die Atome einer Geschwindigkeitsgruppe, das heißt er brennt ein „Loch“ in die Geschwindigkeitsverteilung der anregbaren Atome um die entsprechende Resonanzgeschwindigkeit. Ist die Laserfrequenz ungleich der Frequenz eines Hyperfeinüberganges wechselwirkt der Probenstrahl mit den Atomen aus der entgegengesetzten Geschwindigkeitsgruppe. Die Intensität des transmittierten Probenstrahls bleibt in diesem Fall also unbeeinflusst von der Wirkung des Pumpstrahls. Ist die Frequenz des Lasers gleich derjenigen eines Hyperfeinübergangs, wechselwirkt der Proben- und der Pumpstrahl mit Atomen aus der gleichen Geschwindigkeitsgruppe, nämlich denjenigen mit verschwindendem Geschwindigkeitbeitrag entlang beider Strahlrichtungen. Die gemessene Probenstrahl-Intensität weicht dann vom Lambert-Beerschen Absorptionsgesetz ab: Die Abschwächung des Probenstrahls durch die Zelle wird bei der entsprechenden Resonanzfrequenz verringert. Diese scharfe Einsenkung im Absorptionsspektrum des Probenstrahls kann als absolute Frequenzmarke dienen.

Die Natrium-Dampfzelle des ALFA-Lasers ist aus Conflat-Flanschbauteilen der Nennweite 16 aufgebaut, und besitzt eine T-förmige Form. Jeder der drei Schenkel um das zentrale T-Stück ist mit einem gegen Natriumdampf widerstandsfähigen Schauglas aus Pyrex abgeschlossen. Die beiden gegenüberliegenden Glasfenster definieren die Achse auf der das Laserlicht in die Zelle tritt. Ihr Abstand beträgt minimal 100 mm. Das dritte Fenster ermöglicht einen Blick senkrecht auf die Mitte dieser Achse. Es erlaubt unmittelbare Fluoreszenzmessungen. In der Dampfzelle

befinden sich einige Gramm metallisches Natrium. Die Zelle ist evakuiert, so daß sich ein von der Temperatur abhängiger Sättigungsdampfdruck der Natrium-Atome in der Zelle einstellt. Die Temperatur der Zelle und damit die Atomzahldichte kann durch an die äußeren Zellwände angebrachte Heizdrähte erhöht werden. Um zu verhindern, daß Natriumdampf auf den Glasfenstern der Zelle kondensiert, werden diese auf eine geringfügig höhere Temperatur geheizt. Die Temperatur der Zellenwand wird über einen Pt100-Widerstand gemessen, und die Heizströme so geregelt, daß die Temperaturschwankungen der Zellenwand kleiner als  $\pm 0.2^\circ \text{C}$  ist. Die mittlere Zellwandtemperatur ist über einen weiten Bereich der Absorptionslänge konstant, mit einem Gradienten von etwa  $1^\circ \text{C}$  zu den Fenstern hin. Bei den hier betrachteten Temperaturen über dem Schmelzpunkt von Natrium ist die Variation der Teilchenzahldichte in der Zelle kleiner als die nach dem Temperaturgradienten zunächst erwartete, da die Atomzahldichte durch den Zellenwandbereich mit der niedrigsten Temperatur bestimmt wird, also dort wo der Natriumdampf kondensiert. Das Widerstandsthermometer ist deshalb in der Mitte der Zelle angebracht. Die gesamte Zelle ist in einem mit Keramik-Vlies isolierten Metallgehäuse untergebracht, um die Heizleistung zu minimieren.

In Experimenten zur gewöhnlichen Sättigungsspektroskopie wird eine Intensität des Pumpstrahls verwendet, die etwa maximal der Sättigungsintensität des untersuchten Übergangs entspricht, um eine Leistungs-Verbreiterung des Doppler-freien Linienprofils zu vermeiden. Für die vorliegende Anwendung zur Frequenzstabilisierung ist es jedoch vorteilhafter deutlich höhere Pumpstrahlintensitäten zu verwenden. Dadurch erreicht man für die gemessene Intensität des Probenstrahls Transmissionsprofile um die Doppler-freien Linienzentren, die einen sehr hohen Kontrast zum Hintergrund aufweisen, da kein Licht mehr von eng benachbarten Frequenzen gemessen wird. Der Kontrast ist vergleichbar mit demjenigen in der Doppler-freien Polarisations-Spektroskopie (Wieman und Hänsch 1976), allerdings wird er mit einem einfacheren experimentellen Aufwand erzielt. Macht man die Dampfzelle ausreichend lang, so kann auch mit mäßigen Leistungsdichten eine vollständige Absorption des Pumpstrahls erreicht werden, wodurch die Leistungsverbreiterung minimiert wird. Wegen dem hohen Absorptionswirkungsquerschnitts von Natrium kann die Teilchenzahldichte desweiteren so niedrig gehalten werden, daß auch Stoßverbreiterung vernachlässigt werden kann.

Abb. 2.17 zeigt gemessene Spektren des Probenstrahls für unterschiedliche Temperaturen der Dampfzelle. Die einfallende Pumpstrahl-Intensität betrug das 42fache der Sättigungsintensität, und die Intensität des Probenstrahls vor der Zelle war 15 mal geringer als die Sättigungsintensität. Die Dampfzelle hatte eine Länge von 220 mm, und der Pumpstrahl wurde von einer Sammellinse mit 500 mm Brennweite vor dem Eintrittsfenster fokussiert. Streulicht-Beiträge von optischen Oberflächen der Apparatur zur gemessenen Intensität des Probenstrahls wurden vor dem entsprechenden Detektor durch einen Raumfilter entfernt. Wie zu sehen ist, wird das Signal um das Transmissionsmaximum für die Übergänge vom  $F = 2$  Hyperfein-Grundzustand mit zunehmender Zelltemperatur praktisch rauschfrei. Desweiteren nimmt die Linienbreite dieser Transmissionsspitzen mit zunehmender Absorption des Pumpstrahls ab. Beide Resultate könnte man bei fester Zellen-Temperatur auch durch eine zunehmende Zellenlänge erreichen. Mit dementsprechend längeren Zellen kann auch die Hyperfeinstruktur der beiden Grundzustandsübergänge besser aufgelöst werden. Die Linienstruktur zwischen den beiden Transmissionsspitzen rührt von Geschwindigkeitsgruppen her, die gleichzeitig von den beiden Hyperfein-Grundzuständen ausgehen. Analog gibt es Übergänge, die von einem gemeinsamen Grund- oder angeregten Hyperfeinzustand ausgehen und zu zusätzlichen Linien zwischen den Hyperfeinübergängen eines Grundzustandes führen.

### 2.4.2 Optimale Dampfzellenparameter

Im folgenden soll ein Modell, daß den Kontrast und die Linienbreite im Spektrum um das Absorptionsmaximum beschreibt, hergeleitet werden, mit dem eine optimale Dampfzelle für die vorliegende Anwendung gefunden werden kann. Dabei wird der Einfachheit halber eine rechteckige Intensitätsverteilung des Laserstrahlprofils angenommen und Übergänge aus gemeinsamen Hyperfeinniveaus vernachlässigt. Desweiteren wird vorausgesetzt, daß die Linienbreite des

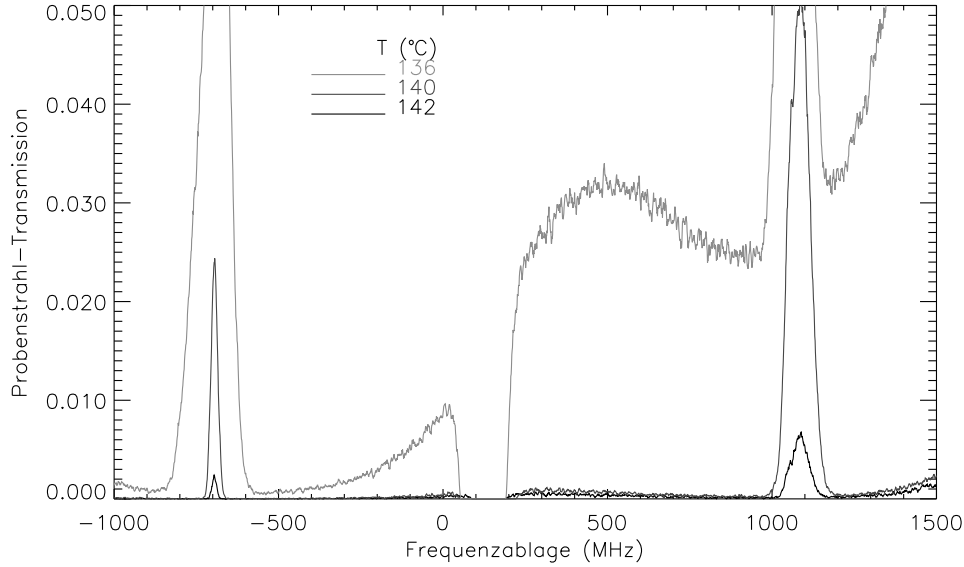


Abbildung 2.17: Gemessene Transmissionsspektren der Natrium-Dampfzelle bei verschiedene Zellentemperaturen. Details zum Meßaufbau finden sich im Text.

Lasers kleiner als die natürliche Linienbreite des  $D_2$ -Übergangs ist.

Die Intensität des Pumpstrahls, mit der Intensität  $I_{0,Pump}$  außerhalb der Zelle, am Ort  $x$  in der Zelle ist:

$$I_{Pump}(x) = I_{0,Pump} \exp \left[ - \int_0^x \alpha_{Pump}(x', \nu) dx' \right]. \quad (2.50)$$

Dabei ist  $\alpha_{Pump}$  der frequenz- und temperaturabhängige Absorptionskoeffizient der Zelle entlang des Pumpstrahls, der mit steigender Intensität sättigt gemäß (Siegman 1986):

$$\alpha_{Pump}(x, \nu) = \frac{N_{Na} \sigma_{D_2}(\nu)}{\sqrt{1 + I_{Pump}(x)/I_s}}, \quad (2.51)$$

mit  $I_s$  aus Gl. (1.47).  $\sigma_{D_2}(\nu)$  ist das Spektrum des Absorptionswirkungsquerschnitts der Doppler-verbreiterten Hyperfeinübergänge und ist durch das  $4\pi$ -fache des Ausdrucks auf der rechten Seite von Gl. (1.43) gegeben.  $N_{Na}$  ist die temperaturabhängige Anzahldichte der Natriumatome in der Zelle. Für Temperaturen  $T$  oberhalb des Schmelzpunktes von metallischem Natrium und kleiner als etwa  $330^\circ\text{C}$  gilt (Ioli et al. 1971):

$$\log N_{Na} = -30.19754 - \frac{1081.2523}{T} + 19.02933 \log T. \quad (2.52)$$

mit  $N_{Na}$  in Atomen  $\text{m}^{-3}$  und  $T$  in K.

Die Frequenzverteilung des Lochs im Absorptionsspektrum um die Resonanzfrequenz eines Hyperfeinüberganges kann durch eine Lorentz-Verteilung beschrieben werden (Siegman 1986). Das Spektrum des Absorptionskoeffizienten für den Probenstrahl,  $\alpha_{Probe}(x)$ , ist dann über folgende Relation bestimmt:

$$N_{Na} \sigma_{D_2}(\nu) - \alpha_{Probe}(x, \nu) = [N_{Na} \sigma_{D_2}(\nu) - \alpha_{Pump}(x, \nu)] \otimes \sum_{j=1}^6 \frac{1}{1 + [2(\nu - \nu_j)/\Delta\nu_L(x)]^2}. \quad (2.53)$$

Darin bedeutet  $\otimes$  die Faltung des Lorentz-Profiles mit dem Doppler-Profil des  $D_2$ -Übergangs beziehungsweise mit dem Absorptionsprofil der Zelle für den Pumpstrahl.  $\nu_j$  ist wiederum die

Linienfrequenz der sechs Hyperfeinübergänge (vgl. Kap. 1.3.1).  $\Delta\nu_L$  ist die Halbwertsbreite der Lorentz-Verteilung, die wegen Leistungsverbreiterung größer als die natürliche Linienbreite der Hyperfeinübergänge ist (Siegman 1986):

$$\Delta\nu_L(x) = \frac{1}{2\pi\tau_{Na}} \frac{1 + \sqrt{1 + I_{Pump}(x)/I_s}}{2} \quad (2.54)$$

Weicht die Laserfrequenz deutlich von der Resonanzfrequenz eines Hyperfeinübergangs ab, ist die Transmission des antiparallel auf der Achse des Pumpstrahls laufenden Probenstrahls nach Durchgang durch die Zelle bestimmt durch den linearen Absorptionskoeffizienten, das heißt es wird der Bruchteil  $\exp[-N_{Na}\sigma_{D_2}(\nu)L]$  der einfallenden Probenstrahlintensität transmittiert, wenn  $L$  die Länge der Dampfzelle ist. Dieses Signal ist das Hintergrundsignal, welches wegen der breiten Geschwindigkeitsverteilung der Atome in der Zelle auch gemessen wird, wenn die Laserfrequenz genau auf einen Hyperfeinübergang  $\nu_j$  abgestimmt ist. Für diesen Fall ist die Transmission des Probenstrahls durch die Zelle maximal mit  $t_{max} = \exp\left[-\int_0^L \alpha_{Probe}(x, \nu = \nu_j) dx\right]$ .

Der Kontrast  $K$ , also das Verhältnis der Hintergrund-subtrahierten Probenstrahlintensität zur Hintergrundintensität und die Linienbreite der Transmissionfenster für den Probenstrahl, die der Pumpstrahl in der Dampfzelle bei den Resonanzfrequenzen öffnet, können rekursiv durch numerische Integration von Gl. (2.50), (2.54) und (2.53) über die gesamte Dampfzellenlänge bestimmt werden. Wie das Ergebnis zeigt, wächst  $K$  zunächst monoton mit steigender Zellenlänge und Temperatur und zwar um so schneller je größer die einfallende Pumpstrahlintensität ist. Wegen der nichtlinearen Abhängigkeit der Atomzahldichte des Natriumdampfes von der Temperatur gibt es allerdings eine maximale Zellentemperatur, ab der der Kontrast wieder abzunehmen beginnt, da der Pumpstrahl mit steigender Teilchenzahldichte über eine dann immer kürzer werdende Distanz die Atome in der Zelle sättigen kann, was natürlich nicht durch eine längere Zelle ausgeglichen werden kann. Dieser Effekt kann durch einen in die Zelle fokussierten Pumpstrahl ausgeglichen werden, der  $K$  mit steigender Temperatur in ein Plateau laufen läßt. Die maximale Transmission des Probenstrahls nimmt wie erwartet mit steigender Absorption des Pumpstrahls ab. Die Breite der Transmissionspitzen für den Probenstrahl nimmt ebenfalls mit steigender Zellenlänge und Temperatur monoton ab und sättigt gegen die natürliche Linienbreite. Dieser gegen die Leistungsverbreiterung arbeitende Effekt erklärt sich daraus, daß der Probenstrahl stärker in den Flügeln des Hyperfein-Linienprofils absorbiert wird, weil dort der Pumpstrahl weniger stark abgeschwächt wird als um das Linienzentrum.

Ein hohes Signal-zu-Rauschverhältnis in der gemessenen Probenstrahl-Intensität erfordert einen hohen Kontrast bei gleichzeitig möglichst hoher Transmission, und für eine große Modulationstiefe ist eine schmale Linienbreite erforderlich. Das oben beschriebene Verhalten des Kontrastes, der maximalen Probenstrahl-Transmission und der tatsächlichen ganzen Halbwertsbreite der Transmissionsfenster,  $\Delta\nu_F$ , legt es nahe, für die Dampfzelle folgenden Gütefaktor,  $G_{Zelle}$ , als Funktion der Zellen-Temperatur und Länge für die vorliegende Anwendung zu definieren:

$$G_{Zelle} := \frac{K t_{max}}{\Delta\nu_F / (2\pi\tau_{Na})} \quad (2.55)$$

Abb. 2.18 zeigt die 95%-Kontourlinien dieses Gütefaktor für die Absorption aus dem  $F = 2$  Grundzustand für unterschiedliche Pumpstrahlintensitäten. Es wurde mit einem unfokussierten Pumpstrahl gerechnet, um den Beginn der Güte-Plateaus deutlicher hervorzuheben.

Für die im regulären Laserbetrieb praktikablen Werte von 220 mm für die Dampfzellenlänge und für eine 40-fach über der Sättigungsintensität liegende Pumpstrahlintensität ist demnach eine Dampfzellentemperatur von 138 °C optimal. Die maximale Probenstrahl-Transmission für die Linie um das Absorptionsmaximum der Natrium D<sub>2</sub>-Linie beträgt dann etwa 3 %, bei einem Kontrast von etwa 3500 und einer Linienbreite um 15 MHz. Diese vorhergesagten Werte stimmen gut mit denen aus gemessenen Spektren überein.

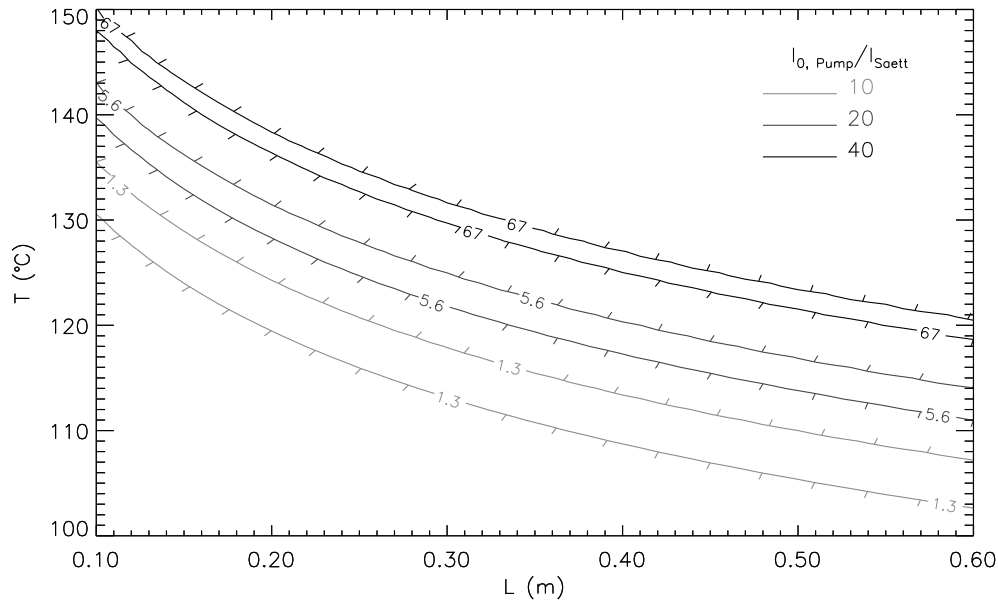


Abbildung 2.18: 95%-Kontourlinien des Gütefaktors  $G_{Zelle}$  der Natrium-Dampfzelle als Funktion der Dampfzellenlänge  $L$  und Temperatur  $T$  für verschiedene Pumpstrahlintensitäten.

### 2.4.3 Der Regelkreis

Mittels des in Abb. 2.19 schematisch gezeigten Aufbaus wird das Referenzinterferometer des Farbstofflaserresonators auf das Fluoreszenzmaximum der mesosphärischen Natrium D<sub>2</sub>-Linie geregelt. Die Neutralfilter NDF1 und NDF2 sind so gewählt, daß das Probenstrahlsignal (ausgekoppelt mit BS3) für maximale Transmission durch die Zelle gleich dem Referenzsignal (ausgekoppelt mit BS1) ist. Dies eliminiert das Amplitudenrauschen am Ausgang des Differenzverstärkers (BR), so daß nur Signaländerungen aufgrund von Frequenzänderungen erfaßt werden. Das auf einem Farbsensor basierende Wellenlängenmeter WM in Abb. 2.19 erleichtert die grobe Frequenzabstimmung auf die Natrium D<sub>2</sub>-Linie nach dem Anfahren des Lasers. Ist das kurzwelligere Transmissionsmaximum der Zelle durch manuelles Abstimmen gefunden, wird der Regelkreis geschlossen.

Dazu wird die Laserfrequenz mit einer Amplitude von 3 MHz (1/5 der Doppler-freien Linienbreite der Transmissionsspitze) durch Anlegen einer Sinuswelle mit der Kreisfrequenz 6.3 kHz an die Glasplatte BP3 moduliert. Das Signal des Differenzverstärkers wird dann durch einen auf diese Kreisfrequenz abgestimmten Lock-In-Verstärker demoduliert. Der Ausgang des phasempfindlichen Verstärkers (Zeitkonstante 3 ms, Tiefpaß mit 40 dB/Dekade) wird anschließend über einen Proportional/Doppel-Integral-Regler zur Glasplatte BP3 rückgeführt.

Abb. 2.20 und 2.21 zeigen den Regler schematisch beziehungsweise seinen Frequenz- und Phasengang bei offener Regelung (unter Berücksichtigung der Übertragungskennlinien des Meß- und Stellelements). Die Durchtrittsfrequenz, also die Frequenz bei der die Gesamtverstärkung eins beträgt, ist mit R1 und C1 auf 100 Hz eingestellt. Sie ist damit um den Faktor 5 kleiner als die niedrigste mechanische Resonanzfrequenz der Brewsterplatte BP3, womit eine Voraussetzung für eine stabile Regelung erfüllt ist. Ein weiteres Stabilitätskriterium ist mit der Bedingung erfüllt, daß die Phasenverschiebung bei der Durchtrittsfrequenz größer als  $-180^\circ$  ist.

Da mit einem Proportionalregler keine hohen Regelgenauigkeiten erreichbar sind, wird mittels Integralanteilen der Frequenzgang in obiger Schaltung zu niedrigen Frequenzen hin angehoben. Für die vorliegende Anwendung ist die Ausregelung tiefer Störfrequenzen wichtig. Hohe Störfrequenzen, die zu Frequenzschwankungen sehr viel kleiner als 10 MHz führen, können weit-



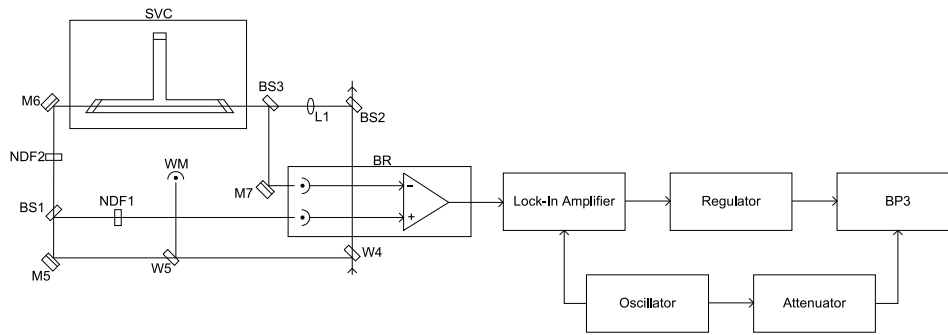


Abbildung 2.19: Schematische Darstellung der Frequenzstabilisierung.

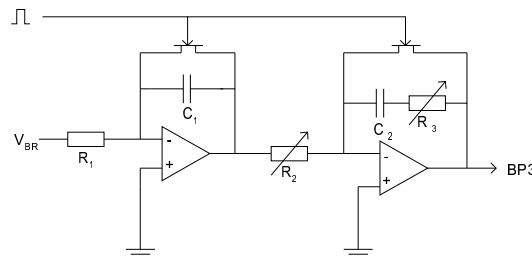


Abbildung 2.20: Schematische Darstellung des Reglers.

gehend ungeregt bleiben. Deshalb wurde die Regelverstärkung zu tiefen Frequenzen hin ab einer gewissen Knickfrequenz nochmals angehoben. Mittels  $R_3$  (mit  $R_3/R_2 = \text{konstant}$ ) kann sie eventuellen Schwankungen in den Umgebungsbedingungen und Abweichungen in der Justierung der Laser-Resonatorbestandteile leicht angepaßt werden. Als günstig erwies sich im Dauerbetrieb eine Knickfrequenz von etwa 1 Hz. Mit parallel zu den Kapazitäten geschalteten Feldeffekt-Transistoren ist ein einfaches und schnelles Rücksetzen des Reglers vor seiner Inbetriebnahme beziehungsweise nach einem Aufbrechen der Regelschleife bei sehr großen Störungen möglich.

Abb. 2.22 zeigt das Leistungsspektrum der gemessenen Stellelement- und Frequenzfehlersignale. Das Stellelementsignal entspricht den Frequenzschwankungen des ungestabilisierten Lasers. Der Abfall ab 330 MHz kommt durch die verwendete Zeitkonstante des Lock-In-Verstärkers von 3 ms zustande. Die Spitzen im Abfall liegen bei den Harmonischen der Modulationsfrequenz von 1 kHz. Aus den Frequenzfehlersignalen des auf die Natrium  $D_2$ -Linie stabilisierten Lasers folgt eine effektive Linienbreite von minimal 0,5 MHz Standardabweichung. Letztere kann durch einen leicht geänderten Abgleich des Regelkreises auf bis zu ungefähr 20 MHz Standardabweichung angehoben werden, ohne daß die Langzeitstabilität darunter leidet (dies wird bei sehr guten Beobachtungsbedingungen angewendet, um Sättigungseffekte zu minimieren). Der ungestabilisierte Laser weist, wie schon erwähnt, eine effektive Linienbreite von 20 MHz Standardabweichung auf und driftet innerhalb einer Stunde um typischerweise 150 MHz.

## 2.5 Die Laserstrahl-Projektion

### 2.5.1 Übersicht

Um in der mesosphärischen Natrium-Schicht einen LLS mit einem Winkeldurchmesser möglichst nahe am Auflösungsvermögen einer Subapertur zu erzeugen, ist eine Optik erforderlich, die den

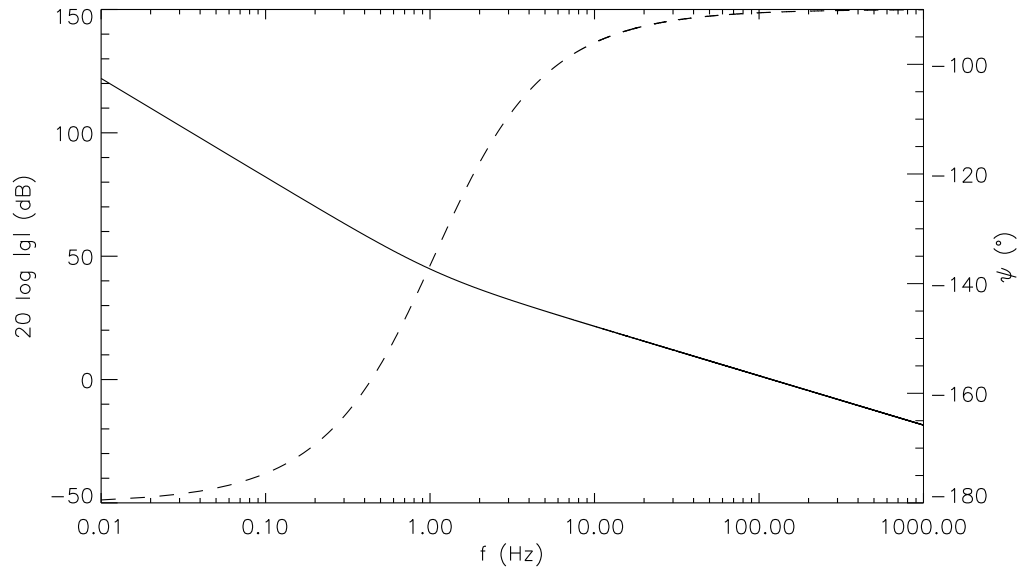


Abbildung 2.21: Übertragungsfunktion  $g$  und Phasengang  $\psi$  (gestrichelt) des Reglers unter Berücksichtigung der Übertragungskennlinien des Meß- und Stellelements.

Laserstrahl auf einen dem Seeing angepaßten Durchmesser aufweitet und auf die je nach Beobachtungsrichtung unterschiedlich weit entfernte Natrium-Schicht fokussiert. Diese, hier als Projektionsteleskop bezeichnete Optik soll zudem eine Steuerung des Laserstrahls ermöglichen, um den LLS beliebig nahe am zu untersuchenden astronomischen Objekt positionieren zu können und um etwaige Schwankungen in der LLS-Position am Himmel zu korrigieren.

Ein weiterer Bestandteil der Laserstrahl-Projektion ist das Strahltransportsystem, welches die Aufgabe hat, den Laserstrahl vom fest aufgestellten Laser zu dem sich bewegenden Projektionsteleskop stabil zu führen.

Tab. 2.5 faßt die Spezifikationen des von mir entworfenen Projektionssystems zusammen. Auf die Einzelbestandteile des Systems (vgl. Abb. 2.1 und 2.2) wird im folgenden näher eingegangen. Nicht aufgeführt in der Tabelle ist das Viertelwellenlänge-Plättchen QWP aus Abb. 2.2. Es handelt sich dabei um eine Antireflex(AR)-vergütete Quarzglasplatte nullter Ordnung mit Luftspalt [Transmission 99.0 %, Wellenfrontdeformation  $\lambda/10$  Spitze-zu-Spitze (S-S)]. Ebenfalls nicht aufgeführt sind die Zuführspiegel M5 und M6 (Reflektivität jeweils 99.0 % beziehungsweise 99.5 %, Wellenfrontdeformation jeweils  $\lambda/20$  S-S), die Fenster W und W3, W4 und W5<sup>2</sup> (jeweils 99.0 % Transmission, Wellenfrontdeformation  $\lambda/10$  S-S), sowie die Transportspiegel S5, S4, MT1 – MT4 (Reflektivität jeweils 99.5 %, Wellenfrontdeformation jeweils  $\lambda/20$  S-S). Bei allen optischen Komponenten der Projektionsoptik wurde auf eine hohe Politurgüte geachtet, um Verluste durch Streuung zu minimieren. Falls möglich wurden Glaskeramik-Substrate verwendet, um die Temperaturangleichung bei eingeschaltetem Strahl zu beschleunigen. Das ist bei den hier auftretenden Leistungsdichten wichtig um eine optimale Strahlqualität aufrechtzuerhalten.

### 2.5.2 Das Projektionsteleskop

Würde man das Laserlicht über den DM und die Optik des 3.5-m-Teleskops in den Himmel projizieren könnte man wegen der gleichzeitigen adaptiven Korrektur von einem besonders kleinen

<sup>2</sup>Die Lage von W4 und W5 kann aus Abb. 2.26 entnommen werden.

Voraufweiter			
	L5	L6	L7
Typ	plankonvex	plankonkav	Luftspalt-Achromat
Substrat	Dynasil	Dynasil	BK-7
Brennweite	10 mm	-8 mm	250 mm
Freie Apertur	6 mm	10 mm	48 mm
Politur	10 - 5	10 - 5	20 - 10
Beschichtung	Antireflex		
Vergrößerung	8 - 15		
Wellenfrontdeformation	$\lambda/8$ (S-S)		
Transmission	98 %		
Projektionsteleskop			
Abstand zu optischer Achse 3.5-m-Teleskop	2.5 m		
Abstand Sekundärspiegel zu L7	25.0 m		
	Sekundärspiegel(SM)		Primärspiegel
Typ	parabolisch konkav		parabolisch konvex
Substrat	Sital		Sital
Brennweite	-158 mm		2540 mm
Freie Apertur	45 mm		500 mm
Politur	20 - 10		40 - 20
Beschichtung	dielektrisch		reflexerhöhtes Silber
Vergrößerung	16		
Wellenfrontdeformation	$\lambda/8$ (S-S)		
Reflektivität	97 %		
Ausgangsstrahldurchmesser	180 - 335 mm		
LLS-Position	Drehung von SM um Null-Koma-Punkt		
	Auflösung		0.05"
	Beugungsbegrenztes Gesichtsfeld		$\pm 15^\circ$
	Max. Frequenz		55 Hz
Fokussierung mit SM	Auflösung 0.5 km; minimale Fokusdistanz 20 km		
System (einschl. Zuführung, Polarisation und Transport)			
Lichtdurchsatz <sup>a</sup>	78 - 82 %		
Verluste	Absorption und Streuung		15 %
	Abschattung		4 - 0 %
	Beugungsverluste <sup>b</sup>		4 %
Wellenfrontdeformation im Fokus	$\lambda/4$ (S-S)		
Polarisation	zirkular		

Tabelle 2.5: Die wichtigsten optischen und optomechanischen Spezifikationen des Laserstrahl-Projektionssystems. Der Eingangsstrahl ist linear polarisiert und besitzt einen Durchmesser von 1.4 mm mit einer Divergenz von 1.4 mrad. Die Lage der Linsen L5, L6 und L7 kann der Abb. 2.2 entnommen werden.

<sup>a</sup>mit an das V-Seeing (2.0 - 0.7") angepaßter optimaler Ausleuchtung.

<sup>b</sup>für alle Seeing-Bedingungen.

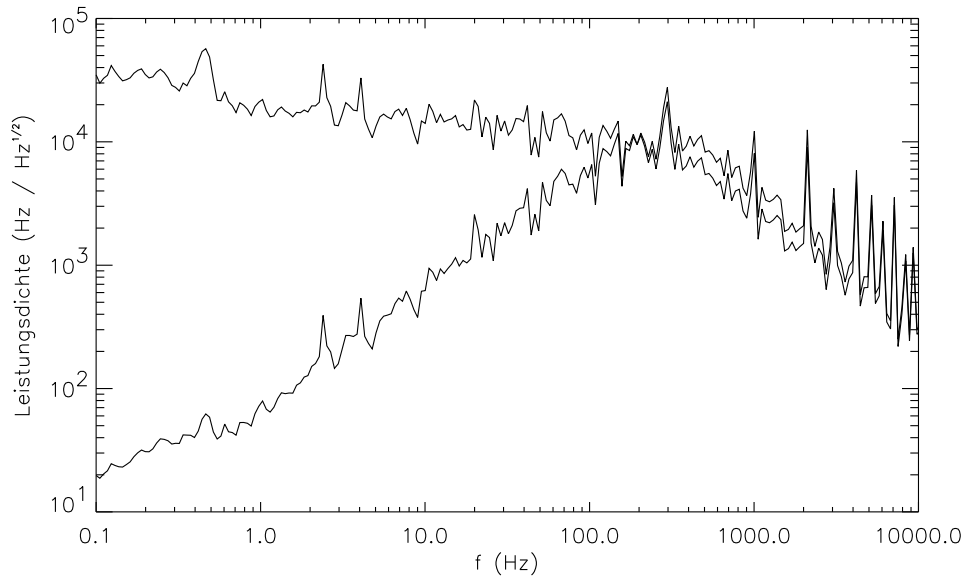


Abbildung 2.22: Leistungsspektrum des Frequenzfehlersignals bei offener (obere Kurve) und geschlossener Regelung auf die Natrium  $D_2$ -Linie.

LLS-Durchmesser profitieren. In ALFA müßte man dazu das Laserlicht mit einem Monomodens-Lichtwellenleiter zur AO-Bank transportieren. Wegen den technischen und physikalischen Problemen, die beim Einkoppeln von Laserstrahlung hoher Leistung in eine Monomodenfaser zu erwarten sind (vgl. Kap. 2.5.3.3), wurde zugunsten einer möglichst raschen Implementierung des Grundsystems von dieser Möglichkeit Abstand gehalten. Ein weiteres Problem, daß bei der Projektion des Laserlichts über das Hauptteleskop zu bedenken wäre, ist ein erhöhtes Hintergrundsignal sowohl im Sichtbaren als auch im nahinfraroten Spektralbereich durch Streuung an beziehungsweise Fluoreszenz aus Optiken und deren Beschichtungen.

In ALFA wurde deshalb ein separates Projektionsteleskop realisiert, daß folgenden Anforderungen genügen mußte: Es soll das Laserlicht für alle Teleskoppositionen auf einen möglichst kleinen Fleck in der Natrium-Schicht fokussieren. Dadurch wird zum einen die erforderliche Laserleistung minimiert. Zum anderen wird bei einer gegebenen Laserleistung die Genauigkeit des Wellenfront-Sensors erhöht, weil der Fehler in der ermittelten Ablage des Fokusflecks von der jeweiligen Subaperturachse proportional zur Bildgröße des Laser-Leitsterns ist (genauer: umgekehrt proportional zur Spitzenintensität). Aufgrund der dann etwas verschiedenen Pfade durch die Atmosphäre für das nach oben laufende Laserlicht und das gemessene rückgestreute Licht wird der Schwerpunkt des LLS mit einer Frequenz in der Größenordnung 10 Hz und einer Standardabweichung von etwa  $0.4''$  bei durchschnittlichem Seeing am Himmel um eine mittlere Position wandern. Um diese Bewegung und damit den bildverschlechternden Effekt des Winkel-Anisoplanatismus zu mimimieren, muß das Projektionsteleskop die Position des LLSs mit der entsprechenden Bandbreite und Ortsauflösung regeln. Das Kontrollsignal für diesen Rückkoppelkreis wird in ALFA aus der über alle Subaperturen gemittelten Ablage des LLSs auf dem WFS ermittelt.

Ein separates Projektionsteleskop installiert man zweckmäßiger Weise am Hauptteleskop (nicht zuletzt um die LLS-Elongation wegen der endlichen Natrium-Schichtdicke klein zu halten), wozu sich zwei grundsätzliche Möglichkeiten anbieten: Projektion exakt auf der Achse des Hauptteleskops, das heißt Montage oberhalb des Sekundärspiegels oder eine Projektion, die neben dem Hauptspiegel startet. Die erste Möglichkeit hat den Vorteil, daß die von den am weitesten von der optischen Achse entfernten Subaperturen des Wellenfrontsensors gesehene Elongation

des LLSs mimimiert und axialsymmetrisch ist. Die ersten etwa 5 m des Rayleigh-Streukegels würden durch den Ritchey-Chretien  $f/10$  Sekundärspiegel ausgeblendet (Durchmesser 1.25 m, Transmitter-Ebene etwa im Abstand von 10 m vom Hauptspiegel); das restliche Streulicht kann durch einen Raumfilter in einem Zwischenfokus des AO-Systems entfernt werden. Leider war auf Calar Alto diese „On-Axis“-Konfiguration des Projektionsteleskops technisch nicht realisierbar. Bei der zweiten Platzierungsmöglichkeit muß die Achse des projizierten Laserstrahls um einen Winkel  $\theta_{PT}$  relativ zur optischen Achse des Hauptteleskops verkippt sein, damit der LLS in der Mitte des Gesichtsfeldes des WFSs liegt:

$$\theta_{PT} = \frac{d_T}{z}, \quad (2.56)$$

mit  $z = H_{Na} \sec \zeta$  als der Entfernung zum Schwerpunkt der Natrium-Schicht und  $d_T$  als dem Abstand der optischen Achsen beider Teleskope in der Projektionsebene. Durch die seitliche Projektion ist das Ende des Rayleigh-Streukegels am Himmel räumlich vom LLS um den folgenden Winkelbetrag,  $\theta_{L-R}$ , getrennt:

$$\theta_{L-R} \approx \frac{(H_{Na} - H_R)d_T}{H_{Na}H_R}. \quad (2.57)$$

Dabei ist  $H_R$  die Höhe über N.N. bei dem die Moleküldichte auf etwa  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  abgefallen ist, was einem vernachlässigbaren Hintergrundsignal durch Rayleigh-Streuung für das vorliegende System entspricht (vgl. Abb. 1.3). Somit kann die störende Rayleigh-Streuung des seitlich projizierten Laserstrahls unterdrückt werden, indem das Gesichtsfeld des Wellenfront-sensors eingeschränkt wird. Die beobachtete LLS-Elongation,  $\theta_E$ , ist gegeben durch:

$$\theta_E \approx \frac{\Delta H_{Na} d_{SP}}{H_{Na}^2}. \quad (2.58)$$

Darin ist  $d_{SP}$  der Abstand zwischen den optischen Achsen von Projektionstelekok und der ausgewählten Subapertur in der Eintrittsaperturebene und  $\Delta H_{Na}$  wiederum die mittlere Natrium-Schichtdicke.

Um den Schwenkbereich des Teleskops nicht einzugrenzen, blieb als einzig mögliche Montagegestelle für das Projektionsteleskop – auch wegen bereits installierter Zusatzinstrumente – das südöstliche Eck des Teleskopzentralkörpers (s. Abb. 2.1) mit  $d_T = 2.5$  m. Daraus resultieren nach Gl. (2.58) und Tab. 1.2.3 für die beobachtete Elongation des am weitesten von der Projektionsachse entfernten Subapertur ein Wert von  $0.5''$ . Bei einem Seeing im V-Band von  $1.0''$  resultiert nach den Ausführungen in Kap.2.5.2 zum Winkeldurchmesser des LLSs eine Elongation mit einem Halbachsenverhältnis von 1:1.2 für die Subapertur mit dem größtem  $d_{SP}$ . Dieser Maximal-Wert führt noch zu keinen Problemen in der Kalibration des WFSs beziehungsweise zu Nachteilen in der Gradientenmessung (vgl. Kap.1.5.1.2). Mit obigem  $d_T$  folgt nach Gl. (2.57) desweiteren ein Abstand zwischen LLS und dem Ende des Rayleigh-Streukegels von minimal etwa  $5''$  ( $H_R \approx 50$  km). Der Durchmesser der kleinsten Gesichtsfeldblende im Zwischenfokus der AO von ALFA wurde diesem Wert entsprechend gewählt.

### 2.5.2.1 Charakteristiken Gaußscher Strahlen

Bevor auf die Auslegung des eigentlichen Projektionsteleskops näher eingegangen wird, sollen die grundlegenden Eigenschaften Gaußscher Strahlen nochmals kurz zusammengefaßt werden. Die transversale  $TEM_{00}$ -Mode des ALFA-Lasers ist in sehr guter Näherung ein Gaußscher Strahl niedrigster Ordnung an dessen Strahltille vom Radius  $w_0$  die Wellenfront (genauer: die Fläche konstanter Phase) eben und der Strahldurchmesser minimal ist. Nach der Beugungstheorie wird mit wachsendem Abstand von der Strahltille der Strahlradius  $w(z)$  entlang der Ausbreitungsrichtung  $z$  zunehmen und die Krümmung der Wellenfront,  $R(z)$ , endlich (Siegman 1986):

$$w(z) = w_0 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (2.59)$$

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]. \quad (2.60)$$

Das Strahlverhalten wird (im Vakuum) vollständig durch die beiden Parameter  $w_0$  und  $\lambda$  charakterisiert, die miteinander kombiniert die sogenannte Rayleigh-Reichweite,  $z_R$ , beziehungsweise den konfokalen Parameter (die zweifache Rayleigh-Reichweite) definieren:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (2.61)$$

Bei  $z = z_R$  ist die Krümmung der Wellenfront minimal. Im Fernfeld ( $z \gg z_R$ ) ist der Gaußsche Strahl eine Kugelwelle ( $R = z$ ) mit Zentrum in der Strahltaile auf der Achse, und die Einhüllende der  $1/e^2$ -Kontour der Mittenintensität bildet einen Kegel mit dem halben Öffnungswinkel

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi w_0}, \quad (2.62)$$

dessen Spitze ebenfalls im Zentrum der Strahltaile auf der Achse liegt. Im Bereich  $\pm z_R$  um die Strahltaile nimmt der Strahlradius nicht mehr als um den Faktor  $\sqrt{2}$  zu.

Der Brennfleckradius  $w_f$  eines Gaußschen Strahls, der durch eine dünne Linse der Brennweite  $f$  fokussiert wird, ist gegeben durch (Self 1983):

$$w_f = \left[ \frac{1}{w_0^2} \left( 1 - \frac{z_0}{f} \right)^2 + \frac{1}{(f\theta_0)^2} \right]^{-1/2}, \quad (2.63)$$

mit  $w_0$  als dem Radius der Strahltaile im Abstand  $z_0$  vor der Linse. Abweichend von der geometrischen Optik gilt für den Abstand  $z_f$  der fokussierten Strahltaile von der Linse:

$$z_f = f + (z_0 - f) \frac{f^2}{(z_0 - f)^2 + 1/\theta_0^2}. \quad (2.64)$$

Die größte Distanz, auf die ein Gaußscher Strahl mit Strahlradius  $w_0$  in der Transmitteraperturbene fokussiert werden kann ist  $z_f = \pi w_0^2 / (2\lambda)$ .

Für einen nicht vollständig beugungsbegrenzten Laserstrahl in der axial-symmetrischen Grundmode, der durch den  $M^2$ -Gütefaktor charakterisiert ist (s. Kap. 2.3.3), gilt für den Strahlradius im Fernfeld

$$w(z) = M^2 \theta_0 z. \quad (2.65)$$

In den Gl. (2.63) und (2.64) zum Brennfleckradius beziehungsweise Fokusabstand eines solchen Strahls ist entsprechend  $\theta_0$  durch  $M^2 \theta_0$  zu ersetzen.

Die Integration über eine senkrecht zur Strahlachse gaußförmige Intensitätsverteilung

$$I(r, z) = I_0 \exp[-2r^2/w(z)^2] \quad (2.66)$$

liefert die innerhalb des Radius  $r$  eingeschlossene Laserleistung:

$$P(r) = P(\infty) \{ 1 - \exp[-2r^2/w(z)^2] \}, \quad (2.67)$$

mit

$$P(\infty) = \frac{\pi w(z)^2}{2} I_0 \quad (2.68)$$

als der gesamten Laserleistung im Strahl. Innerhalb von  $w = w(z)$ , dem Strahlradius bei  $1/e^2$  der Mittenintensität, sind 86 % der gesamten Laserleistung und innerhalb des Radius  $(\pi/2)w$  sind 99 % der räumlich totalen Laserleistung eingeschlossen.

Bei der Auslegung von strahlbegrenzenden Aperturen muß allerdings berücksichtigt werden, daß selbst für eine scharfe, kreisförmige Apertur mit Radius  $r = (\pi/2)w$  durch Beugung am Rand der Apertur die Mittenintensität eines Gaußschen Strahls im Fernfeld um etwa 16 %

reduziert wird. Um diese Beugungseffekte auf 1 % zu reduzieren, muß der Radius der Apertur auf  $r \approx 2.3w$  vergrößert werden (Siegman 1986). Allgemein reduziert eine kreisförmige Apertur mit Radius  $R$  die Mittenintensität eines dadurch begrenzten Gaußschen Strahls mit Radius  $w_0$  in der Austrittsapertur um den Bruchteil  $\{1 - \exp[-(R/w_0)^2]\}^2$  im Fernfeld. Das heißt nach Gl. (2.66), (2.68) und (2.65) ist die Intensität eines Gaußschen Strahls auf der Strahlachse im Fernfeld gegeben durch:

$$I(0, z \gg z_R) = \frac{2\pi P w_0^2}{M^2 (\lambda z)^2} \{1 - \exp[-(R/w_0)^2]\}^2. \quad (2.69)$$

Wird das Licht unmittelbar nach Verlassen der Austrittsapertur auf eine große Distanz fokussiert, so ist das transversale Intensitätsprofil in der Brennebene identisch zum Fernfeldbeugungsmuster. Die Fokussierung eines Laserstrahls mit größerem Strahldurchmesser verkleinert zwar das Fernfeld-Beugungsmuster, aber oberhalb eines gewissen Ausgangs-Strahldurchmessers wird durch die Apertur zunehmend mehr Leistung aus den Flügeln des Strahlprofils nicht mehr übertragen. Ist deshalb der Radius  $R$  einer scharfen kreisförmigen Apertur fest vorgegeben, und soll die Mittenintensität eines durch diese Apertur begrenzten Gaußschen Strahls im Fernfeld maximiert werden, liefert Differentiation von Gl. (2.69) einen optimalen Strahlradius  $(w_0)_{opt} \approx 0.890 M^2 R$  in der Aperturebene. Die erzielte Mittenintensität beträgt dann  $\approx 81/M^2$  % derjenigen zentralen Intensität, die erreicht werden könnte, wenn dieselbe gesamte Laserleistung gleichmäßig über die Apertur verteilt wäre, und 92 % der gesamten Laserleistung werden transmittiert.

Gaußförmige Intensitätsprofile können durch geeignete optische Komponenten in rechteckige Strahlprofile umgewandelt werden. Allerdings sind die Lichtverluste bei der Umwandlung vergleichbar mit den oben genannten Verlusten.

### 2.5.2.2 Die optimale Apertur und Ausleuchtung des Projektionsteleskops

In obigen Betrachtungen zur maximalen Mittenintensität wurde der Einfluß der atmosphärischen Turbulenz noch nicht berücksichtigt. Dieser soll im folgenden untersucht werden. Die langzeit-gemittelte Intensität auf der Strahlachse im Fernfeld eines Transmitters läßt sich bei Anwesenheit von Turbulenz schreiben als (Fried 1966):

$$\langle I(0) \rangle = I(0)SR. \quad (2.70)$$

Hier ist  $I(0)$  durch Gl. (2.69) gegeben, und  $SR$  ist die Strehl-Zahl der gestörten Wellenfront,

$$SR = \int_{r_1^2 + r_2^2 \leq R} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 u(\mathbf{r}_1) u(\mathbf{r}_2) \exp[-D_\phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)/2], \quad (2.71)$$

mit der Feldamplitude  $u$  in der Transmitterpupille im vorliegenden Fall von

$$u(r) = \exp[-(r/R)^2] \text{ für } \epsilon R < r \leq R, \quad (2.72)$$

(und  $u(r) = 0$  für sonstige  $r$ ) mit  $\epsilon < 1$  als dem radialen Abschattungsverhältnis bei einem On-Axis Spiegelteleskop.  $D_\phi$  in Gl. (2.71) ist wiederum die Phasenstrukturfunktion. Für eine Kolmogorov-Turbulenz, die in den folgenden Betrachtungen angenommen wird, ist  $D_\phi(r)$  durch Gl. (1.15) gegeben.

Gl. (2.71) kann für den vorliegenden Fall nicht analytisch gelöst werden. Sie wurde deshalb für ein Gitter von verschiedenen  $w_0/R$ - und  $2R/r_0$ -Verhältnissen numerisch für verschiedene  $\epsilon$  gelöst. An das Resultat wurde anschließend eine Funktion der Gestalt gemäß Gl. (1.76), nämlich

$$SR = \frac{1}{1 + [f(w_0/R)2R/r_0]^2} \quad (2.73)$$

mit der Methode der kleinsten Quadrate angefitet. Das Ergebnis für  $f(w_0/R)$ , mit einer Genauigkeit von  $SR$  besser als 2 % für  $w_0/R < 2$  und  $2R/r_0 < 10$ , ist für  $\epsilon = 0.1$  (Wahl s. unten):

$$f(w_0/R) = 1.25w_0/R + 1.44(w_0/R)^2 - 3.28(w_0/R)^3 + 1.92(w_0/R)^4 - 0.37(w_0/R)^5. \quad (2.74)$$

Setzt man die Ableitung von Gl. (2.73) nach  $w_0$  gleich Null, läßt sich daraus das optimale Verhältnis  $(w_0/R)_{opt}$  ermitteln, welches die Mittenintensität in der Brennebene maximiert. Dies muß wiederum numerisch geschehen. Das Ergebnis kann mit einer Genauigkeit besser als 2% für  $w_0/R < 2$  und  $2R/r_0 < 10$  durch folgende Funktion für  $\epsilon = 0.1$  (das heißt hier noch akzeptable Beugungsverluste) dargestellt werden:

$$(w_0/R)_{opt} \approx 0.887 - 0.097(2R/r_0) + 0.011(2R/r_0)^2 - 4.6 \times 10^{-4}(2R/r_0)^3. \quad (2.75)$$

In Abb. 2.23 ist dieses optimale Projektionsapertur-Verhältniss für  $\epsilon = 0.1$  und die damit verbundene Strehl-Zahl  $SR$  in der Brennebene als Funktion von  $2R/r_0$  dargestellt. Muß demnach der Einfluß von Turbulenz berücksichtigt werden, ist der optimale Strahldurchmesser in der Austrittspupille der Projektionsapertur immer kleiner als im Fall turbulenzfreier Übertragung, das heißt kleiner als das 0.890-fache (gültig für  $M^2 = 1$ ) des Aperturdurchmessers.

Für  $2R/r_0 = 2$  ist beispielsweise  $(w_0/R)_{opt} = 0.74$  und die korrespondierende Strehl-Zahl  $SR = 0.18$ . Ein  $M^2 = 1.3$  reduziert die mittlere Zentralintensität im Fernfeld um etwa weitere 25 %. Der Einsatz einer adaptiven Optik bei einer Projektion, die nicht auf der Achse des Hauptteleskops liegt, wäre also durchaus sinnvoll. Zur Zeit ist es aber genauso aufwendig dafür eine entsprechende AO zu realisieren, wie die projizierte Laserleistung um einen Faktor in der Größenordnung fünf zur Kompensation obiger Turbulenzeffekte zu steigern.

Die Ergebnisse zur optimalen Ausleuchtung gelten auch für Kurzzeit-Aufnahmen. Die erreichbare Strehl-Zahl unter der Annahme von Integrationszeiten größer als der Kohärenzzeit der atmosphärischen Turbulenz hingegen ist eine konservative Abschätzung für den regulären AO-Betrieb. Denn für Kurzaufnahmen hängt die Phasenstrukturfunktion in Gl. (2.71) auch vom Durchmesser  $2R$  der Transmitterapertur ab. Im Fernfeld einer gleichförmig ausgeleuchteten Apertur ist sie dann gegeben durch (Fried 1966):

$$D_\phi(r) = 6.88(r/r_0)^{5/3}[1 - 0.630(r/R)^{1/3}]. \quad (2.76)$$

Analoge Rechnungen wie oben – aber der Einfachheit halber mit gleichförmiger Ausleuchtung – zeigen, daß für  $2R/r_0 < 1$  der Unterschied in der erreichten Mittenintensität zwischen Kurz- und Langzeitaufnahmen gering ist. Im Bereich von  $2R/r_0 \approx 2$  kann die Kurzzeit-Strehl-Zahl aber um bis zu 60 % größer als die für Langzeit-Aufnahmen sein. Desweiteren darf nicht vergessen werden, daß eine weitere Erhöhung der Strehl-Zahl (im von unten betrachteten Bild) erreicht werden kann, wenn man die aus der Aufwärtsbewegung des Laserstrahls resultierende Schwerpunktsbewegung des LLSs mit Tip-Tilt-Daten vom WFS zu korrigieren versucht; mit einem Restfehler der wegen der hier vorliegenden seitlichen Projektion aber immer noch nicht vernachlässigbar bleibt. In Kap. 1.5 wurde deshalb mit der konservativeren Strehl-Zahl nach Gl. (2.73) gerechnet.

Kann die Sättigung vernachlässigt werden, ist der Brennfleckdurchmesser  $2w_f$  (gemessen zwischen den  $1/e^2$ -Intensitätspunkten) in der Natrium-Schicht bei der Entfernung  $z$  für Langzeitaufnahmen und  $2w_0/r_0 \approx 1$  in sehr guter Näherung gegeben durch die quadratische Summe:

$$2w_f = z \left\{ \left( \frac{4M^2\lambda_{LS}}{\pi 2w_0} \right)^2 + 2\sigma_j^2 + 0.5 \ln(2) \left[ \frac{1.22\lambda_{LS}}{r_0(\lambda_{LS})} \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (2.77)$$

Der erste Term gibt den allein durch Beugung begrenzten Brennfleckdurchmesser eines Gaußschen Strahls an [mit der Strahltaile des einfallenden Strahls in der Ausgangsapertur des Transmitters liegend, s. Gl. (2.63) und (2.64)], wiederum unter Berücksichtigung des Strahlgütefaktors  $M^2$ . Der zweite Term beschreibt die Brennfleckvergrößerung aufgrund eines als isotrop angenommenen Strahllagenzitterns mit der Varianz  $\sigma_j^2$ . Der letzte Term schließlich beschreibt den Einfluß der atmosphärischen Turbulenz. Der Vorfaktor im letzten Term stammt von der Umrechnung der Halbswertbreite in die Ausdehnung zwischen den  $1/e^2$ -Intensitätspunkten.

In etwa 80 % der klaren Nächte auf Calar Alto ist das Seeing im V-Band besser als 2.0", und das mittlere (das heißt häufigste) Seeing beträgt etwa 1.0" (Hopp 1994). Das günstigste zu erwartende Seeing liegt bei etwa 0.7" im V-Band. Möchte man durch Beugung beim besten zu



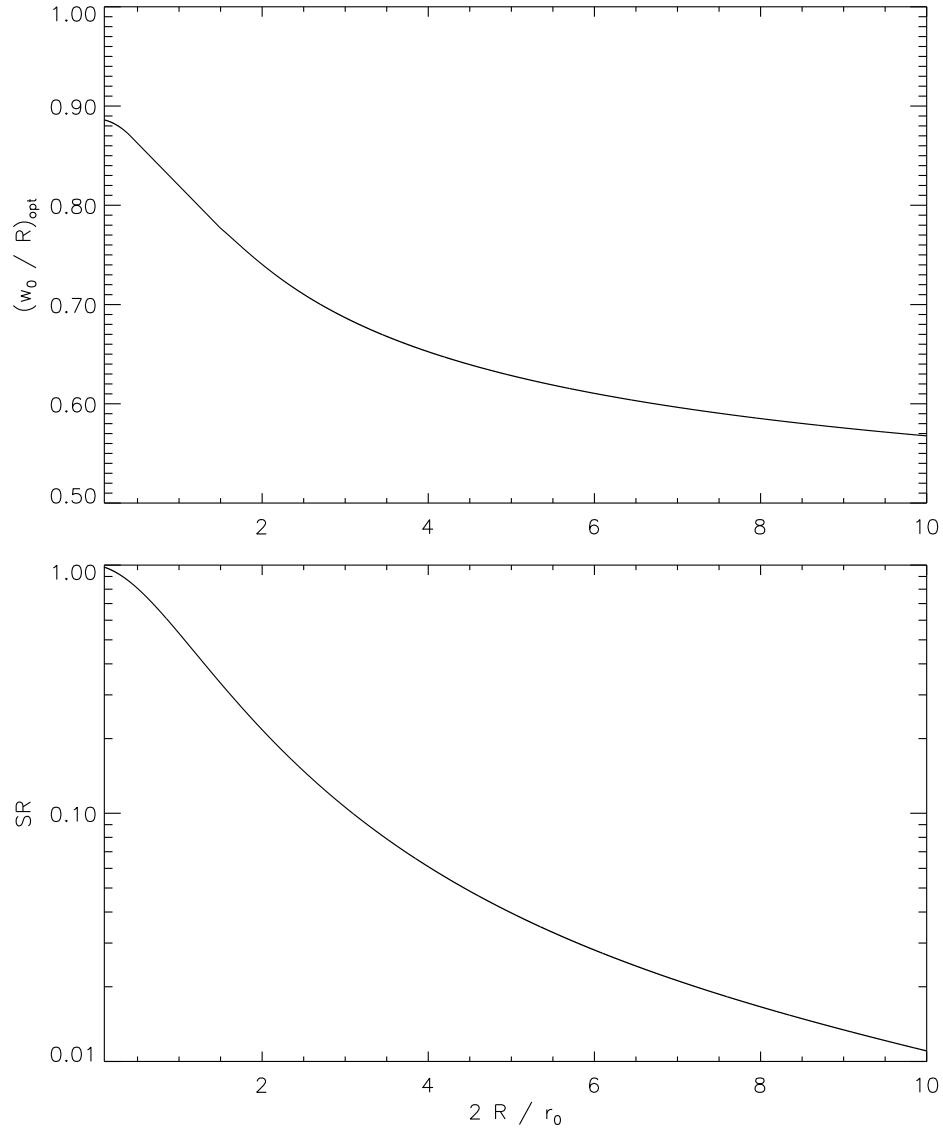


Abbildung 2.23: Optimale Ausleuchtung  $(w_0/R)_{opt}$  der Projektionsapertur vom Radius  $R$  mit einem Gaußschen Strahl vom Radius  $w_0$  und dazugehörige relative Strehl-Zahl  $SR$  im Fernfeld beziehungsweise in der Brennebene für unterschiedliches Seeing.  $SR$  ist relativ zu derjenigen Strehl-Zahl angegeben, die bei einer gleichförmigen Ausleuchtung der Projektionsapertur erreicht werden kann (maximal 81 % für  $r_0 \rightarrow \infty$  und  $M^2 = 1$ ). Als radiales Zentral-Abschattungsverhältnis in der Transmitterebene wurde  $\epsilon = 0.1$  angenommen, entsprechend dem On-Axis-Entwurf des hier vorliegenden Projektionsteleskops. Desweiteren wurde eine beugungsbegrenzte Eingangs-Strahlqualität verwendet. Für Eingangs-Strahlen mit  $M^2 > 1.0$  reduziert sich die absolute Strehl-Zahl um den Faktor  $1/M^2$ .

erwartenden Seeing ( $r_0 = 22$  cm bei 589 nm) im beobachteten Brennfleckdurchmesser Seeing-begrenzt sein (Jitterbeitrag vernachlässigt), ist nach Gl. (2.77) für ein  $M^2 = 1.2$  ein Strahlradius in der Projektionsaperturebene von  $w_0 = 17$  cm nötig, was nach Gl. (2.75) einen optimalen Radius der Projektionsapertur von  $R = 25$  cm oder  $R = 1.15r_0$  erfordert ( $\epsilon = 0.1$  angenommen). Der allein durch Beugung begrenzte Brennfleckdurchmesser ist dann gleich  $0.52''$  (entsprechend 22 cm Durchmesser in der Natrium-Schicht). Mit diesen Strahlprojektionsparametern ist man demnach im Falle des günstigsten Seeings bei Langzeit-Aufnahmen 1.3-fach beugungsbegrenzt in der Abbildung des Brennflecks, im Falle des mittleren V-Seeings 1.9-fach beugungsbegrenzt. Verwendet man den für das günstigste V-Seeing angepaßten Strahldurchmesser auch für schlechtere Seeing-Bedingungen, d.h.  $R > r_0$ , wird der erzeugte Brennfleck in einzelne Speckles aufbrechen, deren Anzahl etwa  $(2R/r_0)^2$  beträgt. Dadurch wird die Meßgenauigkeit des Hartmann-Shack-WFSs weiter herabgesetzt. Es ist deshalb sinnvoll, den projizierten Strahlradius an das jeweils herrschende äußere Seeing anzupassen, das heißt  $w_0 \approx 0.75r_0$  zu wählen, mit dem eine maximale Strehl-Zahl im Fernfeld von etwa 20 % erreicht werden kann. Dabei muß für die Fälle  $2R/r_0 > 3$  kein Abblenden der Projektionsapertur auf  $R = 1.15r_0$  erfolgen, da die Strehl-Zahl nach Gl. (2.71) als Funktion von  $w_0/R$  dann kein ausgeprägtes Maximum mehr besitzt, weil bei schlechterem Seeing als etwa  $1.0''$  immer mehr Struktur des Fernfeldbeugungsmusters verschmiert wird. Der Strahlzitter-Beitrag in Gl. (2.77) kann vernachlässigt werden, solange  $\sigma_j^2 < 2 \mu\text{rad}$  am Ausgang des Projektionsteleskops ist.

### 2.5.2.3 Die optische Ausführung

Die optischen Anforderungen an das Projektionsteleskop sind wie folgt: Beugungsbegrenzte Abbildung des ungestörten Laserstrahls bis zu einer Minimalentfernung von 80 km bei einem Gesichtsfeld zur Strahlsteuerung von mindestens  $22''$ . Der letzte Wert ergibt sich aus der Summe von Ausrichtgenauigkeit des gesamten Projektionsteleskops relativ zur optischen Achse des 3.5-m-Teleskops ( $\pm 2''$ ) zur Kompensation des Winkels nach Gl. (2.56) unter Berücksichtigung einer Schwankungsbreite von  $2''$  für den ungünstigsten Fall und dem maximalen Gesichtsfeld einer Subapertur ( $16''$  für das  $3 \times 3$  Linsen-Array ohne Berücksichtigung der Gesichtsfeldblende). Das Projektionsteleskop basiert auf einem Strahlaufweiter vom konfokalen Cassegrain-Typ (s. Tab. 2.5). Da nach den Ausführungen im letzten Abschnitt ein maximaler Aperturdurchmesser von  $2R \approx 50$  cm erforderlich ist, schied aus Kostengründen eine Ausführung als Linsenteleskop ebenso wie ein Off-Axis Spiegelteleskop oder ein stigmatischer Schiefspiegler aus. Das Projektionsteleskop besteht aus einem konkaven Hauptspiegel (PM) und einem konvexen Sekundärspiegel (SM) mit nahezu zusammenfallenden paraxialen Spiegelbrennpunkten. Der Betrag des Verhältnisses der Spiegelbrennweiten  $f_{PM}$  und  $f_{SM}$  bestimmt den Aufweitungsfaktor  $V_{PT}$  des Strahls und das Verhältnis, um den die Strahldivergenz  $\theta$  verringert wird:

$$V_{PT} = \frac{w_2}{w_1} = \left| \frac{f_{PM}}{f_{SM}} \right|, \quad (2.78)$$

$$\frac{\theta_2}{\theta_1} = \left| \frac{f_{SM}}{f_{PM}} \right|, \quad (2.79)$$

wobei die Indizes 1 und 2 den einfallenden beziehungsweise transmittierten Strahl bezeichnen. Das konfokale Teleskopdesign bedeutet einen kollimierten Eingangsstrahl. Ein solcher macht die Entfernung zwischen der Laserlichtquelle und dem Projektionsteleskop unkritisch (was bei einem Spiegeltransportsystem von Bedeutung ist), und die größere Fresnelzahl des zum Teleskop zu transportierenden Strahls verringert Beugungseffekte und die Gefahr einer Strahlverunreinigung durch kleinskalige Störungen im Strahlengang. Auch muß man berücksichtigen, daß bei einer optischen Weglänge von 25 m zum Teleskop der unaufgeweitete, mit Spiegeln transportierte Laserstrahl aufgrund der natürlichen Divergenz hier bereits einen Strahldurchmesser von 23 mm am Eingang des Projektionsteleskop aufweisen würde. Durch die Kollimation des Eingangstrahls hat man die Möglichkeit, durch unterschiedliche Vor-Aufweitung des den Farbstofflaser verlassenden Strahls den Strahldurchmesser am Ausgang des Teleskops mit einer minimalen Anzahl

zusätzlicher optischer Komponenten dem aktuellen Seeing anzupassen; eine – wie im vorherigen Abschnitt dargestellt – notwendige Voraussetzung für eine maximale Spitzenintensität im erzeugten LLS. Man hat allerdings zu berücksichtigen, daß für eine möglichst optimale Abbildung auch im Strahltransportsystem der Durchmesser des voraufgeweiteten Strahls nicht größer als der ungefähr zweifache Fried-Parameter des Kuppel-Seeings im Bereich des Strahltransports sein sollte. Messungen mit einem transportablen Shear-Interferometer-Aufbau ergaben, daß der über den Weg des Laserstrahlengangs gemittelte Fried-Parameter sich bei niedriger Lufttemperatur und geöffneter Kuppel in den Größenordnungen mm bis cm bewegt. Besonders kurze Kohärenzzeiten treten im Übergangsbereich zwischen dem offenen Coude-Labor und der Kuppel auf, weshalb dort ein Fenster im Strahlengang installiert wurde (W3 in Abb. 2.2, das gleichzeitig als Einkoppelfenster für den Argon-Ionenlaserpilotstrahl dient). In den Bereichen sehr kleiner gemessener Kohärenzlängen wurden Strahlrohre installiert, deren Enden in Bereichen etwa gleicher mittlerer Temperatur liegen (im Joch des Teleskops befinden sich eine Vielzahl weitgehend unisolierter Hydraulikleitungen und elektrische Installationen), und deren Durchmesser ( $\approx 10$  cm) für eine möglichst laminare Strömung im Rohrzentrum sorgen soll. Ein Spiegeltransport des Lichts in einem evakuierten oder mit inertem Gas gefüllten Strahlrohrsystem schied wegen dem hohen technischen Aufwand aus.

Ein Cassegrain-Teleskop mit sphärischen Spiegeln, wie sie üblicherweise aus Kostengründen in LIDAR(Light Detection and Ranging)-Experimenten mit großen Aperturen eingesetzt werden, ist wegen der Anforderungen an die Abbildungsqualität für die vorliegende Anwendung nicht brauchbar. Stattdessen sind konische Spiegel erforderlich, wie folgende Betrachtung zeigt: Ein nur aus sphärischen Spiegeln bestehender konfokaler Strahlaufweiter ist mit einer sphärischen Winkelaberration  $\delta\alpha$  behaftet, die sich leicht ermitteln läßt zu:

$$\delta\alpha = 2(\alpha_{SM} - \alpha_{PM}) = \alpha_{SM} - \arcsin\left(\frac{R_{PM} - R_{SM}}{2R_{PM}} \sin\alpha_{SM} + \frac{w_1}{R_{PM}}\right), \quad (2.80)$$

wobei

$$\alpha_{SM} = \arcsin(w_1/R_{SM}), \quad (2.81)$$

der Reflexionswinkel an der SM-Oberfläche,  $\alpha_{PM}$  der Reflexionswinkel an der PM-Oberfläche, und  $R_1$  und  $R_2$  die Krümmungsradien des SM beziehungsweise des PM sind. Bei den hier gewählten Projektions-Parametern (s. unten) sind sphärische Spiegel nur für Aufweitungsfaktoren kleiner als etwa 10 sinnvoll, weil bei stärkeren Aufweitungen die sphärische Aberration die Divergenz des aufgeweiteten Strahls übersteigt. Dies ist in Abb. 2.24 verdeutlicht. Darin wird von einem kollimierten Eingangsstrahlradius von 10 mm (entsprechend einer Strahldivergenz vom Halbwinkel  $46 \mu\text{rad}$ ) für den Fall des günstigsten Seeings ausgegangen, was eine noch akzeptable zentrale Abschattung der On-Axis Spiegelkonfiguration zur Folge hat (s. unten). Möchte man demnach für den Fall des günstigsten Seeings einen Strahl mit 170 mm Ausgangsstrahldurchmesser projizieren, ist die Vergrößerung  $V_{PT} = 17$  erforderlich, was für alle hier in Frage kommenden Öffnungszahlen eines Kugelspiegelteleskops eine nicht akzeptable sphärische Aberration bedeuten würde.

Durch Vergrößern des Abstandes zwischen SM und PM (das heißt nicht mehr koinzidierenden Spiegelbrennpunkten) läßt sich mit dem Strahlaufweiter ein bildseitiger Brennpunkt in endlicher Entfernung erzeugen. Bei weiterhin zusammenfallenden Spiegel-Brennpunkten läßt sich das Laserlicht auch mit einem elliptischen PM auf den Schwerpunkt der Natrium-Schicht fokussieren. Elliptisch deshalb, weil die endlich weit entfernten konjugierten Brennpunkte des PM auf der gleichen Spiegelseite liegen, was wegen der großen Entfernung der Bildebene (im Mittel  $\approx 135$  km) aber praktisch einem parabolischen PM gleichkommt. Wegen der unendlich weit entfernten Objektebene ist der SM ebenfalls parabolisch ausgeführt. Die konfokalen Parabolspiegel sind frei von sphärischer Aberration, und bei ausreichend genauer Justage (s. unten) heben sich bei Off-Axis Benutzung Koma und Astigmatismus der einzelnen Parabolspiegel auf (bei feststehenden SM). Die Off-Axis Abbildungsqualität ist dann nur durch Bildfeldkrümmung begrenzt.

Als zentrale Abschattung durch den SM sind etwa 10 % im Radius noch akzeptabel, das heißt ein SM-Durchmesser einschließlich Fassung von ungefähr 50 mm. Im vorliegenden Fall entspricht

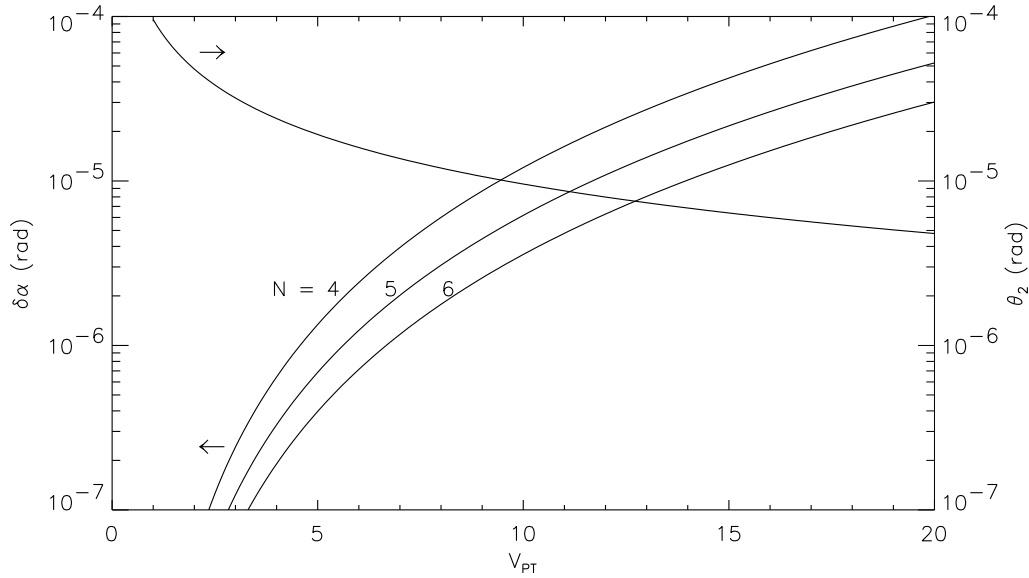


Abbildung 2.24: Winkelverbreiterung  $\delta\alpha$  und  $\theta_2$  aufgrund von sphärischer Aberration beziehungsweise der Strahldivergenz als Funktion der Vergrößerung  $V_{PT}$  für verschiedene Öffnungszahlen  $N$  eines 50-cm-Kugelspiegelteleskops. Als kollimierter Teleskopeingang wurde ein Strahl mit 10 mm Radius, entsprechend einer Divergenz von  $93 \mu\text{rad}$  angenommen.

das einer nutzbaren SM-Apertur von 45 mm. Beugungseffekte an der zentralen Abschattung (Mahan 1964, Clark 1984) senken dann die Mittenintensität des Strahls im Fernfeld um maximal etwa 5 %, das heißt für einen Strahldurchmesser angepaßt an sehr schlechtes Seeing. Um auch den Einfluß der Beugungseffekte an der PM-Durchbohrung auf die Mittenintensität kleiner als 5% für den Einsatz unter sehr gutem Seeing zu halten, ist bei einer 50 mm PM-Durchbohrung der maximale Eingangsstrahldurchmesser durch  $\approx 45 \text{ mm}/2.1 = 21 \text{ mm}$  gegeben. Aus dem maximal erforderlichen Ausgangsstrahldurchmesser von 340 mm ergibt sich somit für die erforderliche (feste) Vergrößerung  $V_{PT} = 16$ . Für die hier in Frage kommenden projizierten Strahldurchmesser tritt ein Verlust an transmittierter Leistung durch Abschattung am SM von maximal etwa 4 % auf. Bei schlechtem Seeing ist der optimale Strahldurchmesser so klein, daß er mit vernachlässigbaren Abschattungsverlusten Off-Axis projiziert werden kann. Zusammen mit der Beugung ergeben sich daraus Verluste in der Mittenintensität von etwa 4 bis 8 % bei optimierten Strahldurchmessern für den hier angenommenen Wertebereich zwischen sehr schlechtem bis sehr günstigen Seeing.

#### 2.5.2.4 Die Optomechanik

Im folgenden wird auf die mechanischen Justiertoleranzen des konfokalen Parabolspiegelteleskops und sowie auf seine Off-Axis Abbildungsqualität und deren Optimierung eingegangen. Bei einer Verkippung des SMs, der gleichzeitig einen gewissen Parallelversatz zur optischen Achse aufweist, addiert sich die Koma der Off-Axis genutzten Parabolspiegel. Die resultierende komatische Querabweichung  $K$  begrenzt dann als dominierender Abbildungsfehler das brauchbare Bildfeld,  $2\omega_{PT}$ , des Strahlaufweiters:

$$K \approx \frac{\omega_{PT}}{16} \left( \frac{1}{N_{PM}^2} + \frac{1}{N_{SM}^2} \right), \quad (2.82)$$

mit  $N_{SM} < N_{PM}$  als den Öffnungsverhältnissen der Spiegel. Toleriert man ein maximales  $K = 0.05$  " (entsprechend einer Wellenfront-Deformation von  $\lambda_{LS}/4$  S-S in der Brennebene) über das benötigte Gesichtsfeld von  $2\omega_{PT} = 22''$  ist  $N_{PM} = 5$  erforderlich (entsprechend  $f_{PM} \approx 2500$  mm und mit  $V_{ST} = 16$   $f_{SM} \approx 1560$  mm). Diese Öffnungszahl für den PM stellt auch einen guten Kompromiß zwischen Baulänge und nicht zu kleinem Verstellweg für den SM dar, der die Aufgaben der Fokussierung und Strahlsteuerung übernimmt. Die Analyse mit einem Strahlverfolgungsprogramm ergibt dann: Ein Zentrierfehler des SM um  $\pm 160$   $\mu\text{m}$  führt zu einem Koma-Beitrag, der  $\lambda_{LS}/6$  der maximalen Wellenfrontabweichung (S-S) von einer ebenen Welle in der Brennebene ausmacht. Die Verkipfung des SMs um seinen Scheitel um  $\pm 0.6$  mrad führt zur gleichen Wellenfrontstörung im Fokus. Beide Beiträge, die einen Gesamtfehler von  $\lambda_{LS}/4$  ergeben, sind über das Gesichtsfeld konstant. Diese recht strengen Anforderungen an die Justierung der Parabolspiegel für eine beugungsbegrenzte Abbildung sind der Preis für das einfache und kostengünstige optische Design.

Das Gesichtsfeld zur Strahlsteuerung von  $22''$  mit einer Wellenfrontdeformation kleiner als  $\lambda_{LS}/4$  S-S im Fokus, welches durch Verkippen des SM realisiert ist, kann vergrößert werden, in dem man die beim Verkippen erzeugte Koma durch eine Dezentrierung in die gleiche Richtung wieder ausgleicht. Dies kann durch Drehen des SMs um einen Punkt auf der optischen Achse des Teleskops erreicht werden, der den Abstand  $f_{SM}/2$  vom Scheitel des SMs hat. Dabei führt man nur Astigmatismus ein, der über dem Gesichtsfeld von  $22''$  zu einer Wellenfrontdeformation kleiner als  $\lambda_{LS}/6$  S-S im Fokus führt. Diese Bewegung des SMs um den neutralen Koma-Punkt wurde deshalb zum Strahlsteuern beim hier vorliegenden Teleskop realisiert.

Als einziger noch zu berücksichtigender Abbildungsfehler bleibt die Bildfeldkrümmung. Im Abstand von  $15''$  von der optischen Achse führt diese bei fehlender Nachfokussierung zu einer Wellenfrontdeformation von  $\lambda_{LS}/3$  S-S. Da im astronomischen Beobachtungsbetrieb aber immer zuerst der Strahl ausgerichtet wird, bevor der optimale Fokus wegen der möglichen Schwankungsbreite in der Natrium-Schichthöhe gesucht wird, ist dieser Abbildungsfehler immer kompensiert. Bei einer Strahlsteuerung um  $\pm 1''$  um den optimal eingestellten Ausgangspunkt und fehlender Nachfokussierung bleibt die Wellenfrontstörung im Fokus kleiner als  $\lambda_{LS}/11$  S-S.

Die Fokussierung des Ausgangsstrahls vom Unendlichen auf 90 km Entfernung erfordert bei  $N = 5$  eine Vergrößerung des Abstandes PM-SM um 70  $\mu\text{m}$ . Für eine Fokussiermöglichkeit bis zum Zenitwinkel  $\zeta = 70^\circ$  ist unter der Annahme einer Schwankungsbreite von 20 km um die mittlere Natrium-Schichthöhe ein gesamter axialer Verstellweg von 50  $\mu\text{m}$  erforderlich (eine Verdoppelung des Öffnungsverhältnisses würde eine Verdreifachung dieses Verstellweges bedeuten). Die Fokustiefe für einen 10 %-igen Zuwachs im Brennfleckdurchmesser,  $\delta z_{10}$ , oder einer 1 %-igen Abschwächung der Mittenintensität ist nach Gl. (2.59) gleich  $\delta z_{10} = \pm 0.32z_R$  oder  $\delta z_{10} \approx \pm 20$  km für den Fall äußerst günstigen Seeings. Eine Auflösung in der Fokuseinstellung in der Größenordnung km reicht also für die vorliegende Anwendung aus, woraus eine erforderliche Auflösung der axialen SM-Verstellung von 1  $\mu\text{m}$  folgt (die Fokuslage hängt nicht-linear vom Abstand SM-PM ab). Eine Verkipfung des SMs um 40  $\mu\text{rad}$  entspricht am Himmel einer Positionsänderung des LLSs um  $1''$ , was nach den Ausführungen am Anfang dieses Abschnitts eine SM-Kipp-Auflösung von besser als 20  $\mu\text{rad}$  und einen Kippwinkelbereich von mindestens  $\pm 0.5$  mrad erforderlich macht. Dies kann durch Montage des SM auf handelsübliche Piezo-Kippplattformen erreicht werden. Damit läßt sich beim hier vorliegenden Teleskop ein obere Frequenz zum Strahlsteuern von etwa 55 Hz erzielen. Der PM-Durchmesser würde bei einem Eingangsstrahldurchmesser von 22 mm eine Verkipfung des SM um  $\pm 2.3$  mrad aus der Null-Lage zulassen, ohne das ein Lichtverlust am PM auftritt. Selbst bei einer solch großen SM-Verkipfung verringert sich die eingestellte Fokusdistanz nur um etwa 4 %. Würde der Strahl mit einem Umlenkspiegel außerhalb des Projektionsteleskop gesteuert werden, wird das Gesichtsfeld des Projektors mindestens halbiert, wenn der Primärspiegel des Projektors weiterhin ohne Lichtverlust ausgeleuchtet werden soll.

Abb. 2.25 zeigt einen Schnitt durch das ALFA-Projektionsteleskop. Wegen dem schmalen Kuppelspalt des 3.5-m-Teleskops und dem verhältnismäßig großen Abstand vom Ausgang des Projektionsteleskops bis zu den ersten Trägerelementen im Spaltbereich (etwa 7 m), ist ein Streulichtblendsystem im Tubus des Projektionsteleskop erforderlich, um eine Beleuchtung der

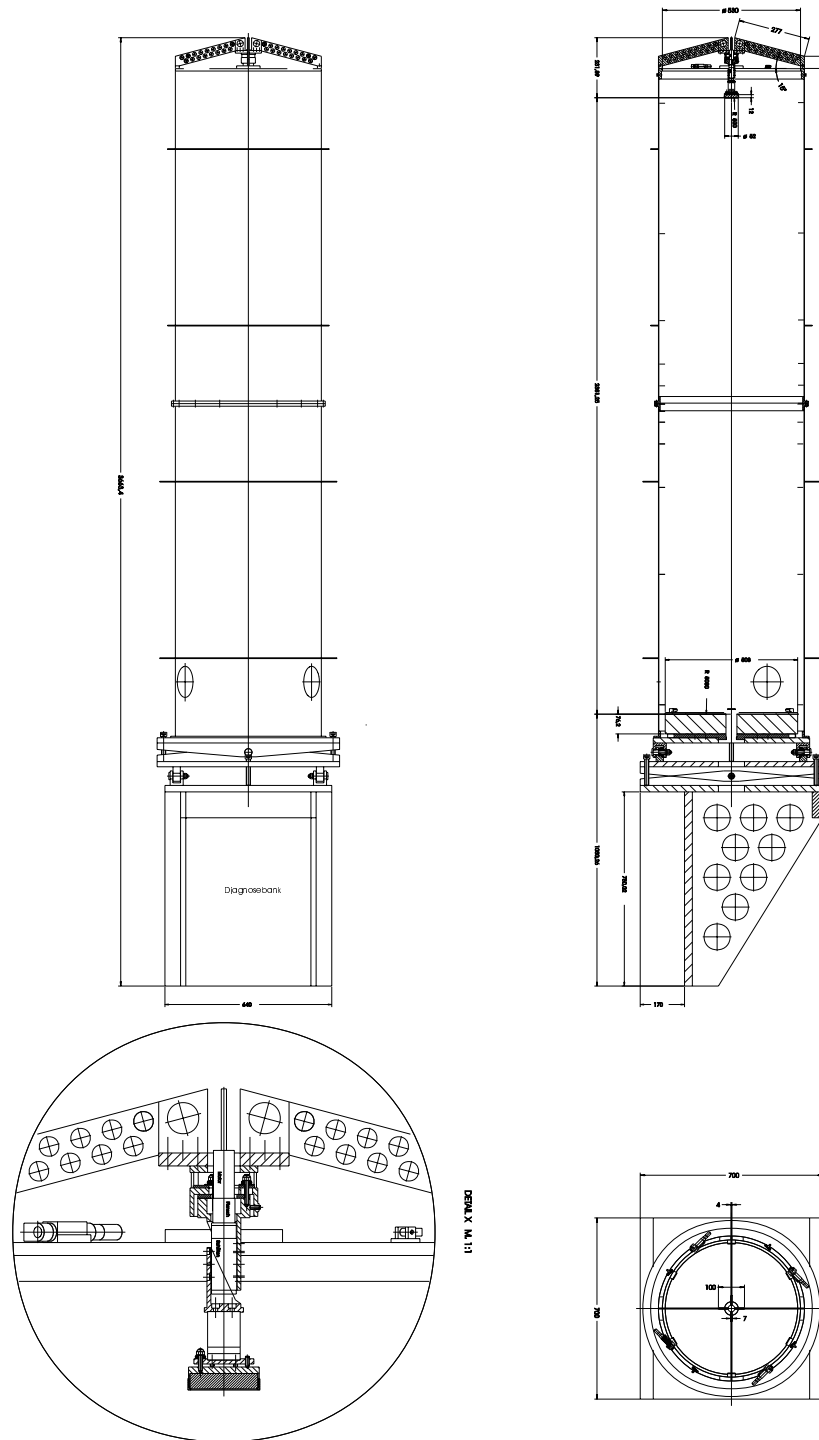


Abbildung 2.25: Schnittzeichnung des Projektionsteleskops. Der Tubus ist auf einer Zwei-Achsen Kipp-Plattform montiert. Die Masse des optischen Tubus beträgt etwa 80 kg, die der Kipp-Plattform einschließlich Unterstützelement etwa 150 kg. Der Streulichtblendeneinsatz im Tubus ist notwendig, um das Streulicht in der Kuppel zu minimieren.

Kuppelstrahlränder durch den ansonsten vom Ausgang des Projektionsteleskops ausgehenden Streulichtkegel zu unterbinden. Andernfalls ist ein merklicher Anstieg im Hintergrundsignal auf dem WFS von ALFA zu verzeichnen.

### 2.5.3 Das Strahltransportsystem

Die Aufgaben des Strahltransportsystems sind wie folgt: Einfädung des voraufgeweiteten Laserstrahls in das Projektionsteleskop mit einem Winkelfehler kleiner als  $5 \mu\text{rad}$  für alle Teleskoppositionen. Diese Bedingung für eine beugungsbegrenzte Abbildung wird nicht durch die Forderung eines Strahljitters am Teleskopeingang kleiner als  $32 \mu\text{rad}$  (entsprechend  $2 \mu\text{rad}$  am Ausgang) unterboten, weil jeder verbleibende Strahljitter durch Verarbeitung der WFS Tip-Tilt-Information minimiert werden kann. Und nicht zuletzt soll beim Strahltransport die zirkulare Polarisation am Ausgang des Teleskops für alle Teleskoppositionen (das heißt bei sich ändernden Reflexionswinkeln) erhalten bleiben.

#### 2.5.3.1 Strahlage-Steuerung und -Regelung

Um den oben genannten Anforderungen zu genügen sind insgesamt vier Regelschleifen implementiert. Diese sind in Abb. 2.26 schematisch dargestellt (vgl. auch Abb. 2.1).

Zwei Regelkreise dienen zum Einfädeln des Lichts in das Projektionsteleskop. Eine untere Strahlagerregelung steuert die Spiegel MC2 und MT1. Zusammen mit dem vom Hauptteleskop kontrollierten Coudé-Spiegel S5 werden damit die Teleskopbewegung und Durchbiegungen im Coudé-Strahlengang ausgeglichen, damit der Laserstrahl möglichst exakt auf der Deklinationsachse des 3.5-m-Teleskops zu liegen kommt. Es sind jeweils zwei geregelte Spiegel notwendig, da die Laserstrahlage im Raum durch vier Freiheitsgrade beschrieben wird, Zentrierung und Verkippung zur optischen Achse. Die untere Regelschleife hat den Laserstrahl dabei so genau zu positionieren, daß der Strahl im Fangbereich der oberen Strahlagerregelung liegt. Dazu reicht eine Stabilisierung der Strahlage bei MT1 auf  $\pm 6'$  bei einer Bandbreite von etwa 1 Hz. Die beiden Spiegel MT3 und MT4 unmittelbar vor Eingang des Projektionsteleskops werden von der oberen Strahlagerregelung gesteuert.

Die Strahlage wird mit insgesamt vier PSDs gemessen. Zwei PSDs, PSD1 und PSD2 in Abb. 2.26, sind im Reflexionspfad des Fensters W4 vor MT1 installiert. Sie messen die Strahlage mittels des Argon-Ionenlaserpilotstrahls, der auf beide PSDs fokussiert wird. PSD2 ist sowohl im Reflexionspfad des Strahlteilers im von W4 ausgekoppelten Licht als auch in dem von MT1. Letzterer wird somit mittels des PSD2-Signals geregelt. Weil das PSD1-Signal von der MT1-Bewegung entkoppelt ist, wird im Proportional-Integral-Regelalgorithmus zuerst MC2 so gesteuert, daß das PSD1-Fehlersignal gegen Null geht. Da der Farbstofflaserstrahl und der Argon-Ionenlaserpilotstrahl zusammenfallen, sind beide PSDs mit Interferenzfiltern, zentriert um 514 nm, ausgerüstet. Der hier verwendete fokussierte Pilotstrahl hat zwei Vorteile. Zum einen kann man den Vorteil von PSDs gegenüber Quadrantendetektoren, nämlich daß das Licht auf einen kleineren Brennfleck fokussiert werden kann, ohne daß es in einer Lücke auf der Detektorfläche verschwindet, ausnutzen. Durch den kleineren Fokusbereich wird die Messung unempfindlicher gegenüber Luftturbulenzen und eventuell auftretenden Interferenzmustern. Zum anderen muß man mit dem fokussierten Pilotstrahl nur einmal Licht zur vollständigen Bestimmung der Strahlage auskoppeln. Auch ist es sehr bequem, einen gegenüber dem Farbstofflaser einfacher zu handhabenden und in seiner Lichtleistung unkomplizierter zu variierenden Pilotlaserstrahl nur für Arbeiten mit der Strahlagerregelung zur Verfügung zu haben. Würde man bei MT1 den kollimierten Farbstofflaserstrahl einmal auskoppeln, bräuchte man wegen des verhältnismäßig großen Strahldurchmessers entsprechend große freie Aperturen zur Messung des Strahlversatzes. Letztere Messung kann ja nicht mit einem in den Fokus gestellten PSD realisiert werden, da dieses nur empfindlich gegen eine Strahlverkippung ist. Das heißt zur Messung des axialen Versatzes muß das zweite PSD außerhalb des Fokus stehen (vgl. Abb. 2.27); entsprechend empfindlicher ist diese Messung dann gegenüber kleinskaligen Störungen, etwa durch Luftturbulenzen oder Interferenzeffekte, das heißt die Messungen derselben sind mit einem höheren

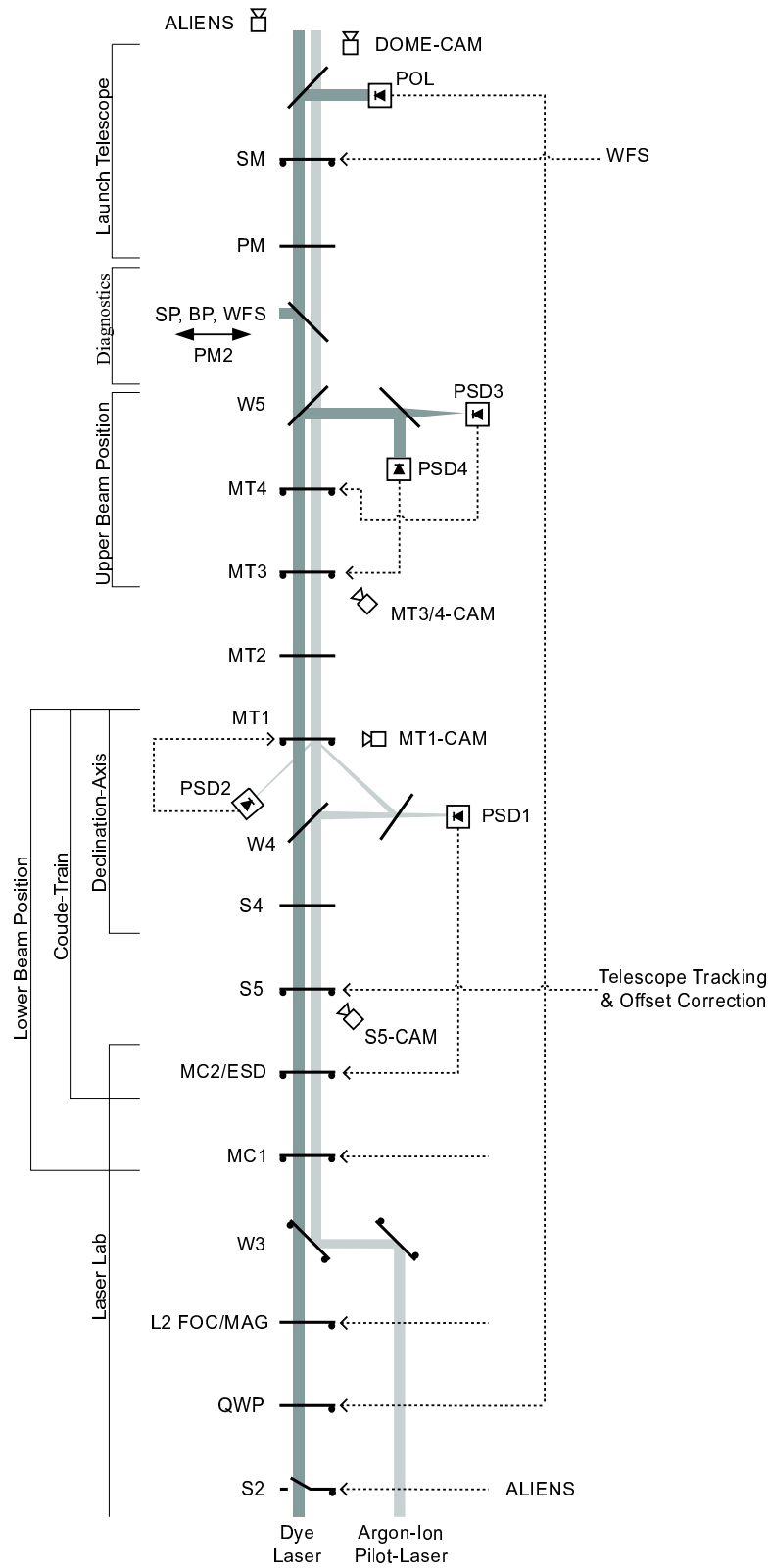


Abbildung 2.26: Schematische Darstellung des Strahltransportsystems. Die Bedeutung der einzelnen Komponenten ist im Text erklärt.



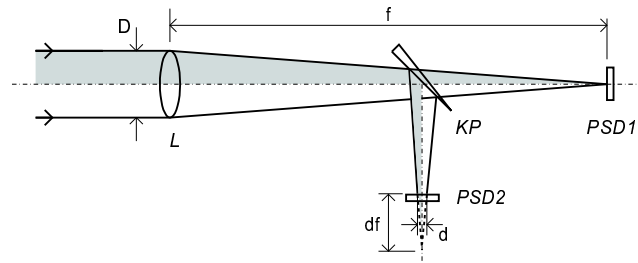


Abbildung 2.27: Ein Schema zur Messung der absoluten Laserstrahlage in ALFA. Das ausgekoppelte Laserlicht kommt von links und wird mittels der Linse  $L$  (Brennweite  $f$ ) auf das PSD 1 fokussiert. Dieser Detektor ist nur empfindlich gegenüber einer Strahlverkipfung. Nur mit dem, über die Keilplatte  $KP$  außerhalb des Fokus von  $L$  platzierten PSD 2 kann auch die Strahlzentrierung zur optischen Achse gemessen werden. Eine intrafokale Position von PSD2 minimiert die Kopplung zwischen der Messung von Parallelversatz und Verkipfung. Ein PSD zur Messung der Strahlverkipfung erlaubt gegenüber einer Quadrantdiode kleinere Brennflecken und wird damit unempfindlicher gegenüber kleinskaligen Störungen im ausgekoppelten Strahldurchmesser. Um eine Strahlverkipfung mit einer Auflösung von  $\Delta\alpha$  messen zu können, ist für eine gegebene PSD-Größe  $L$  sowie einer Auflösung  $ADC$  in der A/D-Wandlung des PSD-Vorverstärkersignals eine Brennweite  $f = \frac{L}{ADC \Delta\alpha}$  erforderlich. Für die hiervorliegende Anwendung ( $L_1 = 5 \text{ mm}$ ,  $ADC = 4096$ ,  $\Delta\alpha = 1''$ ) also  $f = 240 \text{ mm}$ . Um mit dieser Brennweite die Strahlzentrierung mit einer Genauigkeit  $\Delta y$  zu messen, ist eine Defokussierung des PSD2 um  $|df| = \frac{Lf}{ADC \Delta y}$  nötig. Hier ( $L_2 = 20 \text{ mm}$ ,  $ADC = 4096$ ,  $\Delta y = 0.05 \text{ mm}$ ) also  $df = -23 \text{ mm}$ . Zum gemessenen Betrag von  $\Delta y$  addiert sich auch ein Winkelversatz  $\Delta\alpha$  gemäß  $\Delta y = \frac{D}{d}(f + df)\Delta\alpha$ . Für eine möglichst schnelle und stabile Strahlagerregelung muß daher nach jeder vollständigen Datenaufnahme erst der Fehler  $\Delta\alpha$  gegen den Nullpunkt geregelt werden.

Rauschen behaftet. Wegen dem größeren Strahldurchmesser ist auch das Prinzip der Zweipunkte-Strahlagenmessung, wie es am Ausgang des Farbstofflasers (vgl. Abb. 2.2) angewendet wird, hier nicht sehr praktikabel.

Das Konzept mit zusätzlichen, fokussierten Pilotstrahlen wurde in der oberen Strahlagenmessung nicht beibehalten, da die Genauigkeit mit der die Kollinearität von Farbstofflaserstrahl und Pilotstrahl aufrechterhalten werden konnte, nicht ausreichte, um den Laserstrahl mit der erforderlichen Genauigkeit in das Projektionsteleskop einzufädeln. Unvermeidliche Abweichungen vom exakten Zusammenfallen der verschiedenfarbigen Strahlen in der unteren Regelschleife, etwa durch thermische Drifteffekte, sind wegen der dort größeren zulässigen Toleranzen in der Strahlage unkritisch. Im Beobachtungsbetrieb wird im oberen Regelkreis die axiale Strahlage mit ausgekoppeltem Farbstofflaserlicht gemessen. Dazu wird das einmal ausgekoppelte und spektral gefilterte Licht zum einen konvergent auf ein außerhalb des Fokus platzierten PSD4 gelenkt, das den Parallelversatz des Strahls mißt (PSD2 im Schema von Abb. 2.27). Damit wird das Fehlersignal für den Spiegel MT3 gewonnen. Mit diesem Spiegel wird im wesentlichen die Ausleuchtung der Austrittspupille des Projektionsteleskop festgelegt (zum Beispiel Off-Axis mit einem kleineren Strahldurchmesser bei schlechtem Seeing). Ein Teil des ausgekoppelten Farbstofflaserlichts wird ebenso auf das PSD3 fokussiert, deren Fehlersignal die Strahlverkipfung angibt und den Spiegel MT4 steuert. Da nur der letzte Spiegel mit einer hohen Bandbreite geregelt werden muß (etwa 10 Hz), wird zur besseren Entkoppelung der Bewegungen von MT3 und MT4 im oberen Regelkreis der Austrittspupillen-Selektor MT3 nur alle 100 ms angesteuert. Dadurch ist das, bei Anwesenheit von Luftturbulenzen mit Kohärenzlängen deutlich kleiner als dem Strahldurchmesser stärker mit Rauschen behaftete Signal des PSD4 für die Zentriermessung auch bei ungünstigen Verhältnissen noch gut verwertbar.

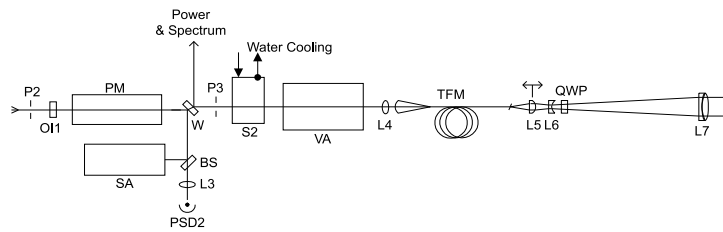


Abbildung 2.28: Schematische Darstellung eines Aufbaus für den Laserlichttransport nach M5/M6 in Abb. 2.2 mittels einer Glasfaser (TFM). L5/L6/L7 ist der Vario-Strahlvorförderer, jetzt unmittelbar vor dem Projektionsteleskop. PM ist ein elektro-optischer Modulator zur Frequenzmodulation (s. Text). Mit Hilfe des Fensters W kann sowohl das injezierte als auch das rückgestreute Licht analysiert werden. VA ist ein variabler Abschwächer, mit dem eine langsame thermische Anpassung der Faser während der Einkoppelung erreicht werden kann.

Mehrere Video-Kameras (S5-Cam, MT1-Cam, MT3-Cam und Dome-Cam) erlauben eine einfache manuelle Grobjustage der Laserstrahlen. Diese ist von Zeit zu Zeit nötig, wenn wegen hysteresehafteten Drifteffekten neue PSD-Nullpunkte zu ermitteln sind. Für das Projektionsteleskop selbst wurde aus einer Vielzahl von Teleskoppositionen ein Modell für seine Durchbiegung experimentell ermittelt. Damit kann für die Regelung ein Offset auf die Bewegung von MT3 und MT4 gegeben werden, der ein ausreichend genaues und reproduzierbares Einfädern auf die optische Achse des Projektionsteleskop auch für horizontnahe Beobachtungsobjekte garantiert.

### 2.5.3.2 Strahldiagnose

Am Eingang vor dem Projektionsteleskop befinden sich nicht nur die Detektoren für die Strahlleistungsmessung sondern weitere Diagnoseeinrichtungen, die eine Optimierung des LLS erleichtern. Dazu gehören das Bolometer PM2 zur Offline-Leistungsmessung, ein CCD-Kamerasystem (BP) zur Bestimmung des Intensitätsprofils des Laserstrahls und ein  $9 \times 9$  Shack-Hartman Wellenfront-Sensor (WFS). Mit der (von einer Kamera beobachteten) Shear-Interferometerplatte SP wird die Kollimation des eingefädelt Laserstrahls kontrolliert. Genauere Einzelheiten zum Meßaufbau finden sich in Rabien et al. (1998) beziehungsweise Rabien (1999).

Am Ausgang des Projektionsteleskop wird mit dem Detektor POL der Betrag der Halbachsen und des Positionswinkels der Polarisationsellipse des projizierten Lichts bestimmt. Daraus wird ein neuer Positionswinkel für das motorisierte Viertelwellenlängenplättchen QWP in Abb. 2.2 berechnet, so daß zirkular polarisiertes Licht am Teleskopausgang zur Verfügung steht. Eine ausführliche Beschreibung dieser Meßeinrichtung ist in Rabien (1999) zu finden.

### 2.5.3.3 Glasfaser-Übertragung

Zum Abschluß dieses Kapitels soll noch auf die Möglichkeit eingegangen werden, daß Laserlicht mit einem Lichtwellenleiter zum Projektionsteleskop zu transportieren. Diese Lösung hätte zum einen den Vorteil unempfindlicher gegen störende Luftturbulenzen in der Teleskopkuppel zu sein. Benutzt man zudem eine Monomodenfaser zum Transport, hätte man durch die räumliche Filterwirkung der Faser einen vollständig beugungsbegrenzten Strahl am Ausgang des Lichtwellenleiters. Erste Untersuchungen diesbezüglich mit dem ALFA-Laser habe ich in Zusammenarbeit mit der ESO durchgeführt.

In Abb. 2.28 ist der entsprechende Versuchsaufbau zum Laserlichttransport mittels einer Glasfaser schematisch dargestellt. Die wichtigsten potentiellen Verlustfaktoren im Durchsatz der Faser sind: 1. Ein- und Auskoppelverluste. Diese schließen Fresnel-Reflexionen und optische Modenfehlpassung am Eingang ein. 2. Verluste aufgrund eines Kern/Mantel-Übersprechens, verursacht durch Streuung an der Grenzfläche und durch Umwandlung von ursprünglich im Kern

geführten Moden in stark gedämpfte Mantel-Moden beim Biegen. 3. Lineare Absorption und Streuung in der Faser. 4. Stimulierte Brillouin-Streuung.

Die optimale Brennweite  $f_{opt}$  der Linse L4 in Abb. 2.28, die den freien Laserstrahl auf den Eingang der Faser fokussiert, ergibt sich aus der Forderung, daß der Eingangsstrahl mit Radius  $w_i$  auf einen Brennfleckdurchmesser an der Fasereintrittsfläche gleich dem Durchmesser der geführten Grundmode,  $d_{MF}$ , abgebildet wird, oder mit Gl. (2.63) und der einfallenden Strahltaile am Ort der Linse:

$$f_{opt} = \frac{\pi w_i d_{MF}}{2\lambda}. \quad (2.83)$$

Ist der Eingangstrahl nicht vollständig beugungsbegrenzt, daß heißt durch  $M^2 > 1$  charakterisiert, verringert sich die optimale Brennweite um den Faktor  $M$ . Die geführte Grundmode kann durch eine Gauß-Funktion angenähert werden, deren  $1/e^2$ -Weite gegeben ist durch (Snitzer 1961, Sigmund 1978):

$$d_{MF} = 2a(0.65 + 1.619V^{-1.5} + 2.879V^{-6}). \quad (2.84)$$

Der Modenfelddurchmesser hängt vom normalisierten Frequenzparameter oder V-Zahl der Faser ab:

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda} NA, \quad (2.85)$$

mit  $NA$  als der numerischen Apertur der Faser:

$$NA = (n^2 - n_M^2)^{1/2}, \quad (2.86)$$

wobei  $n$  und  $n_M$  den Brechungsindex des Faserkerns beziehungsweise des Mantels bezeichnen. Bei einer gegebenen Wellenlänge ist das Quadrat von  $V$  proportional zur Zahl der geführten Moden (bei einer Stufenindexfaser ist der Proportionalitätsfaktor gleich 0.5). Die Bedingung für Monomodentransport in einer zylindersymmetrischen Stufenindexfaser ist gegeben durch:  $0 \leq V < 2.405$  (Snitzer 1961). Mit Gl. (2.85) folgt damit eine untere Abschneidewellenlänge,  $\lambda_c$ , für Monomodentransport:

$$\lambda_c = 2.613aNA. \quad (2.87)$$

Von  $f_{opt}$  abweichende Brennweiten oder variierende Eingangsstrahlradien führen zu einer Fehlanpassung, die bei der hier betrachteten Geometrie zu folgender Einkoppeleffizienz,  $R_E$ , führen:

$$R_E = \frac{2w_f d_{MF}}{w_f^2 + d_{MF}^2} \quad (2.88)$$

mit  $w_f$  als dem Brennfleckradius gemäß Gl. (2.63).

Ein möglichst großer Modenfelddurchmesser ist nicht nur im Hinblick auf eine Abschwächung der Justieranforderungen wünschenswert. Auch die im Kern auftretenden Leistungsdichten und damit verbundene nichtlineare Streuprozesse können auf diese Weise minimiert werden. Der Modenfelddurchmesser steigt nicht nur mit wachsendem nominellen Kerndurchmesser sondern auch mit abnehmender numerischer Apertur der Faser. Um die Wellenleiter-Verluste beim Biegen der Faser auf höchstens einige Prozent zu beschränken, sollte die numerische Apertur nicht kleiner als  $NA = 0.08$  gewählt werden (bei einem angenommenen Biegeradius von minimal 10 cm; Gambling, Matsumura und Ragdale 1979). Zusammen mit Gl. (2.87) folgt daraus ein maximaler Kerndurchmesser von  $2a = 5.5 \mu\text{m}$  für Monomodentransport bei 589 nm. Für diese Faserparameter soll im folgenden nun die maximale Laserleistung ermittelt werden, die in einer reinen Monomodenfaser transportiert werden kann, bevor stimulierte Brillouin-Streuung beginnt, den Durchsatz zu begrenzen.

Die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) hat ihren Ursprung in einer vom Laserlicht elektrostiktiv induzierten stehenden akustischen Welle in der Faser. Am damit verbundenen Dichtegitter wird das eingestrahelte Licht in der Faser gestreut, und zwar in Rückwärtsrichtung als Folge der Impulserhaltung. Energieerhaltung im Prozess erfordert, daß die Frequenzdifferenz zwischen

dem erzeugten Stokes-Licht und dem Pumplicht (Wellenlänge  $\lambda$ ), die Brillouin-Verschiebung  $\nu_B$ , gleich der akustischen Phononenfrequenz in der Faser ist (Kaiser und Maier 1972):

$$\nu_B = \frac{2nv_S}{\lambda}, \quad (2.89)$$

mit  $v_S$  als der Schallgeschwindigkeit in der Faser.

Die zeitunabhängige Differentialgleichung für die Photonen-Besetzungszahl einer Stokes-Mode,  $N_S$ , ist:

$$\frac{d}{dz}N_S = \alpha_S N_S - \gamma I_p (N_S + 1), \quad (2.90)$$

mit  $\gamma$  als dem wellenlängenabhängigen SBS-Verstärkungskoeffizienten,  $I_p = I_p(z)$  als der Pumpintensität,  $\alpha_S$  als dem linearen Abschwächungskoeffizienten für das Stokes-Licht und  $z$  als der Entfernung vom Fasereingang. Die letzte Gleichung führt zu folgender Lösung für die gesamte Leistung  $P_s(0)$  im rückgestreuten Stokes-Licht (Smith 1972, Kaiser und Maier 1972, Cotter 1983, Lichtman und Friesem 1987):

$$P_s(0) = \frac{\sqrt{\pi} hc}{2 \lambda} \sqrt{\frac{\gamma_0 P_p(0)}{\alpha A_{eff}}} \Delta\nu_B \left\{ \frac{\exp\{-2\alpha L + \frac{\gamma_0 P_p(0)}{\alpha A_{eff}} [1 - \exp(-\alpha L)]\}}{\frac{\gamma_0 P_p(0)}{A_{eff}} \exp(-\alpha L) - 2\alpha} - \frac{1}{\frac{\gamma_0 P_p(0)}{A_{eff}} - 2\alpha} \right\}, \quad (2.91)$$

mit  $\gamma_0$  als der SBS-Verstärkung in Resonanz,  $\Delta\nu_B$  als der Linienbreite (FWHM) des SBS-Verstärkungsprofils,  $P_p(0)$  als der einfallenden Pumpleistung,  $A_{eff}$  als dem effektiven Faser-Querschnitt,  $L$  als der Faserlänge, und  $\alpha$  als dem linearen Abschwächungskoeffizient des Mediums. Die Spitzen-SBS-Verstärkung ist gegeben durch:

$$\gamma_0 = \frac{2\pi n^7 p^2 K}{c \rho_0 v_S \lambda^2 (\Delta\nu_B + \Delta\nu_l)}, \quad (2.92)$$

mit  $\Delta\nu_l$  als der intrinsischen Laserlinienbreite (FWHM),  $p$  als der elasto-optischen Konstanten des Fasermaterials,  $\rho_0$  als seiner mittleren Dichte, und  $K = 1(0.5)$  für eine (nicht-)polarisations-erhaltende Faser. Die Linienbreite des stimuliert gestreuten Lichts ist in guter Näherung gleich der Linienbreite der spontanen Brillouin-Streuung, und für das rückgestreute Licht gegeben durch:

$$\Delta\nu_B = \frac{\eta n^2}{\lambda^2}, \quad (2.93)$$

mit  $\eta$  als der kinematischen Viskosität des Faserkernmaterials. Der für den stimulierten Streuprozess wesentliche Faserquerschnitt ist für eine Multimodenfaser durch  $A_{eff} = \pi a^2$  gegeben, für eine Monomodenfaser gilt  $A_{eff} = \pi d_{MF}^2/4$ . Gl. (2.91) wurde unter den folgenden fünf Annahmen aus Gl. (2.90) abgeleitet: 1. Das Pumplichtspektrum besteht aus einer einzigen Linie mit einem Lorentz-Profil. 2. Die Kohärenzlänge des Pumplichts ist sehr viel kleiner als die charakteristische SBS-Verstärkungslänge, das heißt  $c/(2\pi\Delta\nu_l) \ll L$ . In der Praxis gilt dies für Lichtwellenleiter länger als ein paar Meter. 3. Der Intensitätsverlauf des Pumplichts ist durch  $I_p(z) = I_p(0) \exp(-\alpha z)$  gegeben, das heißt wird nicht durch das Stokes-Licht beeinflusst. Diese Annahme ist gerechtfertigt, wenn nur die Schwelle des SBS-Prozess interessiert. 4. Nur spontane Emission wird verstärkt. 5. Der lineare Abschwächungskoeffizient für das Pump- und das Stokes-Licht ist gleich, das heißt  $\alpha_S = \alpha_p =: \alpha$ . Diese Annahme ist gerechtfertigt, weil  $\nu_B \ll c/\lambda$ .

Da die SBS-Verstärkung durch das Faltungsprodukt zwischen dem Pump-Spektrum und dem Verstärkungsprofil gegeben ist, kann der Einfluß des SBS-Effekts auf den Durchsatz der Faser durch eine spektrale Verbreiterung des Laserlinienprofils reduziert werden. Im folgenden

wird ein Einzelfrequenz-Laser angenommen, dessen Linienbreite durch einen externen, transversal betriebenen elektro-optischen Modulator vergrößert wird. Das Pumplichtspektrum besteht dann aus mehreren longitudinalen Moden (mit  $j$  indiziert), deren gegenseitiger Abstand durch die Modulationsbandbreite  $\Delta\nu_m$  gegeben ist, und deren relative Intensitätsverteilung  $P_{p,j}$  eine Funktion der mit dem elektro-optischen Kristall maximal erreichbaren Phasenverschiebung  $\phi_m$  ist (Yariv 1971):

$$P_{p,j} = J_j(\phi_m)^2, \quad (2.94)$$

mit  $J_j$  als der Bessel-Funktion der Ordnung  $j$ . Die in der Faser erzeugten Stokes-Moden sind ebenfalls äquidistant, mit einem Abstand gegeben durch  $\Delta\nu_m$ . Falls  $c/(2\pi\Delta\nu_l) \ll L$  wechselwirkt zunächst jede Stokes-Mode mit einer jeden Pump-Mode, und umgekehrt. Die Wechselwirkungsbandbreite ist allerdings durch die Brillouin-Linienbreite begrenzt, das heißt für  $\Delta\nu_m \gg \Delta\nu_B$  wird jede Pump-Mode nur eine einzige, eigene Stokes-Welle erzeugen. In diesem Grenzfall und für eine gleichmäßige Intensitätsverteilung innerhalb der Pump-Moden, wird die SBS-Verstärkung dann um einen Faktor gegenüber der Anregung mit Einzelfrequenz-Licht der gleichen Gesamt-Leistung reduziert, der gleich der Anzahl der longitudinalen Moden ist. Im allgemeinen wird dieser, im folgenden als  $\rho_{eff}$  bezeichnete Reduktionsfaktor sowohl von der Intensitätsverteilung der Pump-Moden als auch von dem Verhältnis zwischen Modulations- und Brillouin-Bandbreite abhängen. Gemittelt über alle Moden und normalisiert auf die SBS-Verstärkung für eine Einzelfrequenz-Pumpmode der gleichen Gesamtleistung läßt sich der obige Reduktionsfaktor schreiben als:

$$\rho_{eff} = \frac{\sum_i \rho_i}{\sum_{i, \rho_i = \max(\rho)} 1 + \sum_{i, \rho_i \neq \max(\rho)} \frac{\rho_i}{\max(\rho)}}, \quad (2.95)$$

mit

$$\rho_i = \sum_j \frac{P_{p,j}}{1 + (i-j)^2 \left(\frac{2\Delta\nu_m}{\Delta\nu_B}\right)^2}. \quad (2.96)$$

Im folgenden wird die kritische Pumpleistung  $P_{p,c}$  als diejenige Eingangsleistung definiert, für die die Leistung im rückgestreuten Stokes-Licht gleich 1 % der Pumpleistung bei  $z = 0$  ist. Zur Berechnung der kritischen Leistung im Fall frequenzmodulierten Lichts ist die Pumpleistung durch die effektive Eingangsleistung  $P_p \rightarrow P_p * \rho_{eff}$  zu ersetzen. In Abb. 2.29 ist die kritische Eingangsleistung für eine 30-m-lange, polarisationserhaltende und Parameter-optimierte Monomodalen-Quarzglasfaser bei 589 nm als Funktion der Modulationsparameter gezeigt. Die lokalen Maximas bei den maximalen Phasenverschiebungen  $\phi_m = 1.5$  rad, 2.7 rad, 3.8 rad und 4.9 rad (usw.) entsprechen den gleichförmigsten Leistungsverteilungen innerhalb der erzeugten Pump-Moden. Die zugrundegelegten Materialkonstanten sind  $\rho_0 = 2.21 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $p = 0.286$ ,  $v_S = 5.960 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$ ,  $n = 1.458$ ,  $\alpha = 0.003 \text{ m}^{-1}$ ,  $\eta = 1.805 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  (Pressley 1971, Rowell et al. 1979). Entsprechend ist für  $\lambda = 589 \text{ nm}$   $\nu_B = 30 \text{ GHz}$ ,  $\Delta\nu_B = 111 \text{ MHz}$ , und  $\gamma_0 = 2.4 \times 10^{-11} \text{ m W}^{-1}$  (für  $\Delta\nu_l \rightarrow 0$  und  $K = 0.5$ ). Die bislang mit verschiedenen Glasfasern durchgeführten Versuche bestätigen die Modellvorhersagen (Bonaccini und Hackenberg 1999). Der effektive Rückstreuoeffizient der mesosphärischen Natrium-Atome ergibt sich aus der Faltung des modulierten Laserspektrums mit dem Natrium-Absorptionsprofil (vgl. Kap. 1.3). In Abb. 2.30 ist die, aus der kritischen Transportleistung obiger Monomodalen-Glasfaser sich ergebende LGS-Helligkeit als Funktion der Modulationsparameter gezeigt. Dazu wurden mitgetragene Einsatzbedingungen angenommen, das heißt  $\zeta = 45^\circ$ ,  $\theta_S(V, 0^\circ) = 1.0''$ ,  $T_A(0^\circ) = 0.77$ ,  $\rho_{Na} = 6 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$ , sowie  $T_P = 0.7$ . Wie man sieht, liegen die optimalen Frequenzmodulations- zu Brillouin-Bandbreiten-Verhältnisse zwischen eins und zwei. Für kleinere Verhältnisse begrenzt die niedrigere kritische Fasereingangsleistung die LGS-Helligkeit unabhängig von der mit dem Modulator maximal erreichbaren Phasenverschiebung. Für größere Bandbreitenverhältnisse hingegen begrenzt die Abnahme im Überlapp-Integral zwischen dem Doppler-verbreiterten Natrium-Absorptionsprofil und dem Anregungsspektrum die Leitstern-Helligkeit. Die Zunahme der LGS-Helligkeit sättigt für maximale Phasenverschiebungen größer als 2.7 rad. Daraus, und auch im Hinblick auf eine Minimierung der elektrischen Leistung, die zum Betrieb des elektro-optischen Modulators erforderlich ist, ergibt sich eine optimale maximale Phasenverschiebung

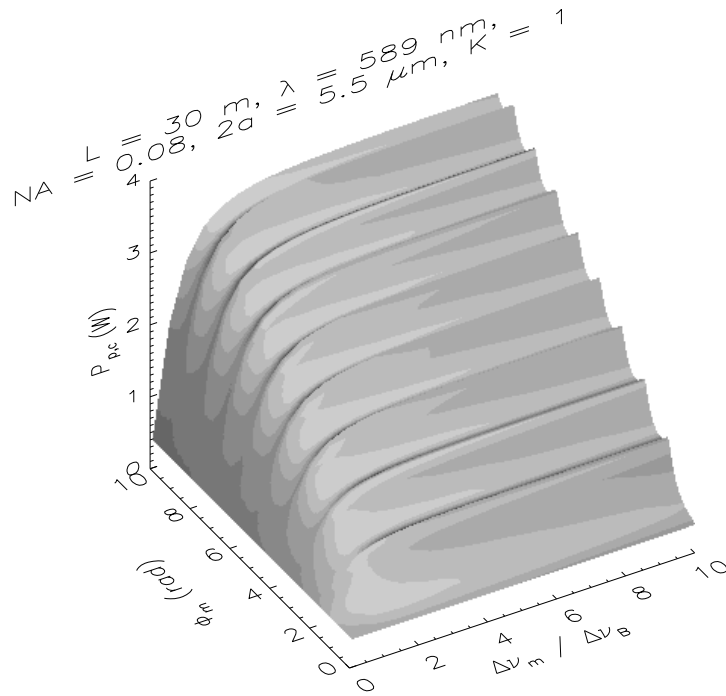


Abbildung 2.29: Kritische Eingangsleistung  $P_{p,c}$  für eine 30-m-lange, polarisationserhaltende und Parameter-optimierte Monomoden-Quarzglasfaser als Funktion des Frequenzmodulations- zu Brillouin-Bandbreiten-Verhältnisses  $\Delta\nu_m/\Delta\nu_B$  und der jeweils maximal erreichbaren Phasenverschiebung  $\phi_m$ . Es wurde eine Frequenzmodulation mit einem transversalen elektro-optischen Modulator angenommen.

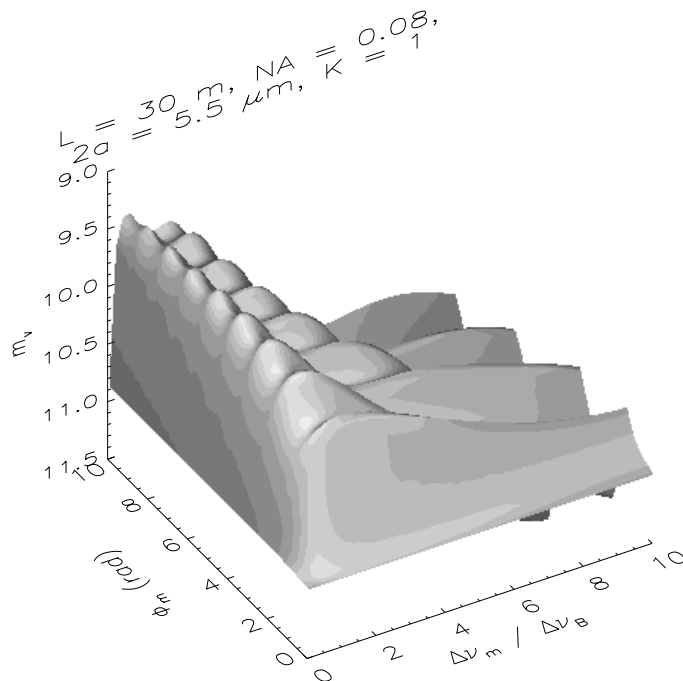


Abbildung 2.30: Erwartete LGS-Helligkeit bei Lichttransport mit einer Monomoden-Glasfaser als Funktion der Frequenzmodulations-Parameter. Die Faserparameter sind desselben wie für Abb. 2.29. Es wurden mittulgute Einsatzbedingungen angenommen, das heißt  $\zeta = 45^\circ$ ,  $\theta_S(V, 0^\circ) = 1.0''$ ,  $T_A(0^\circ) = 0.77$ ,  $\rho_{Na} = 6 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$ , sowie  $T_P = 0.7$ .

Abschnitt	$\rho_{eff}$	$L$ (m)	$2a$ ( $\mu\text{m}$ )
lang	0.20	27.9	13.5
Taper	0.33	1.1	-
kurz	1	1.0	5.5

Tabelle 2.6: Design-Parameter einer hybriden Faser mit  $NA = 0.08$ , die 10 W Lichtleistung bei 589 nm beugungsbegrenzt über 30 m transportieren kann. Es wurde eine Laser-Bandbreite beziehungsweise Frequenzmodulation angenommen, die ein  $\rho_{eff} = 0.20$  im langen Abschnitt ergibt.

von  $\phi_m = 3.8$  rad. Das dazugehörige optimale Bandbreitenverhältnis ist  $\Delta\nu_m/\Delta\nu_B = 1$ . Mit diesen Parametern wäre die LGS-Helligkeit für die oben angenommenen Einsatzbedingungen auf 9.5 mag (nicht zirkular-polarisierte Anregung) bei Laserlicht-Transport mit einer reinen Monomodenfaser begrenzt.

Eine Möglichkeit, die LGS-Helligkeit in einem Fasergeführten Strahltransportsystem weiter zu steigern, ist die Trennung der beiden Aufgaben des Lichtwellenleiters (nämlich Transport hoher Leistungen und der beugungsbegrenzter Ausgangsstrahl) in zwei physikalische Abschnitte. Tab. 2.6 faßt die Spezifikation einer solchen hybriden Faser für den Einsatz mit einem breitbandigem beziehungsweise frequenzmoduliertem 10-W-Natrium-Laser zusammen. Der erste lange Abschnitt kann über einen Taper direkt mit dem kurzen, die Mode reinigenden Abschnitt verbunden werden. Mit diesem System ist unter den gleichen Einsatzbedingungen wie oben eine LGS-Helligkeit von 8.0 mag (nicht zirkular-polarisierte Anregung) zu erwarten.

## 2.6 Messungen am Laser-Leitstern

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Ergebnisse der bisher vorgenommenen Messungen am LLS zusammengefaßt. Diese umfassen die Extinktion, das Dichteprofil der Natrium-Schicht, die Helligkeit sowie die Größe und Bewegung des LLSs am Himmel.

### 2.6.1 Atmosphärische Extinktion und das Dichteprofil der Natrium-Schicht

Während nahezu aller bisher durchgeführten ALFA-Beobertungskampagnen (Start Anfang 1996) waren die Beobertungsbedingungen auf Calar Alto für Messungen mit dem LLS deutlich schlechter als erwartet (s. Tab. 2.7). Die Seeing-Verhältnisse und die Transparenz der Atmosphäre erlaubten es, den Regelkreis des AO-Systems in etwa 50 % der zur Verfügung gestandenen Nächte zu optimieren beziehungsweise zu schließen (in der Regel auf Leitsterne heller als etwa 10te Größenklasse). Weniger als drei Viertel dieser Nächte waren geeignet, wissenschaftliche Messungen an astronomischen Objekten durchzuführen. Für ein Seeing besser als eine Bogensekunde im Sichtbaren betrug die Grenzgröße für eine ernstzunehmende Bildverbesserung etwa 12 mag und 14 mag zur Korrektur der höheren Ordnungen beziehungsweise Tip-Tilt. Ausschließlich der verlorenen Zeit wegen technischer Probleme waren für Messungen am LLS nur etwa 30 % aller Nächte geeignet. Brauchbar für AO-Messungen mit dem LLS waren etwa 20 % aller Nächte. Die letzte Zahl wurde hauptsächlich durch die Transparenz der Atmosphäre und (zumindest nach dem bisherigen Datenmaterial beurteilt) weniger durch Schwankungen in der Anzahldichte der mesosphärischen Natrium-Atome bestimmt. So war im Winter und Frühjahr die Höhe der Inversionschicht häufig deutlich oberhalb des Observatoriums, was zu einer zusätzlichen Abnahme der Transparenz der Atmosphäre für das 589-nm Licht von im Mittel einer Magnitude (integriert über beide Ausbreitungsrichtungen) führte.

Deutlicher störender für die ALFA-Beobertungen im Verlauf eines Jahres war jedoch Zirkus-Bewölkung und erhöhte Streuung an hohen Luft-Aerosolen, die sich über Calar Alto offensichtlich wegen dem kaum durch Küstengebirgsketten abgeschirmten Meereseinfluß vor allem im Sommer und Herbst in den umgebenden sand- und staubreichen Tälern bilden. Die für eine

AO NLS Technik	50 %
AO NLS Wissenschaft	35 %
AO LLS Technik	30 %
AO LLS Wissenschaft	20 %

Tabelle 2.7: Beobachtungseffizienz des ALFA-Systems seit seiner Inbetriebnahme 1996. Die Zahlen geben den ungefähren Bruchteil an der Gesamtheit aller zugeschriebenen Beobachtungsnächte wieder, die für den jeweiligen Einsatzzweck brauchbar (das heißt aber keinesfalls schon optimal) waren beziehungsweise es ohne technische Anfangsprobleme gewesen wären. Die nur mäßig hohe wissenschaftliche Einsatzfrequenz des LLS-gestützten AO-Systems ist die Konsequenz aus der bisherigen Erfahrung, daß für eine deutliche Bildverbesserung das Ausgangs-Seeing besser als 1.2" im Sichtbaren sein muß und zugleich die atmosphärische Ein-Weg-Extinktion nicht größer als etwa eine Magnitude bei 589 nm betragen darf. Der relative Anteil der wissenschaftlich brauchbaren Nächte an denjenigen, die zur jeweiligen technischen Optimierung geeignet waren, ist für den LLS-unterstützten Fall um etwa 10 % höher als im Fall eines natürlichen Leitstern (NLS). Dies ist eine Folge davon, daß die WFS-Grenzgröße für eine signifikante Bildverbesserung bei Korrektur auf einen NLS etwa 12 Magnituden beträgt, die Helligkeit des LLSs aber unter guten Bedingungen im Mittel bei 9.5 mag liegt.

solche Nacht typischen Beobachtungsverhältnisse gibt Abb. 2.31 wieder. Sie zeigt die Intensität der mit der ALIENS-Kamera aufgenommenen Lichtstreuung entlang des zum Zenit projizierten Laserstrahls. Zum Vergleich ist das Rückstreuprofil für eine Nacht mit verhältnismäßig guten Beobachtungsbedingungen (keine Inversionswetterlage, relative Luftfeuchtigkeit in Bodennähe etwa 30%) dargestellt. Die in diesem Fall nur mäßig variierende Signalspitze wurde durch eine dünne Zirkuswolke verursacht. Wegen der niedrigen räumlichen Auflösung von ALIENS kann die Höhe dieser Wolken nicht mehr sehr genau bestimmt werden. In der schlechten, aber wolkenlosen Nacht beobachtet man zur bereits erhöhten Streuung aus niedrigen Höhen in etwa 15 km Höhe eine nochmals verstärkte Rückstreuung, die auf eine vermehrte Konzentrationen an Aerosolen zurückzuführen ist, welche durch großräumige konvektive Luftströmungen entstanden ist. Die relative Luftfeuchtigkeit betrug bei dieser Messung etwa 60 % in Bodenhöhe. Die geschätzte Abschwächung des Laserstrahls für die in Abb. 2.31 gezeigten Verhältnisse beträgt in eine Richtung etwa 0.2 beziehungsweise 0.7 Magnituden (normiert wurde mittels Standardstern). Für den häufigen Fall dichter Zirkuswolken als in Abb. 2.31 beträgt die gesamte Abschwächung (daß heißt über beide Ausbreitungsrichtungen integriert) alleine etwa 1.5 bis 2.5 Magnituden (bis zu Objekthöhen über dem Horizont von etwa 30°). Somit ist in den für normale astronomische Beobachtungen im Visuellen und Nahinfraroten tauglichen Nächten auf Calar Alto unter ungünstigen Verhältnissen mit einer Schwankungsbreite von etwa 0.5 - 3.5 Magnituden für die in die Helligkeit des LLSs eingehende atmosphärische Gesamttransmission im Verlauf eines Jahres zu rechnen (für Zenitdistanzen über einen Bereich von 0 bis 60°). Das ist um etwa 1.5 Magnituden schlechter als für einen guten Standort erwartet wird (vgl. Tab 1.2.2).

Wie sich Nächte mit unterschiedlich stark ausgeprägter Lichtstreuung auf Aufnahmen mit der TV-Leiteinrichtung (TV-Guider) auf der AO-Bank darstellen, ist in Abb. 2.32 exemplarisch für drei unterschiedliche Bedingungen dargestellt. Um eine bessere vertikale Auflösung im vertikalen Streuprofil zu erreichen, wurden Messungen der Lichtstreuung des ALFA-Laserstrahls – einschließlich der Resonanzstreuung – auch vom 2.2-m- beziehungsweise 1.2-m-Teleskop auf Calar Alto durchgeführt (Delplancke et al. 1998, O'Sullivan et al. 1998). Abb. 2.33 zeigt ein mit dem 1.2-m-Teleskop aufgenommenen Schnappschuß (5 Minuten Belichtungszeit) des Helligkeitsprofils des LLSs, der am Ort des Nachbarteleskops aufgrund eines Abstand von etwa 300 m zum 3.5-m-Teleskop über etwa 100" elongiert erscheint. Eine dünne, oberhalb der mittleren Dichteverteilung auftretende Natrium-Schicht ist erkennbar. Diese zusätzliche Schicht hatte sich innerhalb weniger zehn Minuten ausgebildet und bestand über etwa 5 Stunden, wobei sich das Dichtemaximum langsam absenkte. Der Helligkeitsunterschied zur Hintergrundschicht betrug während dieser Zeit maximal etwa den Faktor 2.5. Die Höhenvariation des Dichtemaximums



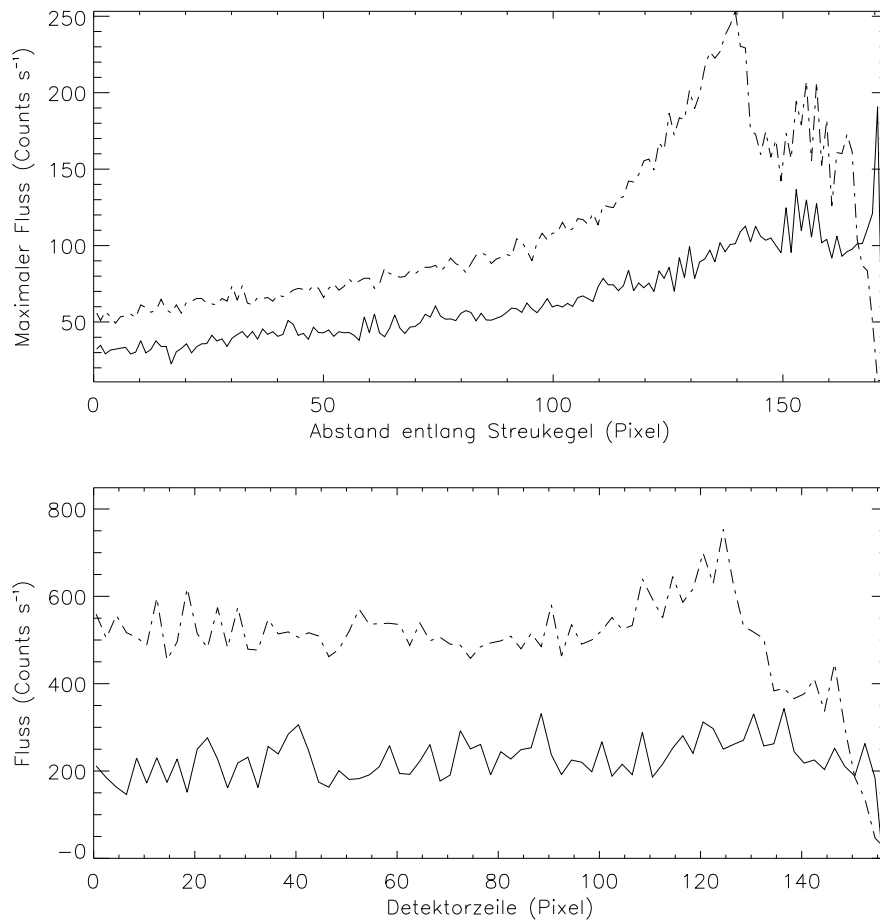


Abbildung 2.31: Aus ALIENS-Daten ermittelte exemplarische vertikale Streuprofile des zum Zenit projizierten Laserstrahls zur Mitte einer Nacht. Die durchgezogene Linie repräsentiert eine Messung unter guten Beobachtungsbedingungen (niedrige Luftfeuchtigkeit, niedrige Aerosolkonzentration und nur dünne hohe Zirrusbewölkung). Bei dem 24 Stunden später aufgenommenen, strichpunktiert dargestellten Profil war der Himmel zwar wolkenlos, die gemessene relative Luftfeuchtigkeit in Bodennähe aber etwa doppelt so groß wie in der Nacht zuvor. Das in mittleren Höhen nochmals verstärkte Rückstreusignal ist auf eine erhöhte Aerosolkonzentration zurückzuführen.

von maximal etwa 5 km hätte nach Gl. (1.83) auf dem WFS zu einer Wellenfrontaberration wegen Defokus von etwa  $\lambda_{LS}/2$  geführt, der sich bei geschlossenem Regelkreis auch auf das mit dem wissenschaftlichen Instrument aufgenommene Bild übertragen hätte. Wenn sich obige Zeitskalen und Amplituden bei der Bildung und Bewegung zusätzlicher Schichten auch in zukünftigen Messungen bestätigen, kann dieses Problem durch die in Kap. 1.5.3.4 beschriebene Regelung zur Nachfokussierung des WFSs behoben werden.

Für zukünftige Versuche ist geplant mit einem amplituden-modulierten ALFA-Laserstrahl Messungen an der Lichtstreuung zusammen mit absoluter Photometrie regelmäßig mit dem 3.5-m-Teleskop (oder einem daran montierten Huckepack-Teleskop; auch das Projektionsteleskop käme dazu in Frage) durchzuführen. Damit kann geklärt werden, in welchem Bruchteil von

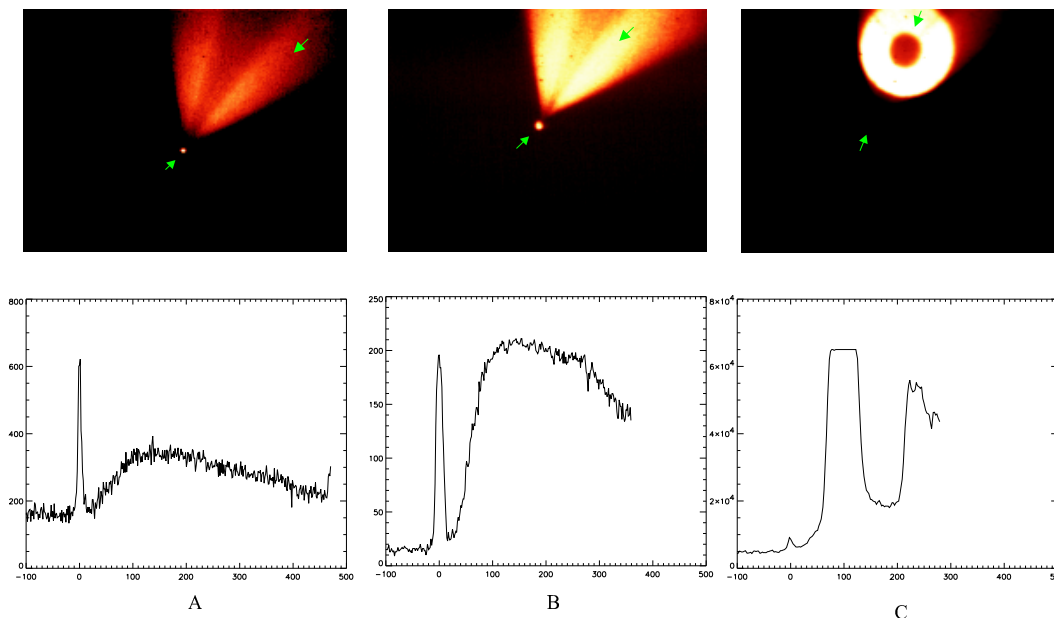


Abbildung 2.32: TV-Guider-Aufnahmen vom LLS und der Spitze der atmosphärischen Lichtstreuung (Osten rechts, Norden unten). Darunter sind die Schnitte durch den LLS und das Maximum der Lichtstreuung gezeigt, wobei die Pfeile in den Bildern zwei Punkte der Schnittachse anzeigen und der LLS immer auf dem Nullpunkt der Abszisse liegt. Bild A ist bei hervorragender Transparenz aufgenommen, während zum Zeitpunkt der Aufnahme B deutlich schlechtere Bedingungen herrschten und bei Bild C zusätzlich hohe Zirrusbewölkung in etwa 10 km Höhe bestand, wodurch die Eintrittspupille des 3.5-m-Teleskops im defokussierten Bild des Rayleigh-Streuegels besonders deutlich abgebildet wurde. Die Reduktion der LLS-Helligkeit in B ist nahezu vollständig auf die Abschwächung des Laserlichts zurückzuführen. Man sieht bei Aufnahme B, daß Lichtstreuung bis in Höhen von etwa 40 km (20 Pixel oder 7.4" Abstand vom LLS; LLS-Höhe 90 km) zu einem signifikanten, asymmetrischen Signalhintergrund auf dem WFS führen kann.

Nächten mit ungünstigen Beobachtungsbedingungen eine Steigerung der Laserleistung um den Faktor zwei bis vier eine höhere Beobachtungsausbeute erlauben würde. Darauf basierend kann entschieden werden, ob ein Ausbau des bestehenden Lasers für die Infrarot-Beobachtungen sinnvoll ist. Denn mit vertretbarem Aufwand (das heißt weiterhin Dauerstrich-Betrieb) kann die Ausgangsleistung des Farbstofflasers unter Zuhilfenahme von Verstärkerresonatoren um etwa den Faktor zwei bis drei gesteigert werden. Ist mehr erforderlich, sollte eine Investition in die Fortentwicklung des in Kap. 1.4 vorgestellten skalierbaren Raman-Faser- beziehungsweise Summenfrequenzlasers, die beide grundsätzlich auch für eine Korrektur im Sichtbaren in Frage kommen, überdacht werden.

### 2.6.2 Helligkeit des Laser-Leitsterns

Bei guter Transparenz lag die im Zenit bisher gemessene integrale Helligkeit des LLSs zwischen etwa 8.5 und 10.5 Magnituden (äquivalente V-Band Helligkeit bei nicht zirkular polarisierter Anregung des Absorptionsmaximums), wobei die über die Nacht gemittelten geringsten Helligkeit immer während der Sommermonate gemessen wurde. Die bisher größte beobachtete Helligkeitsvariation während einer Nacht betrug etwa eine Magnitude (Zunahme der Helligkeit zum Ende der Nacht bei konstanten meteorologischen Bedingungen). Zusammen mit der gemessenen tatsächlich das Teleskop verlassenden Laserleistung und geschätzten Werten für die atmosphärische Transmission legen obige Helligkeitswerte Natrium-Säulendichten im Bereich

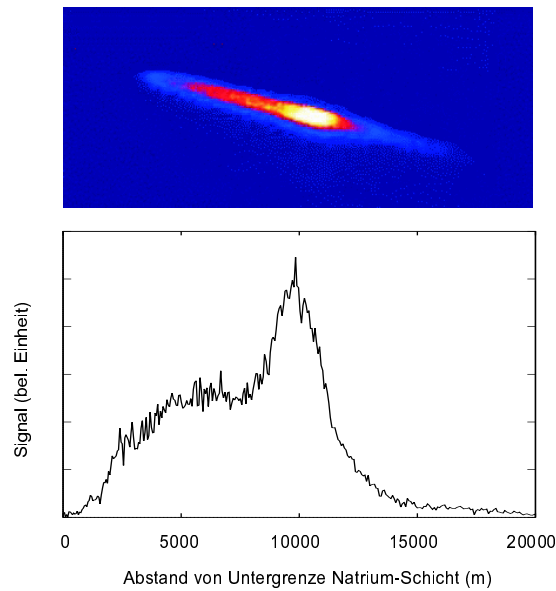


Abbildung 2.33: Schnappschuß des Dichteprofils der mesosphärischen Natrium-Schicht (Integrationszeit 5 min), beobachtet vom 1.2-m-Teleskop auf Calar Alto. Oberhalb der Hintergrundschicht hat sich eine etwa 2.5 km dicke sporadische Schicht gebildet.

von 10 bis  $1.5 \times 10^{13} \text{ m}^2$  nahe. Um eine statistisch gültige Aussage über die jahreszeitliche und tägliche Schwankungsbreite der Leitsternhelligkeit auf Calar Alto treffen zu können ist mehr Datenmaterial notwendig. Insbesondere Höhenprofile der Natrium-Schicht werden in diesem Zusammenhang sehr sehr wertvoll sein.

Mit dem ALFA-Laser durchgeführte optische Pumpversuche ergaben ein 30 - 80 % höheres Rückstreuungssignal aus der Natrium-Schicht bei Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht, abgestimmt auf den ( $F = 2 \leftrightarrow F = 3$ )- Hyperfeinübergang gegenüber dem Fall einer Bestrahlung desselben Übergangs mit nicht zirkular polarisiertem Licht (Rabien 1999). Leider war die atmosphärische Transparenz während dieser Meßreihen nicht konstant. Die Schwankung in der Verstärkung des Fluoreszenzsignals ist aller Wahrscheinlichkeit nach auf eine Variation in der atmosphärischen Extinktion zurückzuführen. Sicher ist jedoch, daß die relative Erhöhung der Leitsternhelligkeit auf den Effekt des optischen Pumpens zurückzuführen ist. Dies belegt ein während dieser Versuche aufgenommenes spektrales Linienprofil der mesosphärischen Natrium  $D_2$ -Linie für zirkular polarisiertes Anregungslicht. Das in Abb. 2.34 gezeigte Linienprofil zeigt eine deutliche Abweichung von der statistisch gleichverteilten Besetzung der beiden Hyperfein-Grundzustände: Das Verhältnis des Absorptionsmaximums bei Anregung aus dem  $F = 2$ -Grundzustand zum Absorptionsmaximum aus dem  $F = 1$ -Grundzustand ist größer als das für den ungepumpten Fall zu erwartende Verhältnis von 5 : 3 (s. Kap. 1.3.1). Inwieweit eine Entleerung des  $F = 1$ -Grundzustandes zu der erhöhten Fluoreszenz beiträgt ist hier allerdings nicht bestimmbar, da aufgrund der ungünstigen Beobachtungsbedingungen kein Linienprofil bei linear polarisierter Einstrahlung aufgenommen werden konnte.

### 2.6.3 Größe und Bewegung des Laser-Leitsterns

Die bisher gemessenen Ausdehnungen des LLSs waren im Mittel auf das etwa 1.5-fache des Durchmessers der Seeing-Scheibe eines natürlichen Sterns begrenzt, wobei der Laserstrahl selbst nahezu beugungsbegrenzt ist. Eine mögliche Erklärung für diese Beobachtung ist, daß mit der kleinsten zur Zeit realisierbaren Vergrößerung des Voraufweilers im Strahltransportsystem, der Durchmesser des projizierten Laserstrahls (minimal 18 cm, vgl. Tab. 2.5) dem Durchmesser der Turbulenzzellen noch nicht optimal angepaßt ist. Auch wenn die Auswertung der mit dem WFS

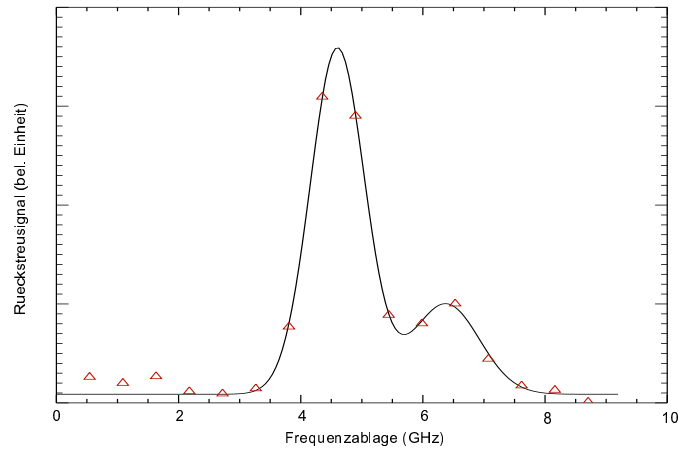


Abbildung 2.34: Spektrales Profil des optisch gepumpten mesosphärischen Natrium  $D_2$ -Übergangs. Der zirkulare Polarisationsgrad des eingestrahlten Laserlichts betrug 93 % und die integrale LLS-Helligkeit wurde als Funktion der Laserfrequenz, die jeweils in 500-MHz-Schritten geändert wurde, gemessen. Die Intensität des bei Anregung des ( $F = 2$ )-Grundzustandes gemessenen Rückstreuungssignals ist deutlich gegenüber demjenigen bei Anregung des ( $F = 1$ )-Niveaus überhöht. Die an die Meßdaten angeglichenen Funktion analog Gl. (1.43) liefert eine Temperatur in der Natrium-Schicht von etwa 212 K.

aufgenommenen Wellenfront-Gradienten bei einem Zenit-Seeing von  $1.0''$  im Sichtbaren einen Fried-Durchmesser von etwa 15 cm ergeben, ist es nicht auszuschließen, daß der die Kuppel verlassende Laserstrahl eine kleinere Kohärenzlänge “sieht”. Dies kann daran liegen, daß die Achse des projizierten Laserstrahls immer sehr nahe am Rand des engen Kuppelspaltes verläuft. Dort kann die Luftströmung turbulenter sein, was sich bei der Ausbreitung des Laserstrahls nach oben wegen der sehr großen Distanz zwischen turbulenter Schicht und Projektionsebene grundsätzlich sehr nachteilig auf die Leitsterngröße auswirken kann. Für die Zukunft sind Messungen des Seeings im Kuppelspalt geplant.

Ein weiterer Beitrag zur Verbreiterung des LLSs am Himmel stammt von dynamischen und statischen Aberrationen im Strahltransportsystem. Erstere sind durch das Kuppel- und Strahl-Seeing bestimmt, der Ursprung der letzteren Abbildungsfehler ist noch nicht klar. Wie Simulationen zeigen (Rabien 1999) tragen die beiden Arten der gemessenen Störungen insgesamt mit etwa 50% zu der, über des außerhalb der Kuppel herrschenden Seeings hinausgehenden Verbreiterung des LLSs bei. Eine weitere Verbesserung der Strahlrohre sowie eine Überprüfung der spezifizierten Oberflächenqualität aller Elemente des Strahltransportsystems sollte mit verhältnismäßig geringem Aufwand eine relative Erhöhung der Spitzenintensität im LLS-Bild um etwa den Faktor zwei zulassen.

Die Form der Leistungsspektren der Bewegung des Laserstrahls am Eingang des Projektionsteleskops ist ähnlich wie für die Lichtausbreitung in einer Kolmogorov-Turbulenz (das heißt Steigung mit der Kreisfrequenz  $\omega$  wie  $\omega^{-2/3}$ ), zeigen aber nicht dieselbe Konstanz (Rabien 1999). Die Turbulenzverhältnisse entlang des Laserstrahls können sich in der Kuppel innerhalb relativ kurzer Zeiträume ändern. Größere Ablenkungen im Laserstrahl können über mehrere Sekunden stabil bleiben. Der Abfall zu hohen Frequenzen hin erfolgt meist steiler als bei einer Lichtausbreitung, die durch die freie Atmosphäre gestört ist. Die Positionsabweichungen des Laserstrahls betragen bei offener Strahlregelung etwa  $5''$  am Eingang des Projektionsteleskop, finden allerdings innerhalb langer Zeitskalen (Sekunden) statt.

Die Form des Tip-Tilt-Leistungsspektrum des LLSs am Himmel ist ebenfalls ähnlich dem eines natürlichen Sterns, der durch Kolmogorov-Turbulenz beobachtet wird. Aus der Varianz der Differenz der Bewegung eines natürlichen Sterns (NS) und der des LLSs am Himmel,  $\sigma_{N-L}^2$ , kann der Beitrag des fokalen Anisoplanatismus zum gesamten Meßfehler bei der Bestimmung

der Störungen höherer Ordnung aus der Gleichung  $\sigma_{FA}^2 = \sigma_{N-L}^2 - \sigma_{WFS}^2(NS) - \sigma_{WFS}^2(LLS)$  abgeleitet werden. Dabei sind  $\sigma_{WFS}^2(NS)$  und  $\sigma_{WFS}^2(LLS)$  die Beiträge des WFS-Meßfehlers [vgl. Gl. (1.53)] für den natürlichen Stern beziehungsweise für den LLS. Bei hellem Leitstern kann der Beitrag des Meßfehlers des WFSs aufgrund von Photonenrauschen und der endlichen Ausdehnung des Sterns sehr genau bestimmt werden, und deckt sich sehr gut mit den aus den Detektor-Eigenschaften vorhersagbaren Werten. Damit ergeben sich Beträge für den Phasengradienten  $\sigma_{FA}^2$  aufgrund des Konus-Effekts, die gut mit der Modellvorhersage beim jeweils herrschenden Seeing übereinstimmen (vgl. Tab. 1.5.3.4).

## 2.7 Zusammenfassung und Ausblick

Das realisierte LLS-System erfüllt vom technischen Standpunkt her gesehen alle Vorgaben, die für einen Routine-Betrieb an einem klimatologisch durchschnittlichen Observatorium erforderlich sind. Die Ausgangsleistung des Natrium-Lasers in der Grundmode liegt bei durchschnittlich 4.5 W mit einer Strahlqualität von  $M^2 < 1.3$ . Die Frequenzstabilisierung garantiert maximales Leitstern-Signal über den ganzen Beobachtungszeitraum. Durch optisches Pumpen der mesosphärischen Natrium-Atome konnte das resonante Rückstreusignal fast um den Faktor zwei gesteigert werden. Die gemessene Größe des künstlichen Leitsterns ist im wesentlichen nur durch die äußeren Bedingungen begrenzt. Auf letztere kann zukünftig in Grenzen noch Einfluß genommen werden, etwa durch einen noch kleineren minimalen Laserstrahl-Durchmesser oder einen günstigeren Kuppelspalt-Nullpunkt relativ zur Hauptteleskop-Achse.

Die im Vergleich zu anderen Sternwarten nur mäßige klimatologische Qualität des Standortes Calar Alto erfordert für eine deutliche Anhebung der wissenschaftlichen Einsatzfrequenz des LLS-gestützten AO-Systems eine Steigerung in der effektiven Laserleistung um den Faktor drei bis vier. In diesem (sowie im ersten Kapitel) wurden Lösungen aufgezeigt, mit denen die erforderliche Erhöhung der Ausgangsleistung in der Zukunft erreichbar sein sollte. Dies schließt die Untersuchung zur Erzeugung eines in sich vollständig beugungsbegrenzten Hochleistungs-Laserstrahls mittels Glasfaserübertragung ein. Letzteres kann den Einsatz multipler LLSe an zukünftigen Großteleskopen wesentlich vereinfachen.

# Kapitel 3

## Untersuchungen zur Sternentstehung in Haufengalaxien bei $z < 1$ mit adaptiver Optik

### 3.1 Einführung

Tief-integrierte Feldaufnahmen und spektroskopische Untersuchungen von Galaxienhaufen haben ergeben, daß der relative Anteil der blauen, das heißt von aktiver oder erst kürzlich beendeter Sternentstehung geprägten Galaxien sowohl in den kompakten als auch in den offenen Haufen mit zunehmender Rotverschiebung  $z$ , also mit zunehmender kosmischer Epoche ansteigt (sogenannter Butcher-Oemler-Effekt; Butcher und Oemler 1984). Die Ursache der Sternbildungsaktivität in diesen Galaxien und auch die Natur ihrer heutigen Nachfolger bei  $z = 0$  ist nach wie vor nicht mit Sicherheit geklärt. Auch wenn die meisten Mitglieder in galaxienreichen Haufen unabhängig von der Rotverschiebung in die  $z = 0$  Hubble-Sequenz<sup>1</sup> eingeordnet werden können, ist der Anteil der späten Galaxientypen (Spiralen und Irreguläre) in den weiter entfernten Haufen ohne Ausnahme größer als in den Haufen der unmittelbaren Umgebung. Ein großer Anteil dieser blauen, in der Leuchtkraft von der Scheibe dominierten Spiralen zeigt Anzeichen von Deformationen aufgrund von dynamischen Wechselwirkungen einschließlich Galaxienverschmelzungsprozessen (Couch et al. 1994). Wechselwirkungen aufgrund einer nahen Begegnung von Galaxien können – sofern diese Begegnungen häufig hintereinander erfolgen (Fujita 1998) – Auslöser der beobachteten erhöhten Sternbildungsrate in den Spiralen sein. Eine in diesem Zusammenhang noch tiefergehende Frage ist, wie und zu welchen Zeiten es überhaupt zur Ausbildung der verschiedenen morphologischen Galaxientypen und ihrer räumlichen Verteilung in Haufen gekommen ist. Dies schließt die Frage nach dem Ursprung der morphologischen Segregation von Spiralen ein. Unter letzterem versteht man die Beobachtung, daß der Anteil von Scheibengalaxien in den Zentren von  $z = 0$  Haufen kleiner ist als in den Zentren hochrotverschobener Haufen.

Hochauflösende Beobachtungsmethoden wie etwa diejenige der adaptiven Optik sind Schlüsseltechniken um die detaillierte Morphologie von Galaxien in Abhängigkeit von der Rückblickzeit und der lokalen Dichte zu entschlüsseln. Jede Änderung in den relativen Anteilen der verschiedenen Hubble-Galaxientypen mit der Rotverschiebung der Haufen und der Hinweis auf das Auftreten oder Fehlen von Galaxien-Wechselwirkungsprozessen kann dazu beitragen, den

---

<sup>1</sup>Rein morphologisches Klassifizierungsschema nach wenigen Grundtypen. Auch wenn dabei – ähnlich wie bei der Hauptsequenz der Spektraltypen von Sternen – zwischen frühen und späten Typen unterschieden wird, darf die Hubble-Sequenz nicht als Entwicklungsfolge angesehen werden.

Butcher-Oemler-Effekt im speziellen und die Entstehung und Entwicklung von Galaxien im allgemeinen besser zu verstehen. Dieses Verständnis ist eine notwendige Voraussetzung um kosmologische Modelle mit der Beobachtung vergleichen zu können. Dies beinhaltet zum Beispiel die Anzahldichte von Galaxien heller als eine gewisse Grenzgröße oder die Relation zwischen der Rotverschiebung und scheinbarer Helligkeit.

Untersuchungen von entfernten Galaxien sind dabei vorteilhaft im Infraroten durchführbar. Bei Galaxien mit  $z < 2$  ist das (im Ruhesystem) im U- und B-Band emittierte Licht von Sternstehungsgebieten beziehungsweise sich schnell entwickelnder Sterne soweit rotverschoben, daß es in den Nahinfrarotbändern nachweisbar ist. Um den Einfluß der zeitlichen und räumlichen Leuchtkraft-Entwicklung von dem der Kosmologie auf die Galaxienzahldichte in Abhängigkeit von der scheinbaren Helligkeit zu trennen, sind Untersuchungen im Nahinfraroten am geeignetsten. In diesem Wellenlängenbereich ist der Einfluß stellarer Entwicklungseffekte kleiner, da die beobachtete Anzahldichte hauptsächlich das Licht der alten stellaren Population mißt, deren Alter mit dem der Galaxie vergleichbar ist.

Die entscheidende Skalenlänge, die bei der Bestimmung der großräumigen Strukturparameter von Galaxien, zum Beispiel des Ausdehnungsverhältnisses des Kernbereichs zur Scheibe oder die Existenz beziehungsweise das Fehlen eines Balkens eine Rolle spielen, liegen bei etwa einem Kiloparsec. Die Größenskalen der Struktur von Spiralarmen oder Sternstehungsgebieten ist nochmals etwas kleiner. Die Winkelausdehnung  $\theta$  (in rad), unter der eine Quelle mit der Rotverschiebung  $z$  und der linearen Ausdehnung  $l$  erscheint, ist gegeben durch (Lang 1974):

$$\theta = \frac{l(1+z^2)}{D_L}, \quad (3.1)$$

mit  $D_L$  als derjenigen Entfernung, für die der gemessene Strahlungsfluß quadratisch mit der Entfernung abfällt (sogenannte Leuchtkraft-Entfernung):

$$D_L = \frac{c}{H_0 q_0^2} \{z q_0 + (q_0 - 1)[\sqrt{2q_0 z + 1} - 1]\}. \quad (3.2)$$

In der letzten Gleichung ist  $H_0$  der Hubble-Parameter und  $q_0 > 0$  der kosmologische Verzögerungsparameter. Für  $q_0 = 0$  (offenes, fortwährend expandierendes Universum) bestimmt sich die Leuchtkraft-Entfernung gemäß  $D_L = (c/H_0)(z + z^2/2)$ . Die Winkelausdehnung nach Gl. (3.1) wird für eine gegebene Rotverschiebung am kleinsten, wenn  $q_0 \rightarrow 0$ . Für ein im folgenden durchgehend angenommenes  $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  bedeutet dies, daß auf der Winkelskala, die dem beugungsbegrenzten räumlichen Auflösungsvermögen eines 3.5-m-Teleskops im H-Band von  $0.12''$  entspricht, die Morphologie von Galaxien auf der 1(0.3)-kpc-Skala bis hin zu Rotverschiebungen von  $z \approx 0.5(0.1)$  mit Sicherheit bestimmt werden kann.

Um ein vollständiges Bild der Galaxienentwicklung entwickeln zu können, sind morphologische Untersuchungen hoher Auflösung nur der erste Schritt. Daran müssen sich sowohl langzeitintegrierte Aufnahmen zur Bestimmung der Anzahldichte von Galaxien in Haufen unterschiedlicher Entfernung bis hin zu den schwächsten Mitgliedern als auch spektroskopische Untersuchungen der Energieverteilung der emittierten Strahlung anschließen. Im Spektralbereich des kurzwelligen Infraroten gibt es bei solchen Beobachtungen hinsichtlich des Signalhintergrundes eine natürliche Trennlinie bei einer Wellenlänge von etwa  $2.3 \mu\text{m}$ . Unterhalb dieser Wellenlänge dominiert der Himmelshintergrund aufgrund des Airglows (im K-Band etwa  $12.5 \text{ mag}/\square''$ ), für größere Wellenlängen limitiert die thermische Emission des Instruments die Empfindlichkeit. Letzteres ist auch ein Grund dafür, daß AO-System in ALFA mit möglichst wenigen optischen Elementen auszuliegen. Im Fall der Mittelung einzelner, im Rauschen nur durch den Himmelshintergrund begrenzter Aufnahmen, ist die theoretische Grenzgröße im K-Band für eine  $5\text{-}\sigma$ -Detektion,  $K_{5\sigma}$ , mit den modernsten Nahinfrarot-Detektoren gegeben durch [vgl. Gl. (1.57)]:

$$K_{5\sigma} = -2.5 \log \left[ 3.20 \times 10^{-9} \frac{D\theta_Q('')} {PS(''/\text{Pixel})\sqrt{T_S \eta l SR}} \right]. \quad (3.3)$$

In der letzten Gleichung ist  $\theta_Q$  der Durchmesser der Quelle,  $PS$  der Pixel-Maßstab,  $T_S$  der optische Durchsatz gemessen vom Teleskopeingang (Durchmesser  $D$ ) bis zum Detektor mit der

Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta$ ,  $t$  die totale Integrationszeit und  $SR$  die Strehl-Zahl im Bild. Zur Ableitung der Formel wurde desweiteren eine perfekte Korrektur der unterschiedlichen Empfindlichkeit der einzelnen Bildelemente des zweidimensionalen Detektors angenommen. Mit ALFA/OMEGA ( $D = 3.5$  m,  $T_S = 0.4$ ,  $\eta = 0.8$ ) sollte bei einer Korrekturgüte im langbelichteten Bild von  $SR_{lb} = 0.25$  und kompakten Quellen ( $\theta_Q = 0.2''$ ) bei drei Stunden totaler Integrationszeit und  $PS = 0.40''/\text{Pixel}$  ein  $K_{5\sigma} = 21.0$  erreichbar sein. Bei ausgedehnteren Quellen ( $\theta_Q = 1.0''$ ) und einer Pixel-Skala von  $0.12''/\text{Pixel}$  (oder Mittelung über eine entsprechende Pixelanzahl bei einem kleinerem Abbildungsmaßstab) liegt die Grenzgröße unter denselben Bedingungen um  $0.5$  mag niedriger.

Räumlich hochaufgelöste, spektral breitbandige Aufnahmen ermöglichen im Nahinfraroten über das J/H/K-Zwei-Farbendiagramm Aussagen über die Gesamtheit der einzelnen Sternpopulationen in der Galaxie und die Rolle anderer Strahlungsquellen und deren Rötung zu machen. Zusammen mit Daten aus anderen Wellenlängenbereichen lassen sich so diagnostische Leuchtkraft-Verhältnisse zur Beschreibung der zeitlichen Entwicklung der Sternentstehung in den Galaxie ermitteln und mit Modellen, die die zeitliche Entwicklung der Sternbildung beschreiben, vergleichen.

In diesem Kapitel werden die mit ALFA beziehungsweise ADONIS durchgeführten AO-Beobachtungen von Haufengalaxien bei niedriger bis mittlerer Rotverschiebung behandelt. Untersucht wurden bisher Galaxien in den Abell-Haufen 262 und 1367 ( $z = 0.0157$  beziehungsweise  $z = 0.0227$ ), in J1836.3CR ( $z = 0.414$ ) und das Feld um den Quasar PKS0743-006 ( $z = 0.99$ ). Ziel der Beobachtungen war es, zwischen der Scheiben- und der Kernkomponente in den Galaxien zu unterscheiden, die Kompaktheit der zentralen Verdickung (dem sogenannten Bulge) zu bestimmen, das Maß der Extinktion und des Gehaltes an heißem Staub zum Galaxienkern hin festzustellen, und einen Einblick in die zeitliche Entwicklung der Sternentstehung in diesen Galaxien zu gewinnen. Letzteres geschieht im Rahmen eines numerischen Modelles für die zeitliche Entwicklung der Sternentstehung (im folgenden als Starburst-Modell bezeichnet), das an die aus J-, H- und K-Band-Messungen gewonnenen Breitbandfarben und aus weiteren Wellenlängenbereichen ermittelten diagnostischen Größen angepaßt wird. Nicht zuletzt wurde auch der Fragestellung nachgegangen, ob und gegebenenfalls wie die Entwicklung der Sternentstehungsrate von der Lage der Galaxie im Haufen abhängt.

In den folgenden Abschnitten wird jeder Haufen zunächst individuell betrachtet. Dies beinhaltet jeweils eine Kurzübersicht über die bereits bekannten Eigenschaften der Quellen, die Beschreibung der Aufnahme und Reduktion der neuen Daten, die Zusammenfassung der Beobachtungsergebnisse und die Diskussion der Daten. Im letzten Kapitel dieser Arbeit schließlich wird versucht, diese Ergebnisse unter einem vereinheitlichenden Blickwinkel auf den räumlichen und zeitlichen Ablauf der Sternentstehung in Haufengalaxien zu interpretieren.

## 3.2 Übersicht der beobachteten Quellen

### 3.2.1 Abell 262 und 1367

Der Galaxienhaufen Abell 262 (Zentrum bei  $\alpha_{2000} = 01^h52^m50^s$ ,  $\delta_{2000} = +36^\circ08.8'$ ) ist ein besonders auffallendes Mitglied im Pisces-Perseus-Superhaufen. Abell 262 zeigt eine radiale Haufengeschwindigkeit von  $4704 \text{ km s}^{-1}$ , entsprechend  $z = 0.0157$  (Giovanelli und Haynes 1985) und weist einen Abell-Radius<sup>2</sup> von  $r_A = 1.75^\circ$  auf. Dieser Haufen wurde bereits ausführlich im Röntgen- und Radiobereich studiert. Er zeichnet sich durch sein Reichthum an Spiralgalaxien und einer Röntgenquelle genau im Haufenzentrum, die mit dem Ort der Typ-D-Galaxie NGC 708 zusammenfällt, aus. Die Verteilung der Positionen am Himmel sowie der Rotverschiebungen der Galaxien in Abell 262 wurden bereits von einer Vielzahl von Autoren untersucht Dickens 1977, Gregory et al. 1981 und Fanti et al. 1981). Die hohe Galaxiendichte und die Existenz

<sup>2</sup>Der Abell-Radius ist für alle Haufen eine feste lineare Skala (Abell 1958) und für den hier angenommenen Hubble-Parameter als  $1.99 \text{ Mpc}$  definiert. Für Haufen mit einer Gesamtmasse größer als  $10^{15} M_\odot$  entspricht der Abell-Radius dem virialen Radius.



einer zentralen Röntgenquelle machen Abell 262 zu einem idealen Kandidaten, um die physikalischen Eigenschaften der Haufenmitglieder, wie etwa den Anteil an neutralem, atomarem Wasserstoff(HI)-Gas und die Sternentstehungsrate in ihnen zu untersuchen. Wie auch in vielen anderen galaxienreichen Haufen beobachtet, zeigen die Mitglieder von A262 eine Abnahme des HI-Gehalts zum Haufenzentrum hin (Giovanelli et al. 1982, Giovanelli und Haynes 1985).

Ein weiterer naher Vertreter mit ähnlichen Eigenschaften ist der Haufen Abell 1367 (im folgenden abgekürzt mit Abell 1367; Zentrum bei  $\alpha_{2000} = 11^{\text{h}}44^{\text{m}}30^{\text{s}}$ ,  $\delta_{2000} = +19^{\circ}50.3'$ ). Auch dieser Haufen besitzt einen besonders hohen Anteil an Spiralen und eine zentrale Röntgenquelle. Seine Systemgeschwindigkeit beträgt  $6809 \text{ km s}^{-1}$ , entsprechend  $z = 0.0227$ , und der Abell-Radius ist  $r_A = 1.40^{\circ}$  (Giovanelli und Haynes 1985). Für die beiden hier untersuchten Abell-Haufen entsprechen einer Bogensekunde am Himmel einer linearen Distanz von 0.3 beziehungsweise 0.4 kpc.

### 3.2.2 J1836.3CR

J1836.3CR ( $\alpha_{2000} = 13^{\text{h}}45^{\text{m}}00.7^{\text{s}}$ ,  $\delta_{2000} = -00^{\circ}20'45''$ ) ist Mitglied im von Couch et al. (1991) zusammengetragenen Katalog schwacher Galaxienhaufen in der südlichen Himmelshemisphäre. Entdeckt wurde er auf hochkontrastverstärkten Photoplatten, aufgenommen mit dem Anglo-Australian-Telescope (AAT). Die Röntgenemission von diesem Haufen ist nur schwach (Bower et al. 1994). Für AO-Beobachtungen macht ihn die Nähe eines  $m_V = 12.0$  mag hellen Sterns (GSC 049670081) in etwa  $24''$  Abstand nordnordwestlich am Himmel relativ zu den hellsten Haufenmitgliedern interessant. Für vier der Haufengalaxien sind die Rotverschiebungen bekannt. Couch et al. (1991) gibt  $z = 0.414$  für den Haufen an. Bei dieser Rotverschiebung entspricht einer Bogensekunde am Himmel einer linearen Distanz von 6.8 kpc.

### 3.2.3 PKS0743-006

PKS0743-006 ( $\alpha_{2000} = 07^{\text{h}}45^{\text{m}}54.13^{\text{s}}$ ,  $\delta_{2000} = -00^{\circ}44'17.6''$ ) ist ein Quasar bei der Rotverschiebung  $z = 0.994$  ( $1''$  am Himmel entspricht 8.7 kpc) mit einer visuellen Helligkeit von  $m_V = 17.1$  (Hewitt and Burbidge 1993). Im cm-Wellenlängenbereich zeigt diese Quelle bei einer Auflösung im Millibogensekunden-Bereich die klassische Kern-Jet-Struktur von radiolauten Quasaren (Stanghellini et al. 1997). Diese Struktur ist innerhalb der Fehler für die gesamte Radio-Flußdichte verantwortlich. Das Radiospektrum der Quelle hat eine konvexe Form mit einem Maximum zwischen 5 und 10 GHz, das möglicherweise variabel ist. Tornikoski et al. (1993) hat eine starke Variabilität bei 90 GHz nachgewiesen. Im Nahinfraroten soll die Helligkeit um einige zehntel Magnituden schwanken (White et al. 1988). In nur  $12''$  Abstand befindet sich am Himmel nordwestlich des Quasars ein Leitstern mit  $m_V = 12.0$  mag (GSC 0483201822).

## 3.3 Aufnahme und Reduktion der Daten

### 3.3.1 Abell 262 und 1367

Die im folgenden vorgestellten Galaxien-Daten wurden alle mit einem nahezu voll-funktionsfähigem ALFA-System gewonnen. Trotz technischer Probleme mit dem WFS-Detektor (erhöhtes Rauschen, variierende und stark unterschiedliche Empfindlichkeit einzelner Detektorspalten), keiner beugungsbegrenzten Abbildung des Lichts der Referenzfaser auf OMEGA, noch nicht optimal eingestellter rechnerischer Filterfunktionen im Regelkreis, zu unempfindlichem Tip-Tilt-Sensor und übermäßig großer Ausdehnung des LLSs lassen die bisher vorhandenen Daten eindeutig das große Potential des Systems erkennen. Mittlerweile wurden die Ursachen der meisten Probleme erkannt und teilweise bereits behoben. Nachbeobachtungen an den bisher untersuchten Galaxien und ergänzende Aufnahmen weiterer Galaxien waren wegen widriger

Wetterumstände bisher noch nicht möglich<sup>3</sup>.

Zwischen November 1997 und August 1998 wurden in drei Beobachtungsläufen insgesamt 26 Galaxien in Abell 262 und Abell 1367 mit ALFA/OMEGA beobachtet. In Tab. 3.3.1 sind alle wichtigen Beobachtungsparameter (Datum, Belichtungszeit, Beobachtungsmodus und Auflösung) für die untersuchten Haufenmitglieder zusammengefaßt. Das mit OMEGA gemessene Seeing lag zwischen 0.9 bis 1.2" im K-Band. Von den 11 beobachteten Galaxien in Abell 262 wurden die Haufenmitglieder UGC 1344 und UGC 1347 auch mit geschlossenem AO-Regelkreis aufgenommen. Im Fall von UGC 1347 erfolgte die AO-Korrektur der höheren Ordnungen im K-Band sowohl mit LLS (August 1998) als auch mit natürlichem Leitstern (Dezember 1997). Bei UGC 1344 konnten die AO-Beobachtungen nur mit natürlichem Leitstern durchgeführt werden. Die K-Band-Aufnahmen der restlichen neun Galaxien in Abell 262 sowie aller, ausschließlich im K-Band beobachteten Galaxien in Abell 1367 erfolgte mit einer durch das Seeing begrenzten Auflösung. Bei der AO-Beobachtung von UGC 1344 wurde ein natürlicher Stern (GSC 0231900343) mit  $V = 11.0$  mag in 24" Entfernung (südlich der Galaxie) als Leitstern verwendet. Die Tip-Tilt-Korrektur wurde in diesem Fall aus der mittleren Position des Leitsternbildes in den einzelnen Hartmann-Shack-Subaperturen ermittelt. Hierbei betrug die Zahl der insgesamt korrigierten Moden sieben (6 nutzbare Subaperturen mit dem  $3 \times 3$ -Mikrolinsenarray), bei einer Meßrate von 150 Hz. Die gemessene 3-dB-Bandbreite der AO-Kompensation lag bei etwa 13 Hz. Im Fall der mit LLS-korrigierten Aufnahmen von UGC 1347 (der ersten extragalaktischen AO-Beobachtung mit LLS überhaupt) wurde ein natürlicher Stern (GSC 0231900695) mit  $V = 11.8$  im Abstand von 41" (südöstlich der Galaxie) als Tip-Tilt-Leitstern verwendet. Um mit der PSF dieses Sterns die Galaxienaufnahme später entfalten zu können, wurde der LLS am Himmel in die Mitte zwischen der Galaxie und dem Tip-Tilt-Leitstern projiziert (die Implementierung eines Rekonstruktionsalgorithmus zur Bestimmung der PSF aus den WFS-Daten für eine spätere Entfaltung steht in ALFA noch aus). Die Zahl der insgesamt korrigierten Moden betrug bei dieser Beobachtung ebenfalls sieben. Wegen der großen Ausdehnung des LLS lag die Meßrate mit dem WFS allerdings nur bei 60 Hz, einer gemessenen 3-dB-Bandbreite von etwa 5 Hz entsprechend. Die Meßrate des Tip-Tilt-Sensors betrug 80 Hz (3-dB-Regelbandbreite ungefähr 7 Hz).

Die Belichtungszeit einer einzelnen Infrarot-Aufnahme mit OMEGA betrug in allen drei Bändern jeweils zwischen vier bis fünf Sekunden. Pro Beobachtungssatz (zwischen zwei bis zehn) wurden 15 Bilder zur späteren Mittelung aufgezeichnet. Während der AO-Beobachtung erfolgte etwa alle fünf Minuten eine Aufnahme des Himmelshintergrundes, in dem das Teleskop auf ein leeres Feld, zwei Bogenminuten vom Objekt entfernt, gerichtet wurde. Im Fall der Seeingbegrenzten Aufnahmen wurde das Teleskop bei der Beobachtung einer Galaxie rasterförmig um weniger als dem Radius des Kameragesichtsfeldes entsprechend verfahren, so daß die jeweilige Galaxien in unterschiedlichen Positionen (zwischen vier und fünf) auf dem Detektor aufgezeichnet wurde. Durch Medianfilterung der Positionsaufnahmen wurde später der Himmelshintergrund rekonstruiert. Um die unterschiedliche Empfindlichkeit der einzelnen Bildelemente des Infrarot-Detektors nachträglich korrigieren zu können (sogenanntes Flatfielding), wurden in jeder Nacht sowohl Himmelsaufnahmen in der Dämmerungsphase durchgeführt, um für diese Messung eine gleichförmige Ausleuchtung der Teleskopapertur sicherzustellen, als auch der Kamera-Dunkelstrom mit geschlossenem Verschuß gemessen. Zur späteren Helligkeitseichung wurde in jeder Beobachtungsnacht zusätzlich der photometrische Standardstern  $\xi^2$  Ceti beobachtet. Um die Korrekturgüte des AO-Systems später genauer untersuchen zu können, folgten vor und nach jeder Beobachtung mit geschlossenem AO-Regelkreis Aufnahmen mit vollständig offenen AO-Regelkreisen. Aus dem gleichem Grund wurden die AO-Beobachtungen mit LLS zusätzlich auch mit offenem Tip-Tilt-Regelkreis (aber nachwievor geschlossenem DM-Regelkreis) durchgeführt (nicht in Tab. 3.3.1 aufgeführt).

Von den zeitlich aufeinanderfolgenden Aufnahmen einer Serie von Dunkelstrom-korrigierten Dämmerungsaufnahmen wurden die Flatfield-Bilder aus den Standardabweichungen in den Si-

<sup>3</sup>Allerdings erfolgte – wetterbedingt ebenfalls sehr eingeschränkt – die Beobachtung anderer Quellen, unter anderem konnte erstmalig beugungsbegrenzte, abbildende Spektroskopie vom Erdboden aus durchgeführt werden, und zwar mit ALFA/3D am Doppelstern HE17 [Davies et al. 1998].

Datum	Quelle	Band	Maßstab ("/Pixel)	$t_{int}$ (s)	$N_B$	$N_S$	$t_{total}$ (s)	FWHM (")	Modus
10.-12.11.	UGC 1347	J	0.12	5	10	15	750	1.1	D
1997	UGC 1347	H	0.12	5	8	15	600	1.0	D
	UGC 1347	K	0.12	5	8	15	600	0.9	D
6.-7.12.	UGC 1347	K	0.12	5	2	15	150	1.2	O
1997	UGC 1347	K	0.12	5	5	15	375	0.9	G
	UGC 1344	K	0.08	5	2	15	150	1.0	O
	UGC 1344	K	0.08	5	5	15	375	0.4	G
	9 weitere Galaxien in Abell 262	K	0.12	4 - 5	2	15	150	1.2 - 1.4	D
6.-8.8.	UGC 1347	K	0.08	3	10	2	60	1.1	O
1998	UGC 1347	K	0.08	3	10	1	30	0.4	G
	15 Galaxien in Abell 1367	K	0.12	5	2	15	150	1.2 - 1.5	D

Tabelle 3.1: Beobachtungsparameter für die mit ALFA untersuchten Galaxien in den Abell-Haufen 262 und 1367.  $t_{int}$ , Belichtungszeit der Einzelaufnahmen.  $N_B$ , Zahl der Einzelbilder pro Satz.  $N_S$ , Zahl der Datensätze.  $t_{total}$ , gesamte Integrationszeit. FWHM, Auflösung. D, Direkt, das heißt Seeing-begrenzt. O, offener AO-Regelkreis, G, geschlossener AO-Regelkreis.

gnalen der einzelnen Bildelementen zusammengesetzt. Von den jeweils gemittelten Objektaufnahmen in einem Beobachtungssatz wurden die entsprechenden Himmelshintergrundaufnahmen abgezogen und anschließend durch das entsprechende Flatfield-Bild geteilt. Das resultierende Bild wurde anschließend auf die in den Dunkelbildern und Flatfields identifizierten defekten Bildelemente korrigiert. Die so behandelten Bilder wurden mit den anderen reduzierten Bildern eines Beobachtungssatzes mit einer Genauigkeit besser als ein viertel Pixel zur Deckung gebracht. Die dazu erforderlichen Verschiebevektoren wurden durch Kreuzkorrelation der Bilder, maskiert auf das jeweils hellste, im Nachweis ungesättigte Objekt im Feld, ermittelt.

Die so bearbeiteten Bilder von UGC 1344 und UGC 1347 wurden zusätzlich nach dem Lucy-Richardson-Algorithmus (Lucy 1974) entfaltet. Als Kern diente jeweils die PSF des natürlichen Leitsterns. Darauf, daß der isoplanetische Winkel in beiden Fällen jeweils groß genug war (mindestens etwa 40") um die PSF der natürlichen Sterne zum Entfalten heranziehen zu können, gibt es mehrere Hinweise. Auf einige wird im Zusammenhang mit der Diskussion der Galaxienbilder eingegangen. Im Fall der UGC-1347-Beobachtungen mit natürlichem Leitstern liegt im Gesichtsfeld ein zweiter Stern, der ungefähr denselben Abstand vom Leitstern aufweist wie die Galaxie. Da die Profile der beiden natürlichen Sterne sehr gut übereinstimmen, rechtfertigt dies den Gebrauch der Leitstern-PSF insbesondere zur Entfaltung der AO-korrigierten UGC-1347-Aufnahmen.

### 3.3.2 J1836.3CR

In insgesamt vier Nächten wurde der zentrale Bereich von J1836.3CR mit dem AO-System ADONIS/SHARP II+ beobachtet. Bevor auf die Ergebnisse der Beobachtungen von J1836.3CR weiter eingegangen wird, sollen die wichtigsten Eigenschaften dieses AO-Systems kurz zusammengefaßt werden.

ADONIS wird von der ESO am 3.6-m-Teleskop auf La Silla (Chile) im Nahinfraroten mit der am MPE gebauten Nahinfrarot-Kamera SHARP II+ betrieben. Das AO-System ist mit einem im Sichtbaren arbeitenden WFS und einem DM mit 52 Piezo-Aktuatoren ausgestattet. Die erforderliche Mindesthelligkeit für den natürlichen Leitstern beträgt etwa 13 mag. Bei sehr gutem Seeing (das heißt an diesem Standort besser als 0.8" im V-Band) können damit Bandbreiten zur Korrektur der Wellenfrontstörungen höherer Ordnung von bis zu 17 Hz erreicht

werden. Durch das Fehlen eines künstlichen Leitsterns kann damit jedoch nur eine sehr begrenzte Anzahl von extragalaktischen Quellen am Himmel untersucht werden. Die Optik von ADONIS ist im Infrarot-Pfad nach dem dichroitischen Strahlteiler mit einem Kippspiegel (im folgenden On-Off-Spiegel genannt) ausgestattet, mit dem das Gesichtsfeld der Infrarot-Kamera um mehrere  $10''$  verschoben werden kann, ohne daß die AO-Regelschleife geöffnet werden muß (in ALFA wird dies durch synchrones Bewegen des Tip-Tilt-Spiegels und des Field-Select-Spiegels im Hartmann-Shack-WFS-Arm in der Zukunft ebenfalls möglich sein). Damit lassen sich die AO-Beobachtungen im Infraroten zeitlich besonders effektiv durchführen (s. unten). Die SHARPII-Kamera (Hofmann et al. 1995, Eisenhauer 1995) ist um einen  $256^2$ -Pixel NICMOS III-Detektor gebaut, der zwischen  $1.0$  und  $2.5 \mu\text{m}$  empfindlich ist. Die hier vorgestellten Breitband-Beobachtungen erfolgten im J-, H- und  $K'$ -Band. Die Kamera ist mit einem gegenüber dem Johnson-K-Band-Filter früher abschneidenden  $K'$ -Filter ( $1.99 - 2.32 \mu\text{m}$ ) ausgestattet, um den thermischen Hintergrund besser zu unterdrücken. Von den drei zur Verfügung stehenden Pixelmaßstäben wurden für die Beobachtungen diejenigen mit  $0.05''/\text{Pixel}$  (einem Gesichtsfeld von  $12.8'' \times 12.8''$  entsprechend) und  $0.100''/\text{Pixel}$  ( $25.6'' \times 25.6''$  Gesichtsfeld) verwendet.

Alle Aufnahmen von J1836.3CR konnten bei einem Seeing besser als  $1.0''$  im  $K'$ -Band mit auf dem am Himmel etwa  $22''$  entfernten natürlichen Leitstern ( $m_V = 12.0$ ) geschlossenem AO-Regelkreis gewonnen werden. Die wesentlichen Beobachtungsparameter sind in Tab. 3.3.2 zusammengefaßt. Im Fall der Aufnahmen mit  $0.1''/\text{Pixel}$  Abbildungsmaßstab wurde nach jeder 300 Sekunden langen Integration auf dem Galaxienhaufen vor einer neuen Objektaufnahme der On-Off-Spiegel um  $5-10''$  bewegt, um das Haufenzentrum rasterförmig abzutasten. Diese Maßnahme vergrößert das effektive Gesichtsfeld und erleichtert das Entfernen von Artefakten bei der Belichtung in der nachträglichen Bildverarbeitung. Zwischen jeder Rasteraufnahme wurde eine entsprechend lang-belichtete Aufnahme des Himmelshintergrundes für die spätere Subtraktion durchgeführt, indem das Teleskop zu einem etwa  $2'$  entfernten, objektarmen Himmelsausschnitt geschwenkt wurde. Der Himmelshintergrund wurde wegen der Vielzahl der (zum Teil vermuteten) Objekte nicht durch Medianfilterung rekonstruiert. Die Himmelshintergrund-Aufnahmen erfolgten in der gleichen On-Off-Spiegelposition wie für die entsprechende Belichtung des Objekts, um den durch die Rasteraufnahmetechnik bedingten unterschiedlichen Lichtweg im AO-System (und des damit inhomogenen thermischen Hintergrundes) bestmöglich korrigieren zu können. Wegen dem kleinen Gesichtsfeld der SHARP II+-Kamera mußte zwischen den aufeinanderfolgenden Objekt- und Himmelshintergrundaufnahmen der  $22''$  entfernte Leitstern jeweils getrennt aufgezeichnet werden, um eine Abschätzung der PSF für die nachträgliche Entfaltung zu gewinnen. In jeder Nacht wurde desweiteren der photometrische Standardstern FS24 zur späteren Helligkeitseichnung der Galaxienaufnahmen beobachtet. Ebenso erfolgten für jede Beobachtungsnacht Dunkelstromaufnahmen und Dämmerungs-Flatfield-Aufnahmen zur Kalibration des Detektors.

Die Einzelaufnahmen zu einer bestimmten On-Off-Spiegel- beziehungsweise Teleskopposition wurden nachträglich gemittelt. Falls möglich wurden mindestens die unmittelbar vor und nach einer Quellenaufnahme belichteten Himmelshintergrund-Aufnahmen auf den Zeitpunkt der Quellenbelichtung auf einer Pixel-zu-Pixel-Basis kubisch interpoliert. Analog zu der in Kap. 3.3.1 beschriebenen Vorgehensweise wurden die Quellenaufnahmen dann Hintergrund-subtrahiert, Flatfield-korrigiert, defekte-Pixel bereinigt und mit einer Genauigkeit von etwa einem viertel Pixel ko-addiert. Insgesamt wurde mit dem an die Beugungsgrenze des Teleskops im K-Band angepaßten Pixel-Maßstab  $50 \text{ min}$  im  $K'$ -Band,  $35 \text{ min}$  im H-Band und  $30 \text{ min}$  im J-Band integriert. Beim größeren Pixel-Maßstab betrug die totale Belichtungszeit auf den zentralen Quellen im  $K'$ -Band  $40 \text{ min}$ , im H-Band  $20 \text{ min}$  und im J-Band  $30 \text{ min}$ .

### 3.3.3 PKS0743-006

Der Quasar wurde in insgesamt vier Nächten mit ADONIS/SHARP II+ beobachtet. In Tab. 3.3.3 sind die wesentlichen Beobachtungsparameter zusammengefaßt. Als Leitstern diente der  $12''$  entfernte natürliche Stern 12ter Größenklasse. Das gemessene Seeing betrug maximal  $1.2''$  im

Datum (1996)	Band	Maßstab ("/Pixel)	$t_{int}$ (s)	$N_B$	$N_S$	$t_{total}$ (s)	FWHM (")
26.4.	K'	0.10	60	5	$4 \times 2$	2400	0.20
	H	0.10	60	5	4	1200	0.20
	J	0.10	60	5	4	1200	0.30
27.4.	K'	0.05	60	5	$1 \times 5$	1500	0.18
	H	0.05	60	5	$1 \times 4$	1200	0.20
29.4.	K'	0.05	60	5	2	600	0.18
	J	0.05	60	5	4	1200	0.25
1.5.	K'	0.05	60	5	3	900	0.18
	H	0.05	60	5	3	900	0.20
	J	0.05	60	5	2	600	0.25

Tabelle 3.2: Beobachtungsparameter für das mit ADONIS/SHARP II+ untersuchte Zentrum von J1836.3CR. Alle Quellenaufnahmen erfolgten mit geschlossenem AO-Regelkreis. Die erste Zahl in der  $N_S$ -Spalte gibt die Anzahl der verschiedenen On/Off-Spiegel-Positionen an.  $t_{int}$ , Belichtungszeit der Einzelaufnahmen.  $N_B$ , Zahl der Einzelbilder pro Satz.  $N_S$ , Zahl der Datensätze.  $t_{total}$ , gesamte Integrationszeit. FWHM, Winkelauflösung.

Datum (1996)	Band	Maßstab ("/Pixel)	$t_{int}$ (s)	$N_B$	$N_S$	$t_{total}$ (s)	FWHM (")
26.4.	K'	0.10	30-60	5	$4 \times 3$	3000	0.20
	H	0.10	20	10	4	800	0.20
	J	0.10	30	5	4	600	0.30
27.4.	K'	0.10	60	3	3	540	0.20
	K'	0.05	60	5	2	600	0.20
20.12.	K'	0.10	60	5	4	1200	0.20
	H	0.10	60	5	2	600	0.25
	J	0.10	60	5	1	300	0.40
21.12.	K'	0.05	60	5	8	2400	0.20
	H	0.05	60	5	1	300	0.25

Tabelle 3.3: Beobachtungsparameter für den mit ADONIS/SHARP II+ untersuchten Quasar PKS0743-006. Alle Quellenaufnahmen erfolgten mit geschlossenem AO-Regelkreis. Die erste Zahl in der  $N_S$ -Spalte gibt die Anzahl der verschiedenen On/Off-Spiegel-Positionen an.  $t_{int}$ , Belichtungszeit der Einzelaufnahmen.  $N_B$ , Zahl der Einzelbilder pro Satz.  $N_S$ , Zahl der Sätze.  $t_{total}$ , gesamte Integrationszeit. FWHM, Auflösung.

K-Band. Außergewöhnlich kurz war während der Dezember-Beobachtungen die vom Seeing-Monitor gemessene Kohärenzzeit der atmosphärischen Turbulenz (minimal bis zu etwa 10 ms im K-Band). Die Beobachtungen erfolgten sowohl mit einem Abbildungsmaßstab von  $0.05''/\text{Pixel}$  als auch mit  $0.10''/\text{Pixel}$ .

Um die räumliche Struktur der Leitstern-PSF vollständig aufzunehmen, muß für die bei schwachen Leitsternen zu erwartende Korrekturgüte ein Feld vom Durchmesser der Seeing-Scheibe um den Leitstern aufgezeichnet werden. Trotz der Nähe des Leitsterns zum untersuchten Objekt konnte dies nur beim Pixel-Maßstab von  $0.10''/\text{Pixel}$  gleichzeitig mit der Quellenaufnahme geschehen. Beim kleineren Abbildungsmaßstab mußte der Leitstern durch Verfahren des On-Off-Spiegels unter Verlust der meisten Quelleninformationen in das Gesichtsfeld der Kamera gefahren werden. Das heißt die Leitstern-PSF konnte hier nur mit einer Zeitversetzung von etwa einer Minute aufgezeichnet werden.

Ebenso wie die Beobachtung von J1836.3CR erfolgte die Beobachtung von PKS0743-006 in der rasterförmigen Aufnahmetechnik (Ablage der einzelnen Mosaiks 5 bis 7"). Auch die Aufnahmen des Himmelshintergrundes und diejenigen für die Fluß- und Detektorkalibration erfolgten in

analoger Weise wie in Kap. 3.3.2 beschrieben. Die Hintergrund-subtrahierten, Flatfield- und auf defekte Pixel korrigierte Aufnahmen wurden mit etwa 1/4-Pixel Genauigkeit zum vollständigen Mosaik ko-addiert. Die gesamte Integrationszeit betrug bei 0.10"/Pixel 5100 s im K'-Band, 1400 s im H-Band und 900 s im J-Band, und bei 0.05"/Pixel 3000 s im K'-Band und 300 s im H-Band.

## 3.4 Ergebnisse der Beobachtungen

### 3.4.1 Abell 262 und 1367

In diesem Abschnitt werden sowohl die ALFA/OMEGA-Beobachtungsergebnisse für UGC 1347 und UGC 1344 als auch für die der übrigen Haufenmitglieder innerhalb und außerhalb des Abell-Radius von Abell 262 und Abell 1367 vorgestellt. Für die beiden mit AO untersuchten Galaxien werden ebenso die aus der Literatur entnommenen Eigenschaften der Quellen bei anderen Wellenlängen zusammen mit den daraus ableitbaren Größen beschrieben. Letzteres geschieht nur im Fall von UGC 1347 ausführlich. Für UGC 1344 werden die analog gewonnenen Ergebnisse nur zusammengefaßt.

#### 3.4.1.1 UGC 1347

UGC 1347 ( $\alpha_{2000} = 01^h 52^m 46^s$ ,  $\delta_{2000} = 36^\circ 37' 09''$ ) liegt am Himmel ungefähr 57' nördlich des Zentrums von Abell 262 in einem Gebiet, in dem die Haufenmitglieder im Mittel den größten Mangel an HI aufweisen. Die Galaxie selbst zeichnet sich allerdings durch einen niedrigen HI-Mangelkoeffizienten<sup>4</sup> aus ( $HIDef = -0.07$ , vgl. Tab. 3.4.1.9). UGC 1347 ist vom Hubble-Typ SBc und wird unter einer Inklination von  $i = 30^\circ$  gesehen (Amran et al. 1994). Der Gehalt von HI in UGC 1347 wurde von Wilkerson (1980) untersucht und das dazugehörige Geschwindigkeitsfeld wurde von Amran et al. (1994) sowie Bravo-Alfaro et al. (1997) anhand von H $\alpha$ - beziehungsweise HI-Beobachtungen bestimmt. Oly und Israel (1993) haben den Fluß der Radio-Kontinuumsstrahlung von UGC 1347 bei 327 MHz gemessen, und die von IRAS gemessenen Ferninfrarot-Flußdichten finden sich in Lonsdale et al. 1985.

Die HI- und H $\alpha$ -Beobachtungen ergeben eine Systemgeschwindigkeit von UGC 1347 von 5524 beziehungsweise 5478 km s<sup>-1</sup>. Im folgenden wird angenommen, daß der Unterschied zwischen der System- und der Haufengeschwindigkeit von etwa 800 km s<sup>-1</sup> von der Bewegung der Galaxie im Haufen stammt. In der dementsprechend angenommenen Entfernung zu UGC 1347 von  $D_L = 63$  Mpc entspricht einer Bogensekunde am Himmel einer lineare Ausdehnung von etwa 300 pc.

#### 3.4.1.2 Die Nahinfrarot-Emission von UGC 1347

Die Nahinfrarot-Strahlung von UGC 1347 wird von zwei fast gleich hellen Komponenten dominiert, die sich in einem Abstand von etwa 8.85" (oder 2.74 kpc) befinden und grob in Nord-Süd-Richtung orientiert sind. Abb. 3.1 und 3.2 zeigt die Kontinuums-Emission im Nahinfraroten (aus AO-korrigierten OMEGA-Daten) beziehungsweise im Sichtbaren (aus dem Digitized Palomar Sky Survey) von UGC 1347.

In Abb. 3.3 sind jeweils 5.4"  $\times$  5.4" große Ausschnitte von ALFA/OMEGA-Aufnahmen im K-Band dargestellt, die den Tip-Tilt-Leitstern (am Himmel 41" südöstlich der Galaxie) und die kompakte südliche und die nördliche Komponente der Galaxie zeigen, aufgenommen sowohl mit offener AO-Kompensation als auch mit vollständig geschlossenem AO-Regelkreis auf den LLS und den natürlichen Tip-Tilt-Leitstern. Abb. 3.4 zeigt die entsprechenden Profilschnitte durch den Stern und die beiden Komponenten der Galaxie. Die Aberrationen in der LLS-korrigierten

<sup>4</sup>Der HI-Mangelkoeffizient  $HIDef$  ist definiert als die Differenz zwischen der beobachteten HI-Masse  $M_{HI}(obs)$  und der für eine isoliert stehende Galaxie gleicher linearer optischer Abmessung und morphologischen Typs erwartete HI-Masse (Giovanelli und Haynes 1985):  $HIDef = \langle \log M_{HI}(Typ, D_L) \rangle - \log M_{HI}(obs)$ .

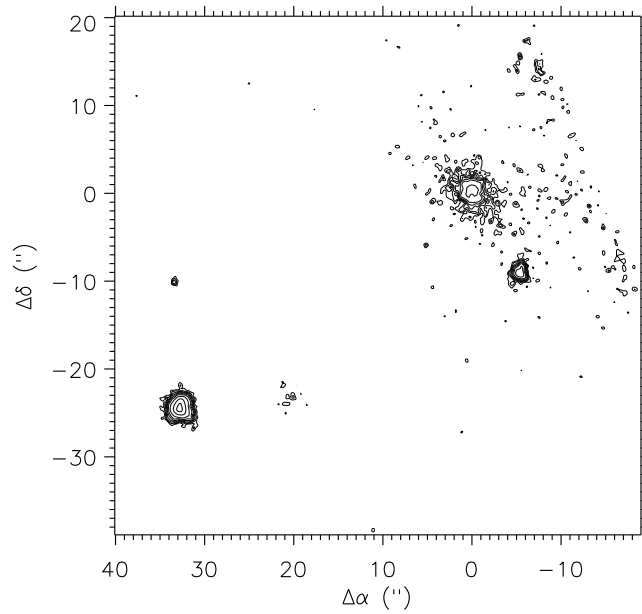


Abbildung 3.1: Kontinuumsmission von UGC 1347 im Nahinfraroten. Dargestellt ist das aus den ALFA/OMEGA-Daten im K-Band bei geschlossenem AO-Regelkreis auf den LLS gewonnene Mosaik. Die nördliche Komponente (im Koordinatenursprung) fällt mit dem Galaxienkern zusammen, die Quelle in  $8.85''$  südöstlichem Abstand davon koinzidiert mit der HII-Region an einem Ende des Galaxienbalkens (vgl. Abb. 3.2). Das Objekt links unten im Bild ist der Tip-Tilt-Leitstern. Der niedrigsten Kontourlinie entspricht  $K = 16.0 \text{ mag}/\square''$ . Der Unterschied zur unkorrigierten Aufnahme ist aus Abb. 3.3 beziehungsweise 3.4 ersichtlich.

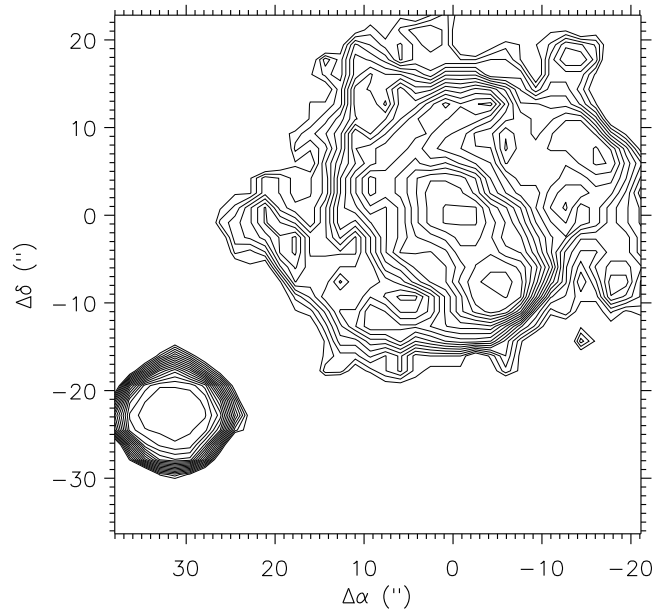


Abbildung 3.2: Kontinuumsmission von UGC 1347 im Sichtbaren (aus dem Digitized Palomar Sky Survey). Der Koordinatenursprung gibt die Position des Emissionsmaximums im K-Band an.

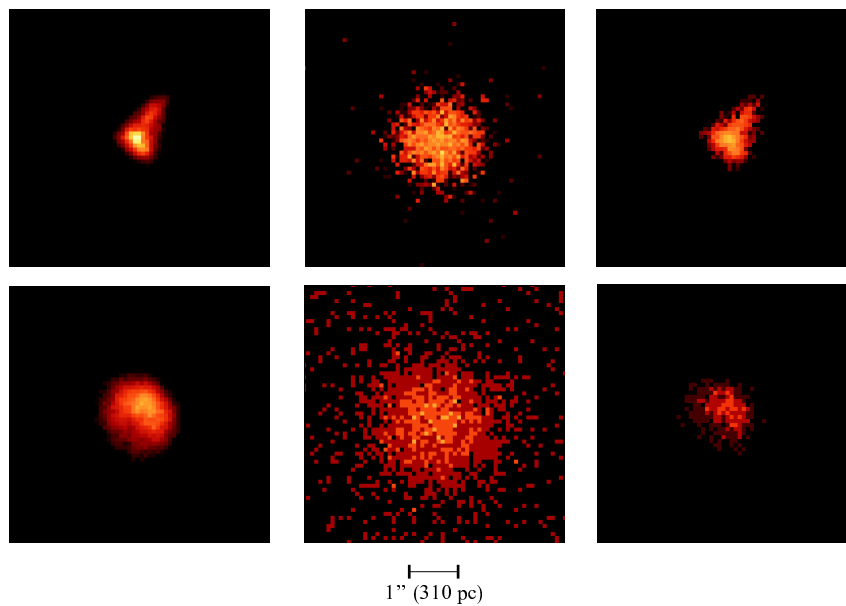


Abbildung 3.3:  $5.4'' \times 5.4''$  Ausschnitte aus ALFA/OMEGA-Aufnahmen von UGC 1347 im K-Band (Norden oben, Osten links). Zu sehen sind der Tip-Tilt-Leitstern (links) sowie die nördliche (Mitte) und südliche (rechts) Komponente der Galaxie. Die obere Bildreihe entspricht dem auf den LLS und Tip-Tilt-Leitstern geschlossenen AO-Regelkreis; die untere Bildreihe stammt aus den resultierenden Aufnahmen mit vollständig offenem AO-Regelkreis. Auch wenn die AO-korrigierte PSF des Stern nicht beugungsbegrenzt ist (Grund s. Text), sieht man eine Bildverbesserung, die zudem deutlich über diejenige hinausgeht, die bei nur geschlossenem Tip-Tilt-Regelkreis erreicht werden konnte.

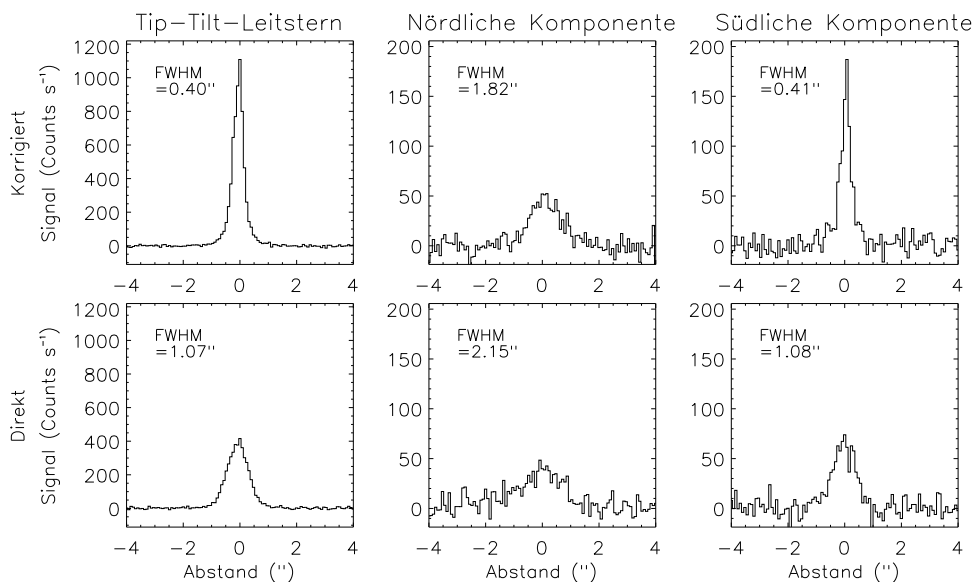


Abbildung 3.4: Zu Abb. 3.3 gehörende Profile (Positionswinkel  $45^\circ$ ) und volle Halbwertsbreiten (FWHM) des Tip-Tilt-Leitsterns sowie der nördlichen und südlichen Komponente im Nahinfrarot-Bild von UGC 1347 bei vollständig geschlossenem beziehungsweise offenem AO-Regelkreis. Wie aus den Verhältnissen der Maximalintensitäten ersichtlich ist, scheint nur die nördliche Komponente räumlich vollständig aufgelöst zu sein.



	Band/ Farbe	Aperturdurchmesser				
		4.8''	3.6''	2.4''	1.2''	0.7''
UGC 1347 Kern	J	$14.41 \pm 0.08$	$14.84 \pm 0.06$	$15.53 \pm 0.05$	$16.85 \pm 0.06$	$17.94 \pm 0.06$
	H	$13.57 \pm 0.12$	$13.98 \pm 0.09$	$14.63 \pm 0.07$	$15.94 \pm 0.07$	$17.03 \pm 0.07$
	K	$13.06 \pm 0.01$	$13.41 \pm 0.02$	$14.03 \pm 0.01$	$15.30 \pm 0.02$	$16.34 \pm 0.04$
	H - K	$0.51 \pm 0.12$	$0.57 \pm 0.09$	$0.60 \pm 0.07$	$0.64 \pm 0.07$	$0.69 \pm 0.08$
	J - H	$0.84 \pm 0.14$	$0.86 \pm 0.11$	$0.90 \pm 0.09$	$0.91 \pm 0.09$	$0.91 \pm 0.09$
Südliche Komp.	J	$14.33 \pm 0.07$	$14.65 \pm 0.05$	$15.21 \pm 0.04$	$16.43 \pm 0.04$	$17.47 \pm 0.03$
	H	$13.79 \pm 0.15$	$14.11 \pm 0.10$	$14.66 \pm 0.07$	$15.87 \pm 0.06$	$16.91 \pm 0.06$
	K	$13.47 \pm 0.01$	$13.75 \pm 0.03$	$14.23 \pm 0.01$	$15.41 \pm 0.02$	$16.40 \pm 0.05$
	H - K	$0.32 \pm 0.15$	$0.36 \pm 0.10$	$0.43 \pm 0.07$	$0.46 \pm 0.06$	$0.51 \pm 0.08$
	J - H	$0.54 \pm 0.17$	$0.54 \pm 0.11$	$0.55 \pm 0.08$	$0.56 \pm 0.07$	$0.56 \pm 0.07$
UGC 1344 Kern	K	$12.11 \pm 0.02$	$12.45 \pm 0.03$	$12.96 \pm 0.03$	$14.15 \pm 0.04$	$15.12 \pm 0.03$

Tabelle 3.4: *Ergebnisse der synthetischen Apertur-Photometrie an den ALFA/OMEGA-Daten von UGC 1347 und UGC 1344.*

Aufnahme stammen von einer nicht perfekt ausgeführten WFS-Kalibration mit der Referenzfaser. Wegen einer zum Zeitpunkt der Aufnahme mit dem DM nicht besser durchführbaren Korrektur der statischen Aberrationen ergab das Bild der Referenzfaser dieselbe PSF wie vom Stern in Abb. 3.3. In der weniger aberrierten Achse ist die Bildverbesserung in der LLS-korrigierten Aufnahme aber deutlich zu sehen. Im Fall der gezeigten direkten Aufnahme war das Teleskop nicht optimal fokussiert und man sieht auch, daß die Lyot-Blende in der OMEGA-Kamera bei den hier betrachteten Aufnahmen nicht optimal ausgerichtet war. Das tatsächliche Seeing im K-Band dürfte deshalb etwas besser als 1.1'' gewesen sein. Mit LLS und vollständig geschlossenem AO-Regelkreis konnte die aufgezeichnete maximale Intensität des Sterns um den Faktor 2.7 gegenüber der Seeing-begrenzten Aufnahme gesteigert werden. Die Steigerung um beinahe denselben Betrag ist auch im Signal der kompakten südlichen Komponente zu beobachten, wohingegen der nur sehr geringe Anstieg in der Spitzenintensität des Signals der nördlichen Komponente darauf hinweist, daß letztere vom Teleskop räumlich aufgelöst wurde. Die Auflösung mit AO in der am wenigsten statisch aberrierten Achse verbesserte sich von 1.1 auf 0.4'' im K-Band. Mit dem geschlossenem Tip-Tilt-Regelkreis alleine (das heißt keine Kompensation der Störungen höherer Ordnung) war nur eine sehr geringe Bildverbesserung zu beobachten. Dies war wegen dem mäßigen Ausgangs-Seeing zu erwarten.

Wie die nahezu identische PSF des Tip-Tilt-Leitsterns und der kompakten südlichen Komponente zeigen, liegen sowohl die Galaxie als auch der Stern im isoplanatischen Winkel (wie bereits erwähnt, wurde der LLS am Himmel zwischen beide Objekte projiziert). Die PSF des natürlichen Sterns kann deshalb zum Entfalten der aufgenommenen Bilder herangezogen werden. Abb. 3.5 zeigt das Ergebnis zurückgefaltet mit einer Gauß-Funktion der vollen Halbwertsbreite von 1.2'' um die schwächeren ausgedehnten Strukturen, die den Balken und den Ansatz der Sprialarme zeigen, deutlicher hervorzuheben. Der Vergleich der Abb. 3.5 und 3.2 zeigt, daß die nördliche, ausgedehnte Komponente mit dem Kern von UGC 1347 zusammenfällt und eine Ausdehnung von ungefähr 1'' (oder 300 pc) aufweist (bereits korrigiert auf die volle Halbwertsbreite der PSF in der unaberrierten Achse; s. Tab.3.3.1). Die andere Komponente koinzidiert mit der HII-Region am südlichen Ende des Balkens der Galaxie und ist verglichen mit der vollen Halbwertsbreite der PSF von 0.4'' unaufgelöst. Als Obergrenze für ihre räumliche Ausdehnung im K-Band läßt sich daher 0.15'' angeben, entsprechend 46 pc.

In Tab. 3.4.1.2 sind die Flußdichten im J-, H- und K-Band der beiden Komponenten aufgelistet. Die angegebenen Werte wurden mit synthetischen, kreisförmigen Aperturen mit Durch-

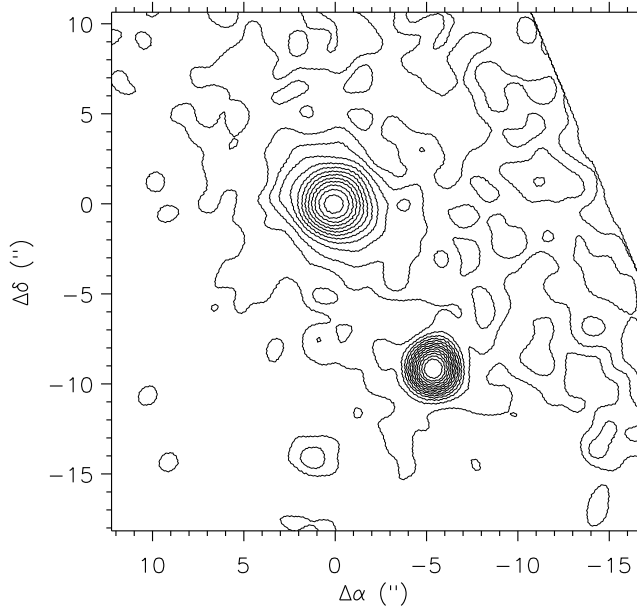


Abbildung 3.5: Entfaltete K-Band-Karte von UGC 1347 auf Grundlage der LLS-korrigierten ALFA/OMEGA-Aufnahmen. Um die ausgedehnten Strukturen deutlicher hervorzuheben, wurde das Entfaltungsergebnis mit einer Gauß-Funktion der Halbwertsbreite  $1.2''$  geglättet. Der niedrigsten Kontourlinie entspricht  $K = 18.0 \text{ mag}/\square''$  und der Abstand der Kontourlinien beträgt  $K = 0.25 \text{ mag}/\square''$ .

messern von  $4.8''$ ,  $3.6''$ ,  $2.4''$ ,  $1.2''$  und  $0.72''$  ermittelt, zentriert auf das jeweilige Objekt. Die aufgeführten Fehler (dreifache Standardabweichung) setzen sich aus dem bei der Zentrierung der künstlichen Aperturmaske auf den Mittelpunkt der Galaxienkomponente sich ergebenden Flußfehler (relativer Beitrag in der Größenordnung Prozent), der Fluß-Unsicherheit im abgezogenen Himmelshintergrund (Beitrag in der Größenordnung 10 %) und dem Fehler bei der Flußkalibration zusammen. Letzterer resultiert aus den Schwankungen in den Nullpunkten der Kalibrationssysteme für die drei Nahinfrarotbänder aufgrund von Abweichungen in den effektiven Filtertransmissionskurven (Wamsteker 1981, Korneef 1983). Für die Umrechnung zwischen der später immer wieder verwendeten Flußdichte-Einheit Jansky und der scheinbaren Helligkeit in Magnituden gilt:  $m(\text{mag}) = 2.5 \{\epsilon - \log[S(\text{Jy})]\}$ . Nach Johnson (1966) und Wamsteker (1981) gilt für die Nahinfrarot-Bänder K, H und J:  $\epsilon = 2.80, 3.03$  (interpoliert aus den Literaturwerten) beziehungsweise 3.248. Für die Umrechnung im V-Band und im B-Band (Zentralwellenlänge  $0.435 \mu\text{m}$ ) ist  $\epsilon = 3.581$  beziehungsweise 3.647.

In Abb. 3.6 sind die gemessenen Helligkeitsdifferenzen im Zwei-Farbendiagramm dargestellt. Zusätzlich ist auch der Verfärbungsvektor durch Extinktion vom Betrag  $A_V = 1 \text{ mag}$  im V-Band eingezeichnet. Dafür wurde das Spektrum der galaktischen interstellaren Extinktion benutzt, aus dem sich in den photometrischen Bändern im Optischen und nahen Infraroten folgende Wellenlängenabhängigkeit der Verfärbung ergibt (Draine 1989):  $A_J = 0.28A_V$ ,  $A_H = 0.16A_V$  und  $A_K = 0.11A_V$ . Ebenso ist in Abb. 3.6 die Farbe einer Sc-Galaxie gemäß  $H - K = (1+z)0.23$  und  $J - H = (1+z)0.67$  (Frogel et al. 1978) und die von Zwerg- und Riesensternen (nach Mould und Hyland 1976, Lee 1970 und Glass 1975) eingetragen.

Man sieht im Zwei-Farbendiagramm, daß die Farbe des Kerns von UGC 1347 (kleiner als  $2''$  im Durchmesser, entsprechend 600 pc) durch eine stellare Scheibenpopulation beschrieben werden kann, die eine Rötung von  $A_V \approx 4 \text{ mag}$  erfährt. Die entsprechende Rötung von insgesamt etwa  $0.44 \text{ mag}$  im K-Band zeigt, daß zur einfachen Rötung durch Extinktion noch heißer Staub zur Nahinfrarot-Emission des Kerns beiträgt (Anteil etwa 65 %). Im Fall der südlichen Kompo-

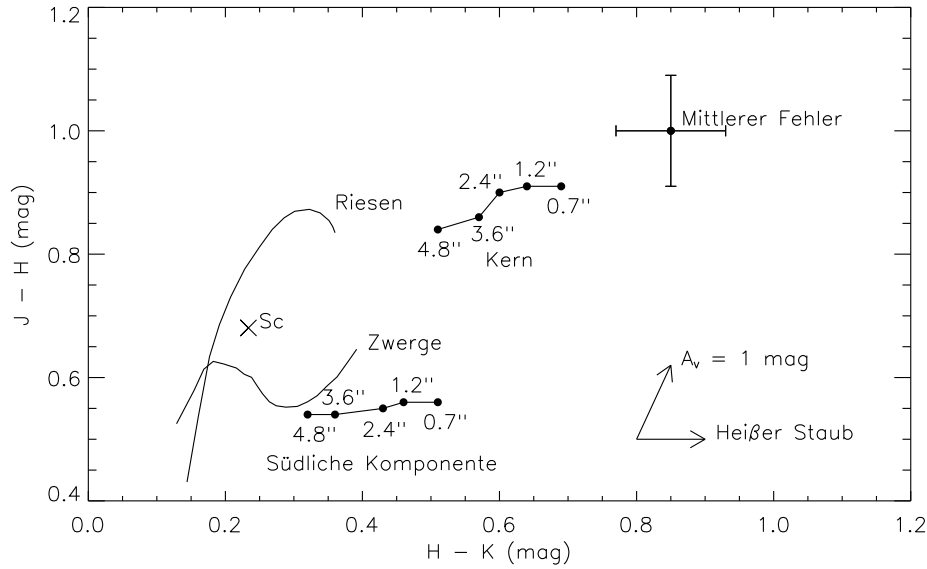


Abbildung 3.6: *JHK-Zwei-Farben-Diagramm der beiden Nahinfrarot-Komponenten in UGC 1347. Die Parameter an den Meßpunkten geben den Durchmesser der auf den Schwerpunkt der Komponente zentrierten Aperturmaske für die Photometrie an. Zum Vergleich sind ebenfalls die Farben einer Galaxie vom Hubble-Typ Sc sowie von Zwerg- und Riesensternen eingetragen. Desweiteren ist der mittlere Kalibrationsfehler, der Verfärbungsvektor für eine Extinktion von  $A_V = 1$  mag und die Richtung der Farbverschiebung bei Anwesenheit von “heißem” Staub eingezeichnet. Letzterer besitzt zwischen den Sternen in der Regel solche Temperaturen, die zu einem Strahlungsflußbeitrag nur im langwelligsten Infraroten führen (vgl. Kap. 3.4.1.4)*

nente in UGC 1347 sind die Farben einer Scheibe mit normaler Sternpopulation offensichtlich stärker durch zusätzliche Emission von heißem Staub als durch Extinktion beeinflusst. Aus der Extinktion  $A_V \leq 1$  für die südliche Komponente folgt ein Anteil der Emission des heißen Staubs am Nahinfrarotlicht von mindestens etwa 85 %. Bei beiden Galaxien-Komponenten nimmt die Rötung durch Extinktion und der Einfluß des heißen Staubes mit abnehmender Aperturgröße zu. Dies zeigt, daß der Einfluß einer umgebenden oder unterliegenden und ungeröteten Sternpopulation auf die Verfärbung dann entsprechend abnimmt. Die südliche Komponente in UGC 1347 scheint ähnlich dem Knoten in der nahen Sprialgalaxie NGC 7552 (Schinnerer et al. 1997) geartet zu sein, und ist wegen der Dominanz der Strahlung von heißem Staub vermutlich ein Gebiet in der Galaxienscheibe mit einem vor verhältnismäßig kurzer Zeit stattgefundenen Sternentstehungsausbruch. Auch der Hinweis auf heißen Staub im Kern von UGC 1347 kann eine dort erhöhte Sternentstehungsaktivität bedeuten. Um die gewonnenen Nahinfrarot-Daten zusammen mit den aus der Literatur entnommenen Daten für andere Wellenlängen genauer zu analysieren wird später ein Starburst-Modell für die Entwicklung der Sternentstehung verwendet, das in Kap. 3.5.1.1 näher beschrieben wird.

### 3.4.1.3 Die Leuchtkraft von UGC 1347 im K-Band

Aus den ALFA/OMEGA-Daten kann die K-Band-Leuchtkraft  $L_K$  des Kerns berechnet werden und mit der abgeschätzten Leuchtkraft der Scheibe verglichen werden.  $L_K$  bestimmt sich gemäß:

$$L_K(L_\odot) = 1.14 \times 10^4 D_L(\text{Mpc})^2 S_K(\text{mJy}), \quad (3.4)$$

mit  $S_K$  als der Flußdichte im K-Band. Für den Kern von UGC 1347 ist  $S_K = 5.5$  mJy. Nach den Ausführungen im vorangegangenen Abschnitt ist zur Entrötung der Korrekturfaktor  $10^{0.4A_K}$  mit  $A_K = 0.44$  multiplikativ an die zuletzt genannte Flußdichte anzubringen. Damit folgt eine Leuchtkraft des Kerns von  $L_K = 3.7 \times 10^8 L_\odot$ .

Die Flußdichte im K-Band von der kompakten südlichen Komponente beträgt 3.7 mJy, gemessen in einer Aperturmaske mit  $7.2''$  Durchmesser. Wie im vorangegangenen Abschnitt dargelegt wurde, ist die K-Band-Emission der südlichen Komponente durch heißen Staub, die  $J - H$ -Farbe dieser Quelle hingegen durch eine ungerötete Sternpopulation geprägt. Die stellare K-Band-Flußdichte der südlichen Komponente kann deshalb unter der Annahme einer für normale Spiralgalaxien typischen  $H - K$ -Farbe von 0.21 (Frogel et al. 1978, Scoville et al. 1985) aus der H-Band-Helligkeit bestimmt werden. Für eine synthetische Apertur mit  $7.2''$  Durchmesser ergibt sich so eine entrötete Helligkeit von  $m_K = 13.3$  oder eine K-Band-Flußdichte von 3.0 mJy, woraus eine stellare K-Band-Leuchtkraft von  $1.4 \times 10^8 L_\odot$  folgt.

Die K-Band-Leuchtkraft der Scheibe kann auf zwei Arten abgeschätzt werden. Zum einem erlauben es die OMEGA-Daten von Galaxienbereichen außerhalb des Kerns und der südlichen Komponente die K-Band-Flußdichte der Scheibe zu ungefähr 0.2 mJy innerhalb einer  $7.2''$ -Apertur abzuschätzen. Die scheinbare Größe von UGC 1347 beträgt etwa  $1.4' \times 1.2'$  (Nilson 1973). Nimmt man eine konstante Oberflächenhelligkeit der Scheibe an, folgt daraus eine Flußdichte im K-Band von der gesamten Scheibe in der Größenordnung von 20 mJy. Genauer kann die Flußdichte mit Hilfe der von Gavazzi et al. (1996) gemessenen H-Band-Magnitude für die gesamte Galaxie von 10.54 mag abgeschätzt werden. Aus der mittleren  $H - K$ -Farbe von Spiralgalaxien von 0.21 (Frogel et al. 1978) folgt für die K-Band-Flußdichte der gesamten Galaxie etwa 46.6 mJy. Berücksichtigt man die oben angegebenen Beiträge des Kerns und der südlichen Komponente erhält man für die K-Band-Flußdichte und Leuchtkraft der Scheibe von UGC 1347 im K-Band etwa 35.3 mJy beziehungsweise  $1.60 \times 10^9 L_\odot$ .

#### 3.4.1.4 Die Emission von UGC 1347 im Lyman-Kontinuum

Im folgenden soll die Lyman-Kontinuums-Leuchtkraft,  $L_{LyK}$ , also die Ultraviolett-Leuchtkraft bei Wellenlängen kürzer als 91.2 nm aus den Beobachtungen von UGC 1347 abgeleitet werden.  $L_{LyK}$  läßt sich aus dem Fluß in der im K-Band beobachtbaren  $Br\gamma$ -Linie,  $F_{Br\gamma}$ , bestimmen, wenn die Regionen des durch das UV-Strahlungsfeld ionisierten Wasserstoffs eine große optische Tiefe besitzen. In diesem Fall wird jedes Lyman-Kontinuums-Photon oft gestreut, bevor es sich in Photonen niedriger Energie der anderen Rekombinationsserien des Wasserstoffatoms und ein  $Ly\alpha$ -Photon umwandelt. Nach der klassischen Rekombinationstheorie (Fall B: große optische Tiefe, Dichte beziehungsweise Temperatur des Elektronengases:  $n_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 8000 \text{ K}$ ; Osterbrock 1989) betragen die Emissionslinien-Intensitätsverhältnisse  $I(H\alpha)/I(H\beta) = 3$ ,  $I(H\epsilon)/I(H\beta) = 0.155$ , und  $I(Br\gamma)/I(H\epsilon) = 0.2$ . Mit dem sich daraus ergebenden Verhältnis  $I(H\alpha)/I(Br\gamma) = 96.8$  folgt für die Anzahl der für einen gewissen  $Br\gamma$ -Linienfluß erforderlichen Lyman-Kontinuums-Photonen:

$$L_{LyK}(L_\odot) = 5.55 \times 10^{17} F_{H\alpha}(\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}) D(\text{Mpc})^2. \quad (3.5)$$

Amran et al. (1994; Amran und Marcellin 1998) stellten freundlicherweise  $H\alpha$ -Linien- und Kontinuumskarten von UGC 1347 zur Verfügung. Mit diesen ursprünglich unkalibrierten Daten kann die Lyman-Kontinuums-Leuchtkraft sowohl der gesamten Galaxie als auch der einzelnen Komponenten abgeschätzt werden. Die Daten umfassen mit  $4.9' \times 4.9'$  die gesamte Galaxie. Die in Abb. 3.7 gezeigten zentralen Ausschnitte der  $H\alpha$ -Linien- und Kontinuumskarten wurden gleichzeitig mit derselben spektralen Auflösung aufgenommen. Die absolute Flußkalibration der Liniendaten kann durch eine Abschätzung der gesamten Flußdichte  $S_{H\alpha K}$  im  $H\alpha$ -Kontinuum erfolgen, und zwar durch lineare Interpolation zwischen den Flußdichten, die aus den von Gavazzi und Boselli (1996) gemessenen Helligkeiten im H- und V-Band folgen. Aus  $S_V = 24.5$  mJy und  $S_H = 75$  mJy, jeweils mit einer auf den Kern zentrierten Apertur von  $1.14'$  Durchmesser gemessen, folgt  $S_{H\alpha K} = 29.8$  mJy oder  $F_{H\alpha K} = 4.4 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^2$ . Mit dem letzten Wert und den Daten, denen Abb. 3.7 zugrundeliegt, kann der  $H\alpha$ -Linienfluß absolut kalibriert

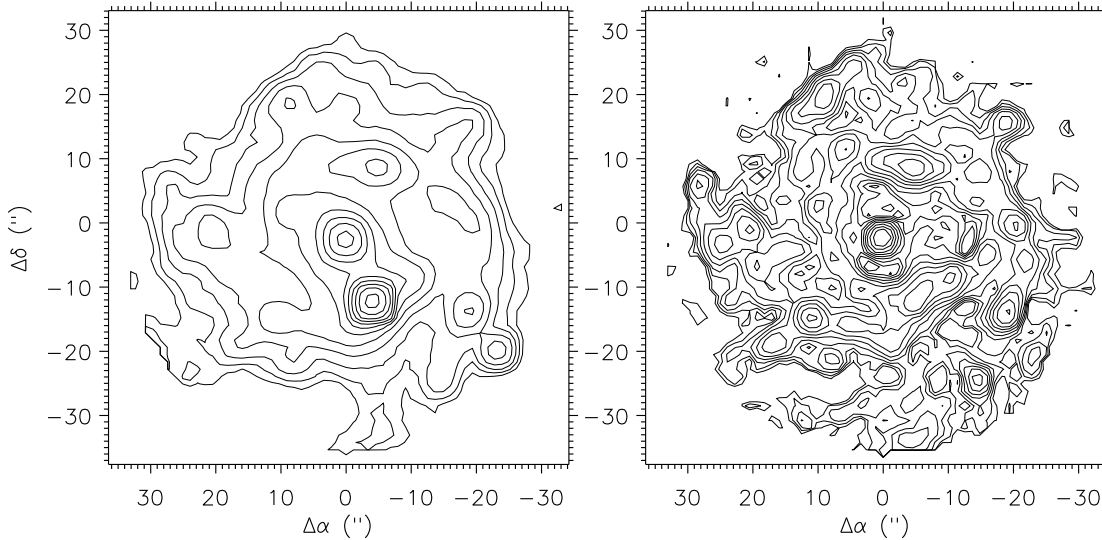


Abbildung 3.7:  $H\alpha$ -Linien- (rechts) und Kontinuumskarte (links) von UGC 1347 [Daten freundlicherweise von Amran und Marcelin (1998) zur Verfügung gestellt]. Der Abstand der Konturlinien entspricht einer Änderung in der Flächenhelligkeit um jeweils den Faktor 1.5. Das Verhältnis zwischen dem Kontinuums- und dem Liniensignal beträgt 4.33 für eine auf den Kern zentrierte Apertur mit  $68''$  Durchmesser.

werden. Das Verhältnis des gesamten Flusses im  $H\alpha$ -Kontinuum zu dem in der Linie (jeweils in Dateneinheiten gemessen) in den von Amran und Marcelin (1998) zur Verfügung gestellten Aufnahmen beträgt 4.3 innerhalb einer jeweils auf den Kern zentrierten  $1.14'$ -Apertur. Damit folgt ein Fluß in der  $H\alpha$ -Linie der gesamten Galaxie von  $F_{H\alpha} = 1.0 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^2$ . Mit Gl. (3.5) ergibt sich somit die Lyman-Kontinuumsleuchtkraft der gesamten Galaxie zu  $L_{LyK} = 2.2 \times 10^8 L_{\odot}$ . In einer Apertur mit  $7.2''$  Durchmesser und jeweils zentriert auf den Kern und die südliche Komponente folgt  $L_{LyK} = 1 \times 10^7 L_{\odot}$  beziehungsweise  $2 \times 10^7 L_{\odot}$ . Die letzten drei Leuchtkraftwerte berücksichtigten noch keine Extinktion durch Staub und Gas entlang der Sichtlinie. Nach den Messungen im J-, H- und K-Band und (für die Scheibe) durch den Vergleich mit anderen Galaxien ist folgende Extinktionskorrektur anzubringen:  $A_V = 3$  für den Kern (und einer  $7.2''$ -Apertur),  $A_V = 1$  für die südliche Komponente und  $A_V \leq 1$  für die Scheibe. Mit  $A_{H\alpha} = 0.8 A_V$  (Draine 1989) folgen die entsprechenden Entrötungsfaktoren für die  $H\alpha$ -Kontinuums-Flüsse. In den Tab. 3.9 und 3.10 sind die extinktionskorrigierten Leuchtkräfte von UGC 1347 im Lyman-Kontinuum zusammengefaßt.

#### 3.4.1.5 Die Masse von UGC 1347

Der Gehalt von HI-Gas in UGC 1347 wurde von Wilkerson (1980) mit dem Arecibo-Radioteleskop bei einer Auflösung von  $3.2'$  untersucht. Unter der Annahme einer Entfernung von 67 Mpc erhielt der Autor eine HI-Masse von  $M_{HI} = 3.5 \times 10^9 M_{\odot}$ . Skaliert auf die hier angenommene Entfernung von  $D_L = 63 \text{ Mpc}$  folgt  $M_{HI} = 3.2 \times 10^9 M_{\odot}$ . Bravo-Alfaro (1997) untersuchte die räumliche Verteilung von atomarem Wasserstoff mit dem Westerbork-Synthesiseradio-Teleskop. Die interferometrischen Messungen zeigen, daß sich das HI-Gas bis weit über die im optischen nachweisbare Scheibe ausdehnt. Die volle Halbwertsbreite der HI-Verteilung stimmt allerdings in etwa mit der der optischen überein. Im HI-Bild von UGC 1347 ist eine schwache Ausdehnung in Nord-Süd-Richtung auszumachen und eine deutlichere in Ost-West-

Richtung. Die aus den HI-Messungen ermittelte Rotationskurve stimmt gut mit derjenigen aus den Beobachtungen bei der H $\alpha$ -Linie überein.

Bislang ist keine direkte Messung der Masse  $M_{H_2}$  des molekularen Wasserstoff-Gases in UGC 1347 verfügbar. Man kann den Betrag von  $M_{H_2}$  aber aus der Beziehung zwischen der Staubtemperatur und dem Ferninfrarot-Leuchtkraft-zu- $M_{H_2}$ -Verhältnis nach Young und Scoville (1991) abschätzen. Diese empirische Relation beruht darauf, daß mehr molekularer Wasserstoff auch mehr heiße O-Sterne bedeutet. Die damit verbundene höhere Energiedichte des Strahlungsfeldes bewirkt eine höhere Temperatur des Staubes im Strahlungsgleichgewicht. Mit den im nächsten Abschnitt vorgestellten Ergebnis für die Ferninfrarot-Leuchtkraft von UGC 1347 von  $L_{FIR} = 1.18 \times 10^{10} L_{\odot}$  und dem Resultat für die Staubtemperatur von 22 K folgt aus der Masse-Leuchtkraft-Relation  $M_{H_2} \approx 3.2 \times 10^9 M_{\odot}$ . Das sich daraus ergebende  $M_{H_2}/M_{HI}$ -Verhältnis von etwa eins ist sehr ähnlich dem für Balkenspiralen am häufigsten anzutreffenden Wert (Young und Scoville 1991).

Die gemessene HI-Linienbreite von  $155 \text{ km s}^{-1}$  (Wilkerson 1980) und das H $\alpha$ -Geschwindigkeitsfeld (Amran et al. 1994) weist auf eine volle, das heißt auf die Inklination von  $30^\circ$  korrigierte Breite der Geschwindigkeitsverteilung des Gases von  $\Delta v_0 \approx 300 \text{ km s}^{-1}$  hin. Damit läßt sich die totale dynamische Masse von UGC 1347 abschätzen. Für Spiralen des späten Typs gibt Shostak (1978) folgende Beziehung zwischen der dynamischen Masse innerhalb des linearen Durchmessers  $D$  und der korrigierten Geschwindigkeitsdispersion an:

$$M_{tot}(M_{\odot}) = 2.45 \times 10^4 D(\text{kpc}) \Delta v_0(\text{km s}^{-1})^2. \quad (3.6)$$

Für UGC 1347 würde demnach mit der aus dem photometrischen Durchmesser von etwa  $84''$  sich ergebenden linearen Ausdehnung von  $D \approx 27 \text{ kpc}$  ein  $M_{tot} \approx 1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$  folgen. Das sich daraus ergebende Verhältnis  $(M_{HI} + M_{H_2})/M_{tot} \approx 0.2$  ist etwa viermal größer als das für Balkenspiralen typische Verhältnis von Gasmasse zu Gesamtmasse (Shostak 1978) und entspricht eher demjenigen, wie es in irregulären Galaxien erwartet wird. Dies mag aufgrund der Klassifizierung von UGC 1347 ein Hinweis darauf sein, daß mit Gl. (3.6) der Betrag für die totale Masse von UGC 1347 unterschätzt wird. Dies kann zum einem an der Unsicherheit in der linearen Ausdehnung liegen. Wahrscheinlicher sind jedoch Abweichungen vom angenommenen Rotationsprofil. Gl. (3.6) basiert auf dem Modell nach Brandt (1960) mit  $n = 3$ , einem Ort der maximalen Rotationsgeschwindigkeit bei  $0.28D$ , und einer maximalen Rotationsgeschwindigkeit vom Betrag  $\Delta v_0/2$ . Nur einige 10 % der damit modellierten gesamten Masse liegt innerhalb des photometrischen Durchmessers (der großen Halbachse der Isophote mit einer Flächenhelligkeit im B-Band von  $\mu_B = 25.0 \text{ mag}/\square''$ ), das heißt ist im Optischen dann auch beobachtet. Flachere Rotationskurven ( $n = 1$ ) mit einem Maximum bei einem größeren Radius ( $0.5D$ ), wie sie etwa von Rogstad und Shostak (1972) für eine Auswahl von Spiralen gefunden werden, ergeben einen vier mal so großen Vorfaktor wie in Gl. (3.6) angegeben. Für Tab. 3.9 wurde deshalb auch dieser Wert zur Skalierung des Produkts  $D\Delta v_0^2$  zur Abschätzung der dynamischen Masse von UGC 1347 verwendet.

#### 3.4.1.6 Die Leuchtkraft von UGC 1347 im Ferninfraroten

Aus den im IRAS-Punktquellenkatalog (Lonsdale et al. 1985) aufgelisteten Flußdichten bei 60 und  $100 \mu\text{m}$  kann die gesamte Leuchtkraft von UGC 1347 im Ferninfraroten,  $L_{FIR}$ , abgeleitet werden. Der Ursprung der Ferninfrarotemission aus dieser Galaxie ist mit großer Sicherheit die thermische Strahlung von Staub und Gas. Beides ist besonders in HII-Regionen konzentriert. Für thermische Quellen mit Temperaturen zwischen 20 bis 80 K (s. unten) ist der Fluß zwischen  $42.5$  und  $122.5 \mu\text{m}$  in sehr guter Näherung gegeben durch (Lonsdale et al. 1985, Fairclough 1986):

$$L_{FIR}(L_{\odot}) = 3.94 \times 10^5 [2.58 S_{60\mu\text{m}}(\text{Jy}) + S_{100\mu\text{m}}(\text{Jy})] D_L(\text{Mpc})^2. \quad (3.7)$$

Für die gesamte Galaxie UGC 1347 ergibt sich mit  $S_{60\mu\text{m}} = 1.40 \text{ Jy}$  und  $S_{100\mu\text{m}} = 3.84 \text{ Jy}$  somit  $L_{FIR} = 1.165 \times 10^{10} L_{\odot}$ .

Aus dem Verhältnis  $S_{60\mu\text{m}}/S_{100\mu\text{m}}$  kann die Temperatur dieses Staubes in UGC 1347 abgeleitet werden. Die Natur der Staubkörner, welche die thermische Emission bei 60 und  $100 \mu\text{m}$

bestimmen, kann sehr gut durch eine Mischung vornehmlich aus Graphit- und Silikat-Teilchen mit Radien von etwa  $0.1 \mu\text{m}$  und Temperaturen zwischen etwa 20 bis 50 K erklärt werden (Hildebrandt 1983). Das Massenverhältnis der Silikat-zu Graphit-Teilchen wird hier als 7:3 angenommen, was dem Verhältnis in der Milchstraße entspricht (Whittet 1981). Das Spektrum einer optisch dünnen und sich im thermischen Strahlungsgleichgewicht befindlichen Staubwolke bei einer einzigen Temperatur  $T$  weist folgenden Intensitätsverlauf auf (Emerson 1988):

$$I(\nu) \propto Q(\nu, a)B(\nu, T), \quad (3.8)$$

mit  $B(\nu, T)$  als der Funktion des Planckschen Strahlungsgesetzes. In die Absorptionseffizienz  $Q$  geht die Größe  $a$  und die dielektrische Funktion der Staubteilchen ein. Nach Draine (1981) und Draine (1986) ist für die Emission bei 60 und  $100 \mu\text{m}$  die Absorptionseffizienz proportional zu  $\nu^2$ , und die Absorptionseffizienz von Silikat und Graphit beträgt bei  $60 \mu\text{m}$   $2.41 \times 10^2$  beziehungsweise  $5.21 \times 10^2$  und bei  $100 \mu\text{m}$   $0.501 \times 10^2$  beziehungsweise  $4.11 \times 10^2$ . Für UGC 1347 mit  $S_{60\mu\text{m}}/S_{100\mu\text{m}} = 0.36$  folgt damit eine mittlere Strahlungstemperatur des Staubes von etwa 22 K.

Im Fall aktiver Sternentstehung tragen junge Sterne am meisten zur bolometrischen, das heißt zu der über alle Wellenlängen integrierten Leuchtkraft  $L_{bol}$  einer Galaxie bei. Dabei werden die hochenergetischen Photonen zum überwiegenden Teil durch den Staub, der die jungen Sterne umgibt, über den Effekt des sogenannten photoelektrischen Aufheizens in Ferninfrarotstrahlung umgewandelt (Tielens und Hollenbach 1985). Der Nachweis dieses warmen Staubes in UGC 1347 rechtfertigt deshalb hier die Annahme  $L_{bol} \approx L_{FIR}$ .

Es läßt sich ebenfalls abschätzen, wie groß der Beitrag der Scheibe beziehungsweise des Kerns zu  $L_{FIR}$  ist. Dabei wird angenommen, daß der hauptsächliche Anteil der Ferninfrarot-Strahlung der Scheibe von unregelmäßig über ein großes Volumen verteilte interstellare Gas- und Staubwolken stammt, die durch das Ultraviolett-Strahlungsfeld der stellaren Scheibenpopulation aufgeheizt werden. Im Fall mäßig heißer thermischer Quellen ( $T < 100$  K) sorgen diese für den als „Zirrus“-Emission bekannten Exzess der Ferninfrarotstrahlung um  $100 \mu\text{m}$ . Für eine erste Abschätzung des relativen Beitrags von Scheibe und Kern zur gesamten Ferninfrarot-Leuchtkraft kann man eine Ferninfrarot-Flußdichte für obige diffus verteilte Wolken annehmen, die derjenigen der Zirrus-Emission in der Milchstraße entspricht. Die entsprechenden Relationen wurden bei extragalaktischen Objekten bereits erfolgreich von Eckart et al. (1990) bei Centaurus A und von Jackson et al. (1991) bei NGC 2903 angewandt. Nach de Vries et al. (1987) genügt die räumliche Flußdichteverteilung der galaktischen Zirrus-Emission bei  $100 \mu\text{m}$ ,  $S_{100\mu\text{m},Z}$ , aus der Richtung des Sternbild des großen Bären dem folgenden Zusammenhang:

$$S_{100\mu\text{m},Z} = a\rho_{HI} + bI_{12CO(1-0)} + S_{100\mu\text{m},H}, \quad (3.9)$$

mit  $\rho_{HI}$  als der HI-Säulendichte,  $I_{12CO(1-0)}$  als der integralen Flußdichte in der Linie des  $^{12}CO(1-0)$ -Rotationsübergangs und  $S_{100\mu\text{m},H}$  als der Flußdichte der gleichförmigen Hintergrund-Emission. Die Konstanten in Gl. (3.9) betragen  $a = (1.0 \pm 0.4) \times 10^{-24}$  MJy sr $^{-1}$  m $^2$  und  $b = (1.0 \pm 0.5)$  MJy sr $^{-1}$  K $^{-1}$  km $^{-1}$  s. Im folgenden wird angenommen, daß in den Daten aus dem IRAS-Punktquellenkatalog die Beiträge der jeweiligen Hintergrund-Emission vernachlässigbar ist. Dann kann die untere Grenze des Beitrags der Scheibe zur gesamten Ferninfrarot-Emission aus dem Beitrag des atomaren HI-Gases berechnet werden, das, wie im vorangegangenen Abschnitt dargelegt wurde, hauptsächlich in der Scheibe verteilt ist. Aus dem Scheibendurchmesser von etwa  $84''$  und der Gesamtmasse des HI-Gases  $M_{HI} = 3.2 \times 10^9 M_{\odot}$  folgt ein Beitrag zur  $100\text{-}\mu\text{m}$ -Flußdichte von etwa  $8.6$  MJy sr $^{-1}$ . Integriert über die Scheibe resultiert daraus eine Flußdichte der HI-Emission aus der Scheibe von  $1.26$  Jy. Für eine Gesamtmasse des molekularen Wasserstoff-Gases  $M_{H_2} = 3.16 \times 10^9 M_{\odot}$  folgt ein dementsprechender Beitrag zur Flußdichte bei  $100 \mu\text{m}$  in der Größenordnung von  $30$  mJy. Die gesamte Flußdichte der Scheibe addiert sich somit zu  $S_{100\mu\text{m}} = 1.56$  Jy. Legt man das mittlere Verhältnis der Flußdichte von galaktischen Zirrus-Wolken bei  $60\mu\text{m}$  zu der bei  $100 \mu\text{m}$  von  $\log(S_{60\mu\text{m},Z}/S_{100\mu\text{m},Z}) = -0.65$  zugrunde (Helou 1986), erwartet man bei UGC 1347 einen Beitrag der Scheibe zur  $60 \mu\text{m}$ -Emission von  $S_{60\mu\text{m}} = 0.35$  Jy. Mit Gl. (3.7) folgt als Abschätzung für die Ferninfrarot-Leuchtkraft der Scheibe von UGC 1347 somit eine untere Grenze von  $3.2 \times 10^9 L_{\odot}$  und aus der Gesamtleuchtkraft

damit für den Kern die obere Ferninfrarot-Leuchtkraftgrenze  $8.6 \times 10^9 L_{\odot}$ . Wegen des kleinen Strahlfüllfaktors der südlichen Komponente wurde ihr Beitrag zur Ferninfrarotleuchtkraft vernachlässigt.

Die oben gewonnenen Werte für die Ferninfrarot-Leuchtkraft des Kerns und der Scheibe sind konsistent mit den Beträgen, die man aus der Relation zwischen der nichtthermischen Radio-Kontinuums- und der Ferninfrarot-Leuchtkraft (Wunderlich und Klein 1988, s. auch folgender Abschnitt) erhält. Für den hier (aus der IRAS-Messung) vorliegenden Betrag der totalen Ferninfrarot-Leuchtkraft gilt die Beziehung:

$$L_{FIR}(L_{\odot}) = 2.61 \times 10^{-27} [10^{24.892 \pm 0.368} 1.13 \times 10^{17} D_L(\text{Mpc})^2 S_{5\text{GHz}}(\text{mJy})]^{1.263 \pm 0.326}, \quad (3.10)$$

mit  $S_{5\text{GHz}}$  als der Radio-Flußdichte bei 5 GHz. Die relativ großen Potenzfehler erklären sich daraus, daß zur Ableitung der Relation Daten von Galaxien der unterschiedlichsten Typen verwendet wurden. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, kann aus den Radiomessungen an UGC 1347 bei 327 MHz von Oly und Israel (1993) der Beitrag des Kerns zur Flußdichte bei 5 GHz zu  $> 3.23$  mJy abgeschätzt werden. Daraus resultiert innerhalb der Fehler eine Ferninfrarot-Leuchtkraft des Kerns von  $> 7.9 \times 10^9 L_{\odot}$ . Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem Betrag, der aus der abgeschätzten Zirkus-Emission der Scheibe folgt.

### 3.4.1.7 Die Supernova-Rate in UGC 1347

Die Rate der Supernova-Explosionen,  $\nu_{SN}$ , kann aus der Synchrotronstrahlung, die von Supernova-Resten abgestrahlt wird, abgeleitet werden. Shklovsky (1968) hat gezeigt, daß die Intensität dieser Strahlung nichtthermischen Ursprungs mit der Zeit exponentiell abnimmt, wenn sich der Supernova-Rest adiabatisch ausdehnt und optisch dünn ist. Nach Condon (1992) besteht zwischen der Radio-Flußdichte bei 5 GHz und der Anzahl der erwarteten Supernova-Explosionen pro Jahr folgender Zusammenhang:

$$\nu_{SN}(a^{-1}) = 3.1 \times 10^{-6} S_{5\text{GHz}}(\text{mJy}) D(\text{Mpc})^2. \quad (3.11)$$

Da in den Konversionsfaktor auf der rechten Seite in letzter Gleichung unter anderem die magnetische Energiedichte und die Dichte des interstellaren Mediums eingehen, stellt die nach Gl. (3.11) berechnete Supernovarate nur eine Abschätzung dar. Diese hat sich aber für alle bisher untersuchten Galaxien, die keinen aktiven Kern aufweisen, als brauchbar erwiesen.

Oly und Israel (1993) haben die Flußdichte von UGC 1347 bei 327 MHz zu  $S_{327\text{MHz}} = 23.6$  mJy mit 55" Auflösung am Himmel gemessen. Der Unterschied zwischen der maximalen und der integrierten Flußdichte beträgt dabei nur 0.5 mJy. Wenn die Radio-Flußdichte von den zentralen 10 % (30 %) der Scheibe (Durchmesser etwa 84") dominiert werden würde, wäre ein Unterschied zwischen der maximalen und der totalen Flußdichte bei 327 MHz von ungefähr 3 % (30 %) zu erwarten. Auch zeigt die Galaxie in den neuesten Durchmusterungen mit dem Very Large Array bei 45" Auflösung eindeutige Anzeichen einer ausgedehnten Emission bei 1.4 GHz (Condon et al. 1996). Deshalb ist es gerechtfertigt anzunehmen, daß mehr als 95 % der Radio-Flußdichte aus dem Kern von UGC 1347 stammt. Für 35 Galaxien aus dem Upsala-Galaxien-Katalog (UGC) haben Oly und Israel (1993) einen mittleren Spektralindex  $\alpha$  ( $S_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$ ) für Frequenzen  $\nu$  zwischen 327 MHz und 1420 beziehungsweise 5000 MHz von  $-0.71 \pm 0.05$  gefunden. Daraus folgt für den Kern von UGC 1347 eine Flußdichte bei 5 GHz von  $S_{5\text{GHz}} > 3.23$  mJy. Für den Kern ergibt sich damit nach Gl. (3.11)  $\nu_{SN} > 0.040 a^{-1}$ . Dieser Wert ist in der gleichen Größenordnung wie die geschätzte Supernova-Rate von  $(0.025 \pm 0.006) a^{-1}$  in der gesamten Milchstraße (Tammann, Löffler und Schröder 1994). Für die Scheibe von UGC 1347 (mit  $S_{327\text{MHz}} < 1.2$  mJy) kann eine obere Grenze für die Supernova-Rate von  $0.002 a^{-1}$  angenommen werden.

Die in den vorangegangenen Abschnitten dargestellten Ergebnisse weisen auf eine erhöhte Sternbildungsaktivität in UGC 1347 hin. Diese Erkenntnis wird in Kap. 3.5 im Zusammenhang mit einem Modell für die zeitliche Sternentwicklung in UGC 1347 diskutiert.



### 3.4.1.8 UGC 1344

UGC 1344 ( $\alpha_{2000} = 01^h52^m35^s$ ,  $\delta_{2000} = 36^\circ30'03''$ ) ist eine Balkenspirale vom Typ SBc, die unter einer Inklination von  $i \approx 60^\circ$  gesehen wird (aus den Daten im UGC-Katalog und visueller Inspektion). Sie liegt etwa  $21'$  nördlich des Zentrums von Abell 262 und wie UGC 1347 im Bereich des größten HI-Mangels in den Haufengalaxien.

In Abb. 3.8 und 3.9 ist die Kontinuums-Emission von UGC 1344 im Nahinfraroten beziehungsweise im Sichtbaren gezeigt. Das erste Bild ist die (unentfaltete) AO-korrigierte Aufnahme im K-Band, das zweite Bild stammt aus dem Digitized Palomar Sky Survey. Profilschnitte durch den Leitstern und die Galaxie sowohl für Aufnahmen mit geschlossener als auch offener AO-Kompensation sowie für die mit der PSF des Leitsterns,  $24''$  südlich der Galaxie, entfaltete AO-korrigierte Aufnahme sind in Abb. 3.10 dargestellt. Mit AO konnte die aufgezeichnete maximale Intensität des Sterns um den Faktor 3 gegenüber der Seeing-begrenzten Aufnahme gesteigert werden, und die Auflösung verbesserte sich von  $1.0$  auf  $0.4''$  im K-Band. Die Maximalintensität des Galaxienbildes erhöhte sich bei geschlossenem AO-Regelkreis nur um den Faktor 1.4. Aufnahmen von Objekten mit mehr als zwei Sternen im Gesichtsfeld, die in derselben Nacht unmittelbar nach der UGC-1347-Beobachtung gemacht wurden, weisen jedoch darauf hin, daß die Galaxie innerhalb des isoplanatischen Winkels lag. Das Profil durch die Galaxie in der entfalteten Aufnahme weist auf den Grund für den Unterschied in der Signalverbesserung hin. Es zeigt einen Kern, der gerade noch aufgelöst erscheint, und eine ausgedehntere Bulge-Komponente. Beide Komponenten gehen ineinander über. Damit kann der Anstieg in der Maximalintensität bei geschlossener AO-Regelung nur vom Beitrag des Kerns stammen. Aus dem entfalteten Bild folgt, daß die Flußbeiträge aus Kern und Bulge in etwa gleich sind.

In Abb. 3.11 ist das mit der PSF des natürlichen AO-Leitstern entfaltete und mit einer Auflösung von  $0.4''$  geglättete Nahinfrarotbild zu sehen. Der Vergleich der geglätteten mit der entfalteten Aufnahme zeigt, daß die Verteilung der K-Band-Flußdichte ein scharfes Maximum im Kern aufweist, sich aber auch ohne Unterbrechung in die ausgedehnte Scheibe der Galaxie fortsetzt. Aus den inneren  $3''$  des Galaxien-Bulges kommt etwa die Hälfte der K-Band-Flußdichte, die aus einer  $10''$  großen Apertur stammt. Für den Kern beträgt die gemessene Flußdichte im K-Band  $12$  mJy aus einer  $7.2''$  großen Apertur. Dieser Wert für die Flußdichte ist um den Faktor 1.7 größer als bei UGC 1347. Wie im Fall von UGC 1347 kann die Leuchtkraft der Scheibe im K-Band aus der von Gavazzi et al. (1996) gemessenen Helligkeit im H-Band von  $H = 9.81$  abgeschätzt werden. Aus einer angenommenen mittleren  $H - K$ -Farbe von 0.21 (Frogel et al. 1978) folgt ein Betrag für die gesamte Flußdichte im K-Band von etwa  $91$  mJy oder eine Leuchtkraft nach Gl. (3.4) von  $L_K = 5 \times 10^8 L_\odot$ . Berücksichtigt man den Beitrag des Kerns folgt eine Flußdichte im K-Band aus der Scheibe von UGC 1344 von ungefähr  $79$  mJy beziehungsweise eine Scheibenleuchtkraft von  $L_K = 3.6 \times 10^9 L_\odot$ . Da mit den vorhandenen Daten von UGC 1344 keine Entrötung möglich ist, stellen die zuletzt angegebenen Werte untere Grenzen für die Leuchtkräfte dar.

Amran et al. (1994) konnten UGC 1344 im Gegensatz zu UGC 1347 nicht im Licht der  $H\alpha$ -Linie nachweisen. Basierend auf den Ergebnissen an UGC 1347 wird deshalb hier eine Obergrenze für die Leuchtkraft im Lyman-Kontinuum nach Gl. (3.5) von  $L_{LyK} = 10^8 L_\odot$  für die gesamte Galaxie angenommen.

Der HI-Gehalt in UGC 1344 wurde von Wilkerson (1980) untersucht. Aus dem schwachen Signal einer Linie folgt eine Systemgeschwindigkeit von  $4155 \text{ km s}^{-1}$  und eine Linienbreite von  $103 \text{ km s}^{-1}$ . Aus dieser Messung leitet Wilkerson (1980) eine obere Grenze für die Masse des in der Galaxie enthaltenen HI-Gases ab, die skaliert auf die hier angenommene Entfernung von  $63 \text{ Mpc}$  dann  $3.3 \times 10^8 M_\odot$  beträgt. Wie im Fall von UGC 1347 wird hier angenommen, daß der Unterschied zwischen der Galaxiengeschwindigkeit und der Haufengeschwindigkeit von etwa  $550 \text{ km s}^{-1}$  von der Bewegung der Galaxie im Haufen herrührt.

Oly und Israel (1993) haben die Radio-Kontinuumsflußdichte von UGC 1344 bei  $327 \text{ MHz}$  mit  $55'' \times 68''$  Auflösung gemessen. Der Unterschied zwischen der gesamten  $327\text{-MHz}$ -Flußdichte von  $6.2 \text{ mJy}$  und der maximalen Flußdichte von  $4.99 \text{ mJy}$  weist darauf hin, daß nicht die gesamte Radiostrahlung aus dem Galaxienkern stammen kann, sondern mindestens etwa  $1 \text{ mJy}$

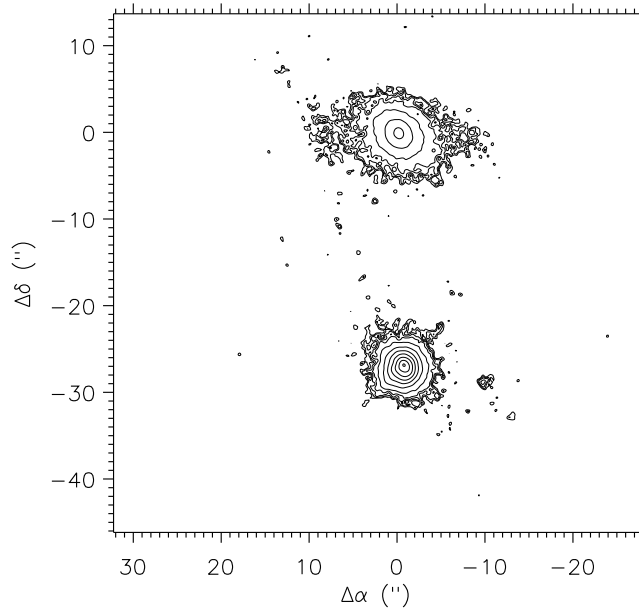


Abbildung 3.8: Kontinuumemission von UGC 1344 im Nahinfraroten. Dargestellt ist das aus den ALFA/OMEGA-Daten im K-Band bei geschlossenem AO-Regelkreis gewonnene unentfaltete Bild. Die südliche Quelle ist der Leitstern. Der niedrigsten Kontourlinie entspricht  $K = 16.6 \text{ mag}/\square''$ .

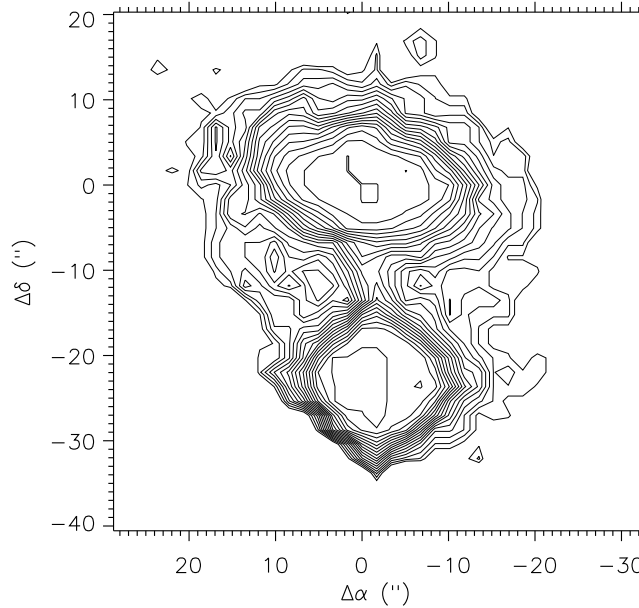


Abbildung 3.9: Kontinuumemission von UGC 1344 im Sichtbaren (aus dem Digitized Palomar Sky Survey). Der Koordinatenursprung gibt die Position des Emissionsmaximums im K-Band an.

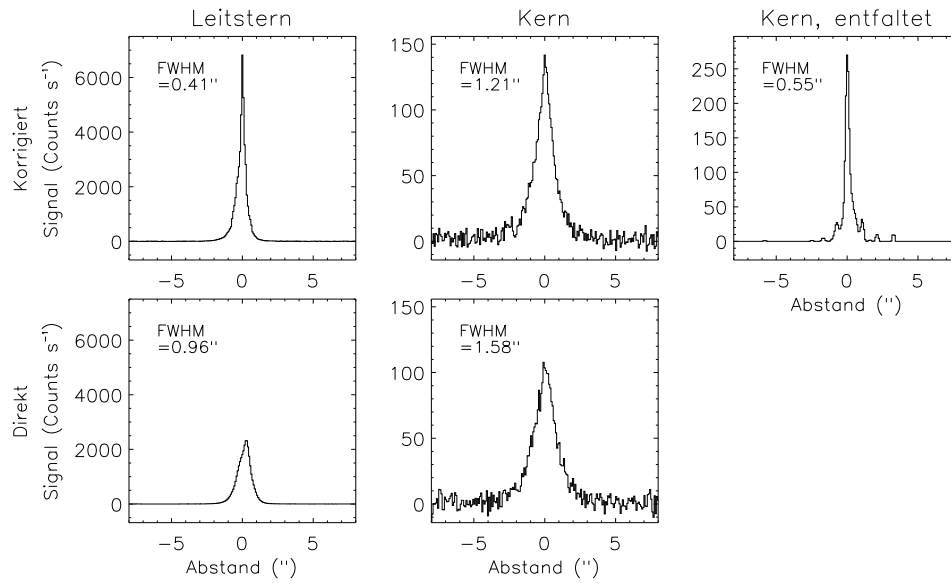


Abbildung 3.10: Profilschnitte durch den Leitstern (links) und den Kern (Mitte) von UGC 1344 für den offenen (unten) und den geschlossenen (oben) AO-Regelkreis. Ebenso ist das Profil des Galaxienkerns aus einer AO-korrigierten und mit dem Leitstern entfalteten ALFA/OMEGA-Aufnahme im K-Band gezeigt (ganz rechts). Angegeben sind ebenfalls die vollen Halbwertsbreiten (FWHM) der Profile. Die Tatsache, daß das AO-korrigierte Spitzensignal vom Galaxienkern gegenüber der direkten Aufnahme weniger stark ansteigt als im Fall des Leitsterns deutet darauf hin, daß sich das Kerngebiet von UGC 1344 aus einem räumlich scharf begrenzten Kern auf der Bulge-Komponente zusammensetzt.

von der ausgedehnten Radioemission der Scheibe herrührt. Nimmt man eine Gauß-förmige Flußverteilung der Radiostrahlung an, folgt eine volle Halbwertsbreite der Radioemission von etwa 30 bis 40", was bedeuten würde, daß die Radiostrahlung über die gesamte Scheibe von UGC 1344 verteilt ist.

Aus den IRAS-Daten kann man die obere Grenze für die Flußdichte bei  $100 \mu\text{m}$  zu 0.5 Jy abschätzen. Nimmt man ein Spektrum der Ferninfrarotstrahlung ähnlich wie bei UGC 1347 an, folgt eine Obergrenze für die Ferninfrarot-Leuchtkraft nach Gl. (3.7) von  $4.0 \times 10^9 L_{\odot}$ . In Tab. 3.9 sind alle physikalischen Parameter und diagnostischen Verhältnisse für UGC 1344 aufgeführt, die auf die gleiche Art ermittelt wurden, wie im Fall von UGC 1347. In Kap. 3.5 werden diese Resultate im Hinblick auf die Geschichte der Sternentstehung in UGC 1344 diskutiert.

#### 3.4.1.9 Weitere Haufenmitglieder in Abell 262 und Abell 1367

Zusätzlich zu den AO-Beobachtungen an UGC 1347 und UGC 1344 wurden direkte, das heißt in der Auflösung Seeing-begrenzte Aufnahmen von neun weiteren Galaxien in Abell 262 und 15 Galaxien in Abell 1367 mit OMEGA durchgeführt. Die Gesamtheit der untersuchten Galaxien wurde gemäß ihres Mangels an HI-Gas, wie er von Giovanelli et al. (1982) angegeben wird und in Tab. 3.4.1.9 aufgeführt ist, ausgewählt. Insgesamt sechs Galaxien in Abell 262 und sieben Galaxien in Abell 1367 liegen mit einer Entfernung vom bis zu 0.55-fachen des Abell-Radius ( $r_A = 1.75''$  für Abell 262 beziehungsweise  $r_A = 1.40''$  für Abell 1367) im zentralen Bereich des Haufens mit einem HI-Mangelkoeffizienten zwischen  $-0.07$  und  $> 1.18$ . Die restlichen untersuchten fünf Galaxien in Abell 262 und acht Galaxien in Abell 1367 liegen mit Abständen zwischen 1.2 und  $5.2 r_A$  im Randbereich des Haufens mit HI-Mangelkoeffizienten zwischen  $-0.60$  und  $-0.01$ .

In jeder OMEGA-Aufnahme einer Galaxie ist mindestens ein natürlicher Stern enthalten, mit

Galaxie	$r/r_A$	$HIDef$	$d_{Kern}$ (")	$d_{Stern}$ (")	$d_{dekon}$ (")	Bem.
in Abell 262:						
UGC 1045	3.71	-0.26	1.36	0.63	1.21	
UGC 909	3.63	-0.13	1.13	0.63	0.94	
UGC 1069	3.37	-0.03	1.42	0.59	1.29	
UGC 1125	2.41	-0.20	0.80	0.62	0.51	
UGC 1178	1.68	-0.27	1.58	0.59	1.47	Tip-Tilt
UGC 1366	0.32	>0.81	0.95	0.55	0.77	
UGC 1307	0.27	>0.77	0.99	0.57	0.81	
UGC 1347	0.26	-0.07	1.24	0.73	1.00	AO
UGC 1338	0.22	>0.79	0.81	0.59	0.31	Tip-Tilt
UGC 1344	0.20	>0.78	1.08	0.51	0.95	AO
UGC 1350	0.20	>1.18	0.91	0.58	0.70	
in Abell 1367:						
UGC 7040	5.22	-0.01	1.26	0.47	1.17	
UGC 7087	3.70	-0.20	0.94	0.48	0.80	
UGC 6483	3.12	-0.08	1.26	0.66	1.07	
UGC 6891	2.53	-0.06	0.84	0.48	0.69	
UGC 6693	2.07	-0.09	1.02	0.44	0.92	
UGC 6876	1.76	-0.04	0.90	0.82	0.38	
UGC 6863	1.70	-0.04	1.14	0.60	0.97	
UGC 6583	1.20	-0.60	1.12	0.72	0.85	
UGC 6746	0.55	> 0.79	0.88	0.60	0.64	
UGC 6663	0.47	> 0.65	1.01	0.54	0.85	
UGC 6719	0.25	0.28	0.95	0.64	0.70	
UGC 6702	0.18	0.06	1.01	0.66	0.76	
UGC 6718	0.14	1.09	1.02	0.88	0.52	
UGC 6688	0.11	> 0.80	0.53	0.49	0.19	
UGC 6697	0.11	0.16	1.25	0.66	1.06	

Tabelle 3.5: Die beobachteten Galaxien in Abell 262 und Abell 1367. Wenn nicht anders vermerkt, erfolgten die Messungen ohne AO. Aufgeführt sind neben dem Abstand  $r$  vom Haufenzentrum (in Einheiten des Abell-Radius  $r_A$ ) der jeweilige HI-Mangelkoeffizient  $HIDef$ , die gemessene volle Halbwertsbreite des Galaxienkerns,  $d_{Kern}$ , sowie des jeweiligen benachbarten Sterns,  $d_{Stern}$ , und die mit der AO-PSF beziehungsweise dem Seeing entfaltete Kerngröße,  $d_{dekon}$ . Im Fall der auch mit AO untersuchten Galaxien stimmen die Ergebnisse für die tatsächlichen Kerndurchmesser nach der quadratischen Entfaltung mit dem Seeing gut mit den direkten AO-Beobachtungen überein.

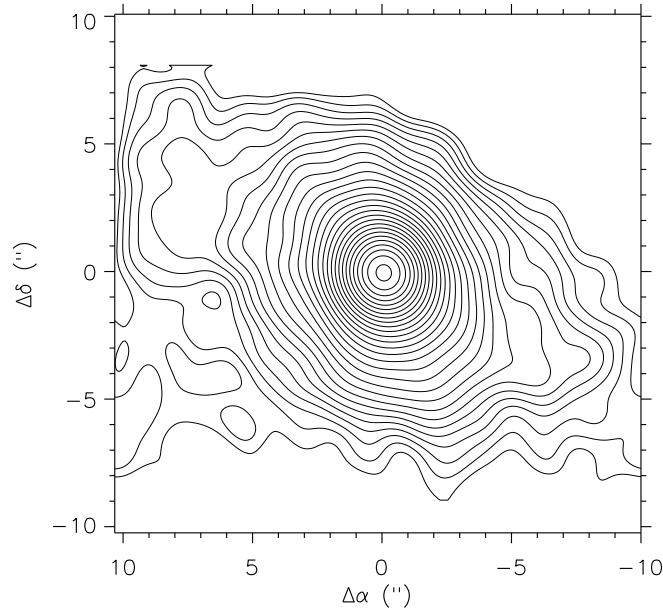


Abbildung 3.11: Mit einer Gauß-Funktion der vollen Halbwertsbreite von  $0.4''$  geglättete, zuvor entfaltete AO-korrigierte K-Band-Karte von UGC 1344. Der niedrigsten Kontourlinie entspricht  $K = 18.0 \text{ mag}/\square''$  und der Abstand der Kontourlinien beträgt  $K = 0.15 \text{ mag}/\square''$ .

dem das jeweilige Seeing genau bestimmt werden kann. Aus azimuthal gemittelten Profilen des Galaxienkerns und des Sterns wurde die jeweilige volle Halbwertsbreite  $d_{Kern}$  beziehungsweise  $\theta_S$  bestimmt. Da die Profile eine gaußförmige Intensitätsverteilung zeigen, können die vollen Halbwertsbreiten  $d_{dekon}$  der tatsächlichen Kerngröße mit dem Seeing quadratisch entfaltet werden, das heißt es gilt:

$$d_{dekon}^2 = d_{Kern}^2 - \theta_S^2. \quad (3.12)$$

Die Resultate zur derart entfalteten Kerngröße finden sich ebenfalls in Tab. 3.4.1.9. Die Ergebnisse der quadratischen Entfaltung der bei offenem AO-Regelkreis beobachteten Kerngröße von UGC 1347 und UGC 1344 stimmen gut mit den Resultaten überein, die man für die Ausdehnung des Kerns aus den Daten bei geschlossener AO-Regelung erhält.

In Abb. 3.12 ist der entfaltete Kerndurchmesser als Funktion des Abstands vom Haufenzentrum und des HI-Mangelkoeffizienten für die untersuchten Mitglieder von Abell 262 und Abell 1367 dargestellt. Für die Galaxien innerhalb des jeweiligen Abell-Radius ergibt sich ein Median-Durchmesserwert und eine Median-Abweichung von  $0.77 \pm 0.07''$ , und für die außerhalb des Abell-Radius liegenden Galaxien ein Median-Durchmesser von  $1.10 \pm 0.18''$ . Die Unterschied zwischen den beiden Medianwerten beträgt das 1.6-fache der Median-Abweichung von beiden Werten. Ein Kolmogorov-Smirnov-Test ergibt, daß beide Verteilungen mit etwa 85 %iger Wahrscheinlichkeit unterschiedlich sind. Dieses Ergebnis könnte darauf hinweisen, daß die Verteilung der Flußdichte von den Kernen der Galaxien in der Nähe des jeweiligen Haufenzentrums von systematisch kleineren Kernen stammt als es für die weiter außen liegenden Galaxien der Fall ist. Diese Beobachtung wird in Kap. 4 noch näher diskutiert.

### 3.4.2 J1836.3CR

J1836.3CR wurde bislang nur im sichtbaren Spektralbereich (Couch et al. 1991) und im Röntgenlicht (Bower et al. 1994) untersucht. Mit den ADONIS/SHARP II+-Daten konnten erstmals zuverlässige Farbinformationen der (zentralen) Haufenmitglieder an der Beugungsgrenze des 3.6-m-Teleskops im Nahinfraroten gewonnen werden. In Abb. 3.13 ist die aus der Beobachtung

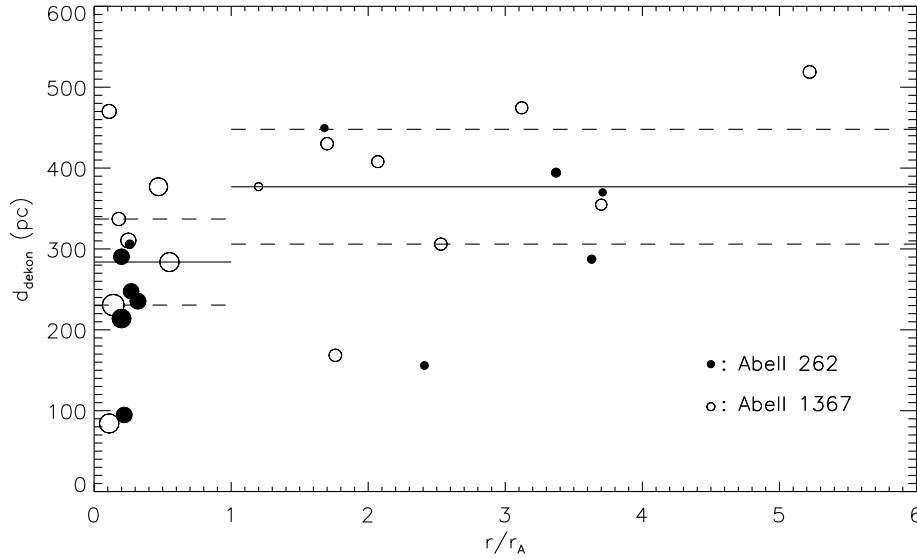


Abbildung 3.12: Entfalteter Kerndurchmesser  $d_{dekon}$  der mit ALFA/OMEGA beobachteten Galaxien in Abell 262 und Abell 1367 als Funktion des auf den jeweiligen Abell-Radius  $r_A$  normierten Abstands  $r$  vom Haufenzentrum. Die Durchmesser-Daten für Abell 1367 sind auf die Entfernung von Abell 262 skaliert. Der Durchmesser der einzelnen Datenpunkte ist proportional zum (Mindestbetrag des) HI-Mangelkoeffizienten einer jeden Galaxie in einem Haufen. Gestrichelt ist die Median-Abweichung vom jeweiligen entfalteten Median-Kerndurchmesser eingezeichnet.

beim größeren Pixel-Maßstab resultierende  $K^2$ -Karte darstellt. Bezeichnet sind im  $25'' \times 25''$  großen Mosaik acht Quellen ( $a, b_2, b - g$ ), die in allen drei Bändern erscheinen. Diese Objekte sind ausnahmslos vom System räumlich aufgelöst worden. Bei diesem Abbildungsmaßstab beträgt die gemessene volle Halbwertsbreite der Leitstern-PSF  $0.20''$  im H- und  $K^2$ -Band, und  $0.30''$  im J-Band. Die Strehl-Zahl im korrigierten Bild beträgt etwa  $0.20$  im  $K^2$ -Band,  $0.15$  im H-Band und  $0.11$  im J-Band (jeweils gemessen am Leitstern). Das vom Mosaik überdeckte Himmelsareal liegt innerhalb des isoplanetischen Winkels. Dies konnte durch Beobachtung von Sternfeldern in der gleichen Nacht und bei ungefähr gleicher Objekthöhe bestätigt werden

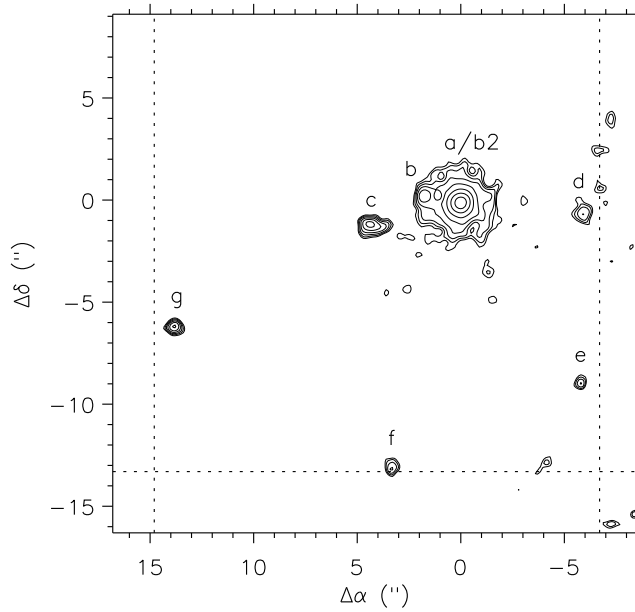


Abbildung 3.13:  $K'$ -Band-Karte von  $J1836.3CR$ , gewonnen mit  $ADONIS/SHARP II+$  bei  $0.10''/\text{Pixel}$ -Abbildungsmaßstab und  $0.05''$  Auflösung. Der niedrigsten Kontourlinie entspricht  $\mu_{K'} = 19.7 \text{ mag}/\square''$  und der Abstand der Kontourlinien beträgt  $0.5 \text{ mag}/\square''$ . Innerhalb der punktierten Linien ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Mosaiks maximal. Alle bezeichneten Quellen erscheinen auch in den  $H$ - und  $J$ -Band-Aufnahmen, und zwar jeweils mit einer ähnlichen Morphologie.

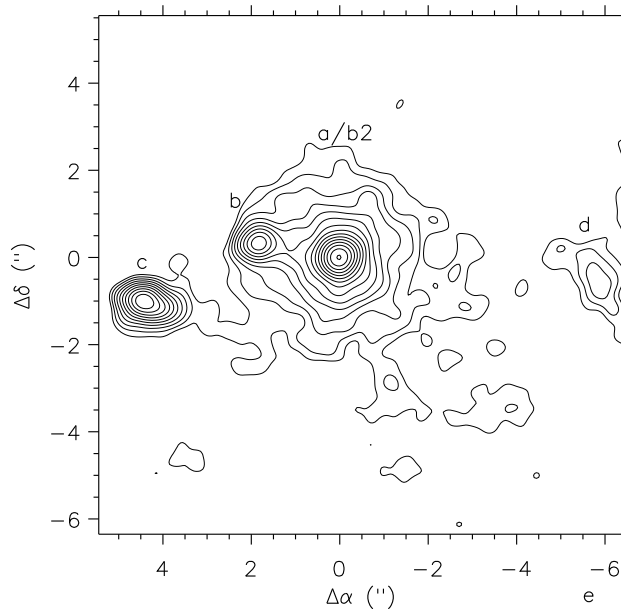


Abbildung 3.14: Nahinfrarot-Karte des Zentrums von  $J1836.3CR$ , aufgenommen mit  $0.05''/\text{Pixel}$ -Abbildungsmaßstab. Um die ausgedehnten Strukturen hervorzuheben wurde die entfaltete Karte ( $0.20''$  Auflösung) mit einer Gauß-Funktion der Halbwertsbreite  $0.40''$  geglättet. Der niedrigsten Kontourlinie entspricht  $\mu_{K'} = 19.3 \text{ mag}/\square''$  und der Abstand der Kontourlinien beträgt  $0.25 \text{ mag}/\square''$ . Die Brücken zwischen  $b$  und  $a$  sowie  $c$  und  $d$  sind auch beim  $0.05''/\text{Pixel}$ -Abbildungsmaßstab und in den anderen Bändern sichtbar. Die Quelle  $b2$  tritt nach Subtraktion von  $a$  deutlicher zum Vorschein (s. Abb. 3.15).

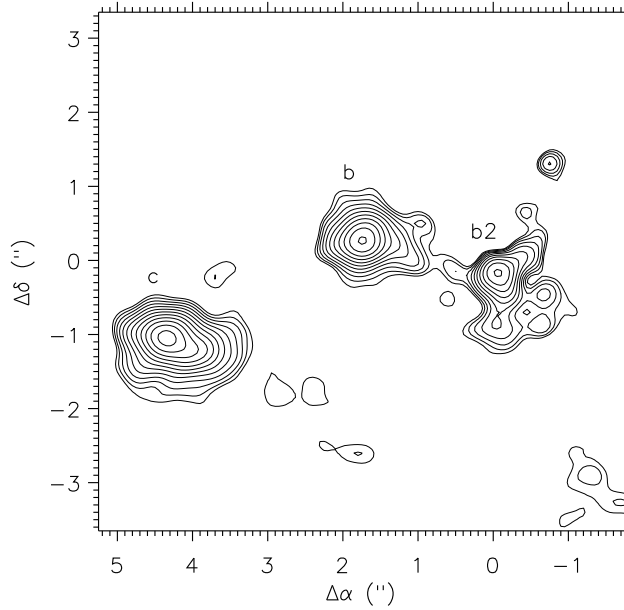


Abbildung 3.15: Die Subtraktion eines zentralsymmetrisierten Bildes der Quelle *a* von *a* zeigt die Quelle *b2* in unmittelbarer Nähe des Kerns von *a*. Der Doppelkern ist in allen drei Nahinfrarotbändern sichtbar. Hier ist die entfaltete  $0.05''/\text{Pixel}$ - $K'$ -Band-Karte gezeigt, geglättet mit einer  $0.3''$ -Gauß-Funktion. Die niedrigste Kontourlinie liegt bei  $\mu_{K'} = 19.6 \text{ mag}/\square''$  und der Abstand der Kontourlinien ist  $0.3 \text{ mag}/\square''$ . Der Koordinatenursprung markiert das Signalmaximum der Quelle *a*.

Tab. 3.4.2 zusammengefaßt. Um zuverlässige Farbinformationen insbesondere für die Quelle *a* zu erhalten, wurden die synthetischen Aperturen zur Flußbestimmung auf  $1.9''$  Durchmesser begrenzt. Die langwelligsten Sharp II+-Daten wurden mit dem  $K'$ -Filter aufgenommen. Deshalb wurde folgende Beziehung benutzt, um diese in für das  $K$ -Band gültige Werte umzuwandeln (Wainscoat und Cowie 1992):

$$K = K' - 0.2(H - K) . \quad (3.13)$$

Für diese Farbkorrektur wurden die Mittelwerte der  $H - K$ -Farben derjenigen Objekte verwendet, die als extragalaktisch identifiziert werden konnten und deren Rotverschiebung nahe dem entsprechenden Wert für den Haufen liegt. Für J1836.3CR beträgt diese mittlere Farbe  $H - K = 0.69$ . Die in Tab. 3.4.2 angegebenen Farben sind Mittelwerte aus unterschiedlichen Aperturgrößen (maximal  $1.9''$  Durchmesser) und zeigen über letztere Variationen  $\leq 0.15 \text{ mag}$ . Insbesondere die Farbe des Kerns der Quelle *a* erscheint weder besonders rot noch blau. Dies deutet darauf hin, daß die Extinktion beziehungsweise der Spektraltyp über diese Quelle nur sehr wenig schwankt.

Die AO-Daten erlauben es, die Helligkeitsverteilung innerhalb einer jeder Galaxie zu analysieren. Abb. 3.16 zeigt die azimuthal gemittelten Helligkeitsprofile der entfalteten Quellen im  $K'$ -Band. Um das Profil von *b* zu bestimmen wurde zuvor ein zentralsymmetrisiertes Bild der Quelle *a* von *a* abgezogen. Dabei kommt auch die Quelle *b2* in unmittelbarer Nähe des Kerns von *a* zum Vorschein (s. Abb. 3.15). Um das Profil von *a* zu ermitteln, wurde zuvor ein Modell von *b2* und *b* gemäß ihrer jeweiligen Profilparameter abgezogen. An die in Flächenhelligkeiten  $\mu = -2.5 \log(I)$  umgerechneten Daten  $I$  wurde ein radialsymmetrisches Modellprofil angepaßt, das sich für normale und kompakte Galaxien allgemein aus einem Sphäroid mit  $r^{1/4}$ -Helligkeitsabfall (de Vaucouleurs 1959) sowie einer Scheibe mit exponentiellem Helligkeitsabfall



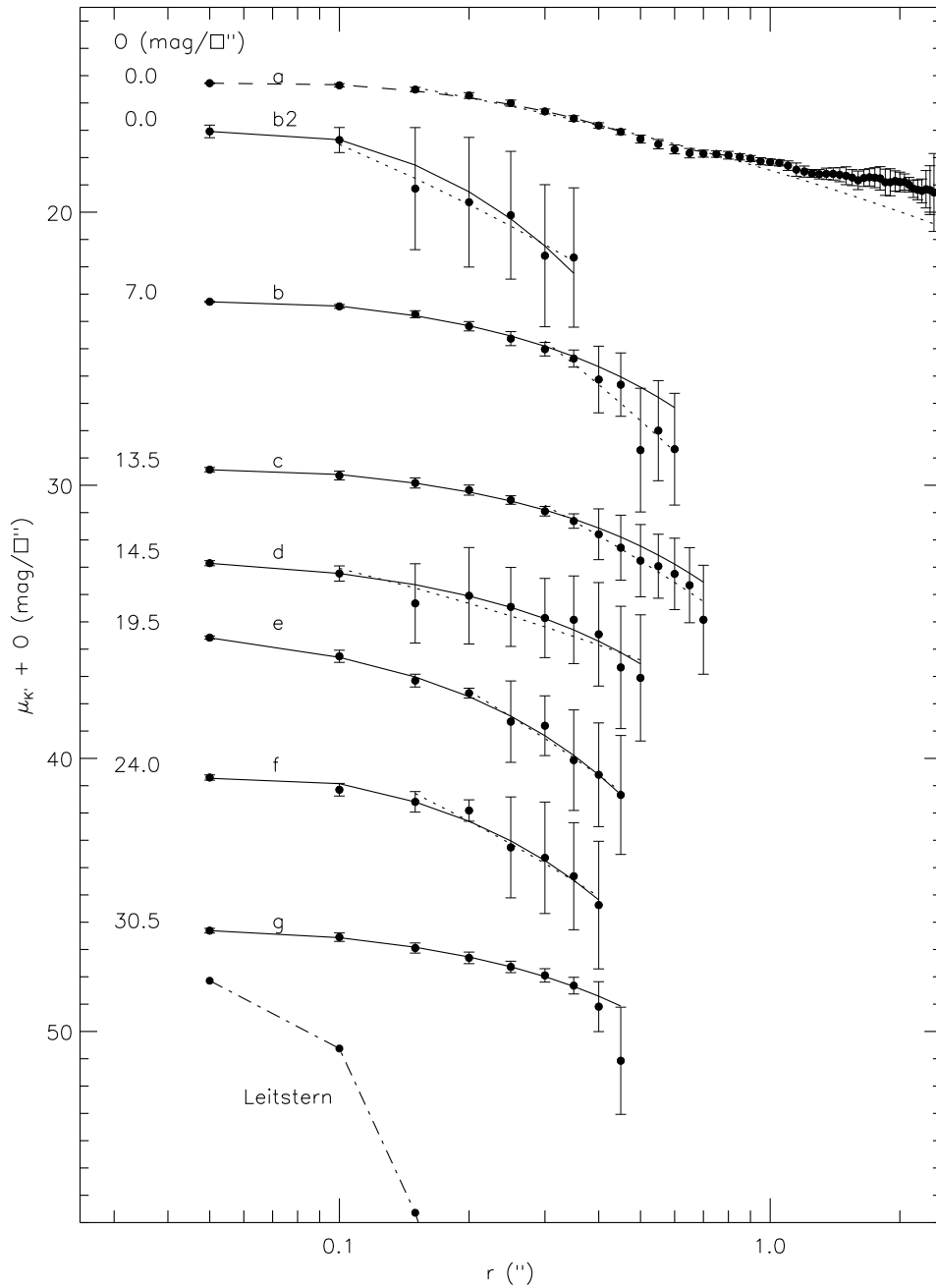


Abbildung 3.16: Azimutal gemittelte Profile der Flächenhelligkeit  $\mu$  der Quellen  $a, b2, b - g$  in J1836.3CR aus den entfalteten ADONIS/SHARP II+-Daten im  $K'$ -Band bei  $0.10''/\text{Pixel}$  Abbildungsmaßstab, kubisch interpoliert auf die doppelte Auflösung. Die eingetragenen Fehler sind die Standardabweichungen entlang eines jeden Rings mit Radius  $r$ . Die durchgezogene Linie stellt das jeweilige Modellprofil unter Berücksichtigung aller Datenpunkte einer einzelnen Galaxie dar, Die entsprechenden Parameter sind in Tab. 3.4.2 angegeben. Punktirt eingezeichnet sind angefittete De-Vaucouleurs-Profile, die sich mit Ausnahme der Quelle  $a$  nur in den Randbereichen der Galaxien an die Daten angleichen lassen. Gestrichelt ist das Modellprofil jeweils für den inneren und äußeren Bereich von  $a$  eingetragen. Das Profil der Quelle  $b$  wurde nach der Subtraktion von  $a$  bestimmt. Dann kommt auch die Quelle  $b2$  in  $0.2''$  Abstand von  $a$  deutlich zum Vorschein. Das Profil von  $a$  wurde nach der Subtraktion von  $b$  und  $b2$  ermittelt. Zum Vergleich ist auch das innerste Profil des mit sich selbst entfalteten AO-Leitsterns gezeigt.

Quelle	$J$	$H$	$K$	$J - H$	$H - K$
a	17.10	16.20	15.30	0.90	0.90
b2	19.59	18.64	17.89	0.94	0.77
b	20.23	19.30	18.43	0.93	0.87
c	19.02	18.08	17.25	0.95	0.82
d	20.85	19.70	18.75	1.15	0.95
e	20.35	19.10	17.90	1.25	1.20
f	20.20	18.80	17.60	1.40	1.20
g	19.10	18.25	17.50	0.85	0.75

Tabelle 3.6: Ergebnisse der synthetischen Apertur-Photometrie am Zentrum von J1836.3CR. Die mittleren photometrischen Fehler betragen  $\pm 0.10$  mag im H- und K-Band beziehungsweise  $\pm 0.15$  mag im J-Band. Die Bezeichnung der in allen drei Bändern sichtbaren Quellen entspricht derjenigen in Abb. 3.13. Alle Quellen sind mit ADONIS/SHARP II+ räumlich aufgelöst worden.

und einem scharfen inneren Abschneideradius (Kormendy 1977) zusammensetzen läßt:

$$I(r) = I(0)10^{-3.33[(r/r_0)^{1/4} - 1]} + I_S(0) \exp[-\alpha r + (\beta/r)^n]. \quad (3.14)$$

Die erste Glied auf der rechten Seite der letzten Gleichung beschreibt das Sphäroid der zentralen Verdickung (zentrale Intensität  $I(0)$  und Skalenlänge  $r_0$ ), der letzte Term die Scheibe mit der zentralen Intensität  $I_S(0)$ , der Skalenlänge  $1/\alpha$  und dem inneren Abschneideradius  $\beta$ , innerhalb dem der Bulge das Helligkeitsprofil dominiert. Es sei bemerkt, daß sich das De-Vaucouleurs-Profil im Gegensatz zur exponentiell abklingenden Scheibenhelligkeit physikalisch nicht begründen läßt und nur verwendet wird, weil sich damit die Eigenschaften normaler Galaxien durch nur zwei Parameter beschreiben lassen.

Wie aus Abb. 3.16 ersichtlich ist, sind die gemessenen Helligkeitsverläufe aller Quellen bei kleinen Radien bereits nahezu konstant. Dies deutet darauf hin, daß die Objekte keine typischen elliptische Galaxien darstellen, wie man sie in galaxienarmen Haufen üblicherweise unter den hellsten Mitgliedern findet (Thuan und Romanishin 1981). In der Tat würden sich die Helligkeitsverläufe nur bei großen Radien durch ein De-Vaucouleurs-Profil beschreiben lassen können. Ein Fit auf Grundlage aller Datenpunkte einer Quelle legt eine Identifikation aller Objekte mit Ausnahme der hellsten Quelle *a* als Spiralen nahe. Die zentrale Verdickung in den Spiralen konnte nicht nachgewiesen werden. Hier ist die Beugungsgrenze des 3.6-m-Teleskops im Wellenlängen-Band mit der besten AO-Korrektur nicht ausreichend, um verlässliche Aussagen über die genaue Skalenlänge und den Beitrag des Galaxienbulge zur Zentralhelligkeit zu machen. Die Helligkeit des natürlichen AO-Leitsterns läßt bei kürzeren Wellenlänge leider keine höhere räumliche Auflösung zu, weil die erreichbare Strehl-Zahl zu niedrig für eine nachträgliche Entfaltung an die entsprechende volle Beugungsgrenze ist. In Tab. 3.4.2 ist deshalb nur die unter Berücksichtigung der letzten beiden Terme in Gl. (3.14) gewonnene exponentielle Skalenlänge, die zentrale Helligkeit und der innere Abscheideradius für jede Galaxienscheibe aufgeführt. Aus den mit der Leitstern-PSF entfalteteten K'-Band-Aufnahmen und Modellfits mit der vollständigen rechten Seite von Gl. (3.14) kann nur eine obere Grenze für die Bulge-Skalenlänge angegeben werden: Mit Ausnahme der Quellen *b* und *e* ist  $r_0 < 0.6$  kpc, ansonsten ist  $r_0 < 0.9$  kpc. Für das bei großen Radien angegliche De-Vaucouleurs-Profil liegt  $r_0$  für die Quellen *b* – *f* im Bereich von 0.1 kpc (Quelle *b*) bis 2 kpc (*d*).

Die Quelle *a* zeigt nach Abb. 3.16 das Profil einer cD-Galaxie (das heißt einer Riesen-D-Galaxie), wie sie für das Zentrum von galaxienreichen Haufen typisch ist. Im Gegensatz zur hellsten Galaxie galaxienarmer Haufen, bei denen sich das Helligkeitsprofil als das einer Riesen-Elliptischen beschreiben läßt (Morgan, Kayser und White 1975, Albert, White und Morgan 1977), weisen die jeweils hellsten Mitglieder in reichen Haufen eine zusätzliche einhüllende Komponente auf, die das Helligkeitsprofil bei großen Abständen nochmals ansteigen läßt, das Profil insgesamt also flacher gegenüber einem  $r^{1/4}$ -Abfall macht (Oemler 1976, Dressler 1979). Letzteres beobachtet man im Fall der Quelle *a* in J1836.3CR. Nur der Bereich zwischen 0.2 bis 0.6" des gezeigten

Quelle	$1/\alpha$ (kpc)	$\beta$ (kpc)	$\mu_S(0)$ mag/□"
a	1.79	0.24	14.80
b2	0.45	0.25	15.25
b	1.19	0.25	15.65
c	1.35	0.23	15.42
d	1.08	0.15	17.89
e	0.62	0.06	15.36
f	0.62	0.33	15.40
g	1.24	0.20	15.32

Tabelle 3.7: Ergebnisse des Modellfits für die Scheibenparameter der untersuchten Galaxien in J1836.3CR. Angegeben sind jeweils die exponentielle Skalenlänge  $1/\alpha$  (mittlerer Fehler 0.13 kpc), der innere Abschneideradius  $\beta$  (mittlerer Fehler 0.09 kpc) sowie die dazugehörige zentrale Flächenhelligkeit  $\mu_S(0) = -2.5 \log[I_S(0)]$  der Scheibe im  $K'$ -Band. Im Fall der Quelle *a* beziehen sich die Angaben auf die vollständig inneren 0.6" des Helligkeitsprofils. Nur zwischen 0.2" und 0.6" kann bei dieser Quelle ein De-Vaucouleurs-Profil mit  $r_0 = 9.11$  kpc und  $\mu_{K'} = -2.5 \log[I(0)] = 18.72$  mag/□" an die Daten angepaßt werden.

Helligkeitsprofils läßt sich am besten (das heißt reduzierter  $\chi^2$ -Wert nach der Methode der kleinsten Quadrate am nächsten bei eins) durch ein De-Vaucouleurs-Profil mit  $r_0 = 9.11$  kpc und  $\mu_{K'}(0) = 18.72$  mag/□" beschreiben. Die Größe dieser Skalenlänge ist konsistent mit den kleinsten Skalenlängen, die Oemler (1976) für die De-Vaucouleurs-Profile der Zentralbereiche von cD-Galaxien in reichen Abell-Haufen gefunden hat. Die Tatsache, daß der Betrag von  $r_0$  im Vergleich relativ klein ist, mag durch die Beobachtungstechnik beziehungsweise die Entfaltung an das Beugungslimit zu erklären sein. Daß die Eigenschaften der Quelle *a* der einer cD-Galaxie eines galaxienreichen und nicht galaxienarmen Haufens entsprechen, wird durch den Betrag der De-Vaucouleurs-Skalenlänge nochmals bestätigt. Nach Thuan und Romanishin (1981) ist die Helligkeitsverteilung in den Zentralbereichen der jeweils hellsten Galaxien in armen Haufen diffuser als diejenige von cD-Galaxien in reichen Haufen.

Nimmt man für die Geschwindigkeitsdispersion im Zentralbereich von *a* einen Wert von  $\sigma \approx 400$  km s<sup>-1</sup> an, wie er typischerweise für das Zentrum von cD-Galaxien gefunden wird (Dressler 1979, Malumuth und Kirshner 1981, Tonry und Davis 1981), läßt sich die Masse der zentralen Komponente in *a* abschätzen. Das Masse-zu-Leuchtkraft-Verhältnis ist nach Tonry (1980) für eine Galaxie, deren Helligkeitsprofil durch das De-Vaucouleurs-Gesetz beschrieben werden kann, gegeben durch:

$$\frac{M}{L} = \frac{3\sigma^2 r_0}{0.33GL}, \quad (3.15)$$

mit  $G$  als der Gravitationskonstante. Für die Quelle *a* (ausschließlich der einhüllenden Komponente und der den Doppelkern verursachenden Quelle *b2*) ist  $r_0 = 9.113$  kpc und  $L_K = 2 \times 10^{10} L_\odot$ . Damit läßt sich für die zentrale Komponente von *a*  $M/L_K \approx 150 M_\odot L_\odot^{-1}$  beziehungsweise  $M \approx 3 \times 10^{12} M_\odot$  abschätzen. Dieser Massenbetrag ist – wie schon die Skalenlänge klein ist im Vergleich zum mittleren Radius anderer cD-Galaxien in reichen Haufen – kleiner als die von Jenner (1974) gefundene Masse von etwa  $10^{13} M_\odot$  pro elliptischem Kernelement von cD-Galaxien mit Doppelkernen. Mit  $V - K \approx 2$  mag und  $B - V \approx 1$  mag (Lang 1974) sowie der Beziehung  $L_B(L_\odot) = 1.98 \times 10^4 D_L(\text{Mpc})^2 S_B(\text{mJy})$  folgt die Abschätzung  $M/L_B \approx 18 M_\odot L_\odot^{-1}$ . Dieser Wert liegt im Bereich der kleinsten  $M/L_B$ -Beträge, die Tonry (1980) für seine Auswahl normaler elliptischer Galaxien gefunden hat. Die zentrale Flächenhelligkeit der elliptischen Komponente von *a* ist mit  $\mu_{K'}(0) = 18.86$  mag/□" ebenfalls vergleichbar mit derjenigen von normalen elliptischen Galaxien. Nach Kormendy (1977) ist die zentrale Flächenhelligkeit von normalen Elliptischen im Blauen eine enge Funktion des effektiven De-Vaucouleurs-Radius, mit einer Dispersion kleiner als 0.38 mag/□":

$$\mu_B(0) = 3.28 \log r_0(\text{kpc}) + 19.45 \text{ mag/□}'' . \quad (3.16)$$

Für  $r_0 = 9.11$  kpc sagt die Relation  $\mu_B(0) = 22.59 \text{ mag}/\square''$  voraus. Die Differenz zum gemessenen Wert  $\mu_B(0) = 21.86 \text{ mag}/\square''$  (unter der Annahme  $B - K \approx 3 \text{ mag}$ ) ist vom Betrag und Vorzeichen ähnlich derjenigen, wie sie Oemler (1976) für die jeweils hellste Galaxie in galaxienreichen Haufen gefunden hat.

Berücksichtigt man bei Quelle  $a$  alle (das heißt auch die innersten beiden) Profilpunkte bis zu einem Abstand von insgesamt  $0.6''$  ist (wie bei den anderen Quellen über die gesamte Ausdehnung) der Fit einer abschneidenden Exponential-Scheibe am besten. Für Abstände größer als etwa  $0.65''$ , bei denen das Profil beginnt weniger steil abzufallen, läßt sich am besten ein Fit nach dem verallgemeinerten De-Vaucouleur-Gesetz (Sersic 1968) anbringen, daß heißt ein Profil der Form  $\mu \propto r^{1/n}$ . Letzteres entspricht für  $n = 1$  einer exponentiellen Scheibe, für  $n = 4$  dem üblichen De-Vaucouleur-Gesetz, für  $n \rightarrow \infty$  einem Potenz-Abfall mit Index  $-2$ . In einer Untersuchung von 119 Abell-Haufen haben Graham et al. (1996) gefunden, daß die Verteilung der Oberflächenhelligkeit der jeweils hellsten Haufenmitglieder insbesondere bei großen Radien gut durch ein solches Profil beschrieben werden kann. Für den äußeren Bereich der Helligkeitsverteilung von Quelle  $a$  in J1836.3CR ist der beste Fit ein solcher mit  $n = 8$ . Dieser Wert ist konsistent mit der Beobachtung von Graham et al. (1996), daß die von ihnen untersuchten jeweils hellsten Mitglieder in einer Auswahl von Abell-Haufen einen Betrag für  $n$  größer als vier aufweisen. Auf die Konsequenzen für die vermutliche Entstehungsgeschichte der Quelle  $a$ , wie sie aus der gemessenen Helligkeitsverteilung und der unmittelbaren Umgebung von  $a$  geschlossen werden kann, wird in Kap. 3.5.3 eingegangen.

Auffallend bei den Quellen  $b_2$ ,  $b$  und  $c$  (welche der Quelle  $a$  am nächsten zu stehen scheinen) ist, daß die Standardabweichung entlang eines Profilrings in den Randbereichen der Galaxie plötzlich ansteigt und sich anschließend nahezu konstant innerhalb des Hintergrundrauschens fortsetzt. Ein ähnliches Verhalten ist auch bei den Quellen  $d - f$  festzustellen. Einzig bei der am weitesten von  $a$  entfernten Quelle  $g$  nimmt die Varianz entlang der Profilringe glatter mit sinkender Signalstärke ab. Dies mag bei den innersten Quellen als ein Hinweis auf eine dynamisch gestörte Scheibe zu verstehen sein.

Der Vergleich der Galaxienfarben mit denjenigen, die man aus einem stellaren Populationsmodell für die Rotverschiebung von J1836.3CR erhält (s. Diskussion in Kap. 3.5.2) legen eine Identifikation der Quellen  $e$  und  $f$  als nicht zum Haufen gehörende, weiter rotverschobene Galaxien nahe. Unabhängig davon, ob man diese beiden Quellen mit betrachtet, deutet sich sowohl bei den Nahinfrarot-Farben als auch bei der Skalenlänge  $1/\alpha$  der Quellen kein radialer Abfall mit dem projizierten Abstand von der hellsten Quelle  $a$  an (s. Abb. 3.17).

Bemerkenswert in Abb. 3.14 ist die Orientierung der individuellen und kollektiven Helligkeitsverteilung in die ungefähre Ost-West-Richtung. Ein elliptischer Isophoten-Fit an die Quelle  $a$  ergibt über einen Abstand von  $0.1$  bis  $4.5''$  einen mittleren Positionswinkel der großen Halbachse von  $108^\circ$  (Quelle  $b$  und  $b_2$  subtrahiert). Der mittlere Positionswinkel der individuellen Helligkeitsverteilung von Quelle  $b$  und  $c$  über ihre gesamte Ausdehnung beträgt  $85^\circ$ . Der mittlere Orientierungsvektor, der sich aus dem Positionswinkel der Schwerpunktspositionen der Quellen  $b_2$ ,  $b$ ,  $c$  und  $d$  relativ zu  $a$  ergibt, weist einen Positionswinkel von  $86^\circ$  auf. Diese bevorzugte Orientierung setzt sich auch auf größeren Skalen fort. Die drei von Couch et al. (1991) in seiner Durchmusterung als zum Haufen gehörig identifizierten Galaxien haben am Himmel einen maximalen Abstand von  $1.9'$  (entsprechend  $750$  kpc). Ihr Orientierungsvektor zur Quelle  $a$  besitzt einen mittleren Positionswinkel von  $105^\circ$ . In Kap. 3.5.3 wird auf eine möglichen Ursache dieser bevorzugten Ausrichtung eingegangen.

### 3.4.3 Das Feld um PKS0743-006

In Abb. 3.18 ist das mit ADONIS/SHARP II+ bei  $0.10''/\text{Pixel}$  Abbildungsmaßstab gewonnene  $K^2$ -Band-Bild des Feldes um PKS0743-006 dargestellt. Der Leitstern ist im Bild mit  $LS$  bezeichnet, der Quasar mit  $Q$ . Insgesamt fünf weitere Quellen  $a - e$  sind in diesem Band und auch im H- und J-Band auszumachen. In Abb. 3.19 ist das unmittelbare Feld um das quasistellare Objekt (QSO) im  $K^2$ -Band, aufgenommen mit einem Pixel-Maßstab von  $0.05''/\text{Pixel}$ , dargestellt. Die Strehl-Zahlen in den korrigierten Aufnahmen sind vergleichbar mit denjenigen im Fall der

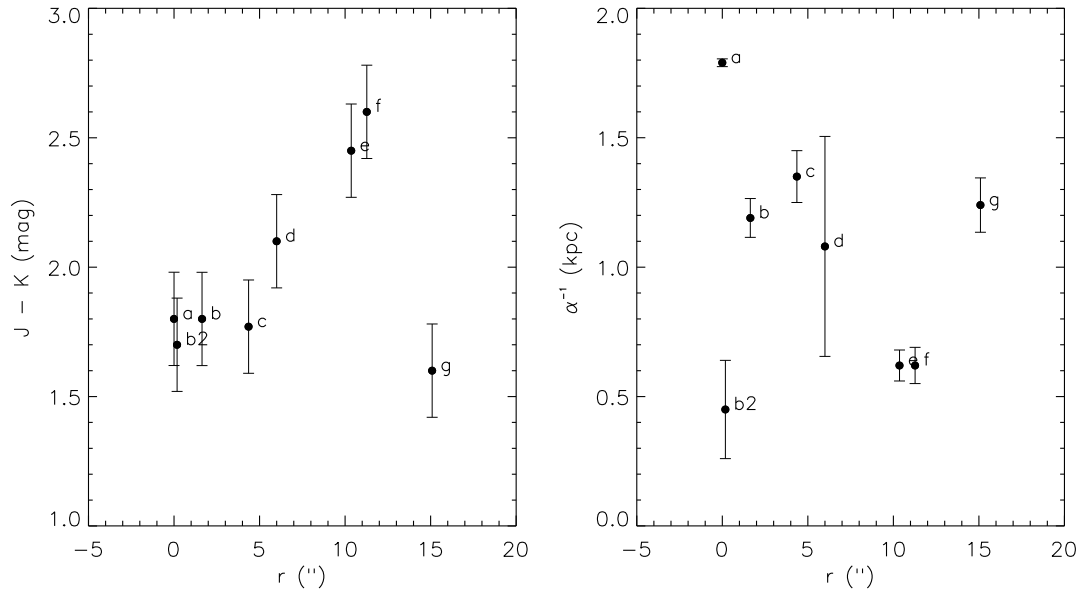


Abbildung 3.17:  $J - K$ -Farbe und Scheibenskalenlänge der untersuchten Quellen in J1836.3CR als Funktion des projizierten Abstandes  $r$  von der hellsten Quelle.

Beobachtung von J1836.3CR. Die  $5\sigma$ -Nachweisgrenze im  $K'$ -Band für kompakte Quellen (mit einer Ausdehnung von  $0.2''$  vor der Faltung mit der PSF) beträgt etwa 20.0 mag und 20.5 mag bei einem Pixel-Maßstab von  $0.05''/\text{Pixel}$  beziehungsweise  $0.10''/\text{Pixel}$ .

Unterschiede aufgrund des veränderlichen Seeing in den in einem zeitlichen Abstand aufgenommenen Leitstern-PSFs sind nur auf kleinräumigen Skalen (kleiner als etwa eine zehntel Bogensekunde) beobachtbar. Die Signalvariationen liegen dabei im Bereich von einigen Prozent. Auf den größeren Skalenlängen reproduziert sich die PSF in den verschiedenen Aufnahmen einer Nacht sehr gut. Das zeitliche Mittel der getrennt aufgenommenen Leitstern-Bilder ist deshalb nur eine gute Abschätzung für die instrumentelle PSF für Skalenlängen größer als etwa eine zehntel Bogensekunde. Damit ist es zwar möglich, für im Feld isoliert stehende Objekte zu entscheiden ob eine Quelle innerhalb des isoplanatischen Winkels räumlich aufgelöst wurde. Für schwache Objekte in unmittelbarer Nähe hellerer Quellen (etwa im Fall der den Quasar beheimatenden Galaxie) macht das Fehlen einer zeitlich simultan gemessenen PSF die sichere Identifikation solcher Objekte sehr schwierig (s. unten). Ein künstlicher Leitstern kann dieses Problem bei zukünftigen Untersuchungen verringern.

Das Ergebnis der Apertur-Photometrie an den Quellen im Feld um PKS0743-006 ist in Tab. 3.4.3 zusammengefaßt. In Abb. 3.26 ist das resultierende Zwei-Farbendiagramm dargestellt. Die analog wie im Fall von J1836.3CR angebrachte Farbkorrektur zur Umwandlung der  $K'$ -Band-Daten in die entsprechenden Werte für das  $K$ -Band (s. Kap. 3.4.2) basiert auf der für die Haufenmitglieder gültigen mittleren Farbe  $H - K = 0.55$ . Nicht alle Objekte im Feld haben Farben von hochrotverschobenen Galaxien. Zwei Quellen ( $e$  und  $c$ ) weisen die Farben von lokalen Riesen beziehungsweise Zwergsternen auf, und scheinen zudem räumlich unaufgelöst zu sein.

Während das QSO beim einfachen Vergleich radialer und tangentialer Schnitte relativ zur Position des Leitsterns unaufgelöst erscheint, ist Quelle  $a$  gleichermaßen in allen drei Bändern ausge dehnt. Das heißt ein anisoplanatischer Effekt (der zudem am stärksten in Richtung des Leitsterns ausgeprägt wäre) kann als Ursache mit großer Sicherheit ausgeschlossen werden. Quadratische Entfaltung dieser Quelle mit der PSF des unaufgelösten Quasars liefert eine entfaltete Ausdehnung von  $0.22'' \times 0.16''$  bei einem Positionswinkel von  $45^\circ$ . Bei  $z = 0.994$  entspricht dies einer linearen Ausdehnung von  $1.9 \times 1.4$  kpc. Aus dem azimuthal gemittelten Profil bestimmt sich die

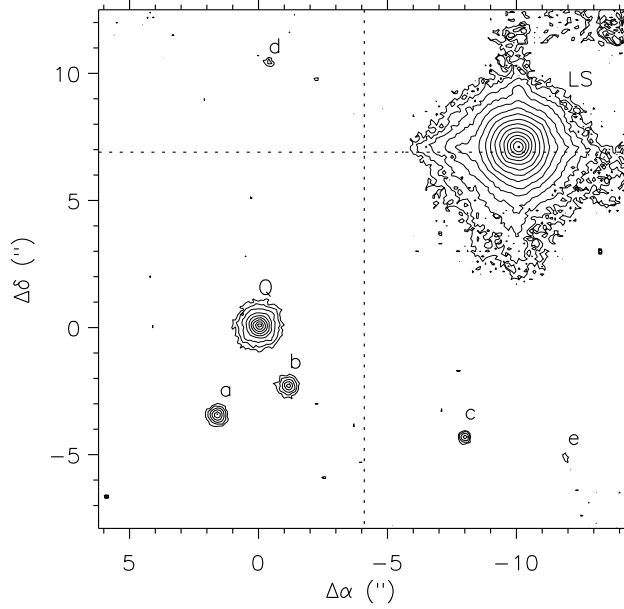


Abbildung 3.18: Mit ADONIS/SHARP II+ und  $0.10''/\text{Pixel}$ -Abbildungsmaßstab gewonnene  $K'$ -Band-Karte des Feldes um PKS0743-006. Die Winkelauflösung beträgt  $0.2''$ . Der niedrigsten Kontourlinie entspricht  $\mu_{K'} = 18.5 \text{ mag}/\square''$  und der Abstand der Kontourlinien beträgt  $0.6 \text{ mag}/\square''$ . Innerhalb des punktierten Bereichs um das QSO ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Mosaiks maximal.

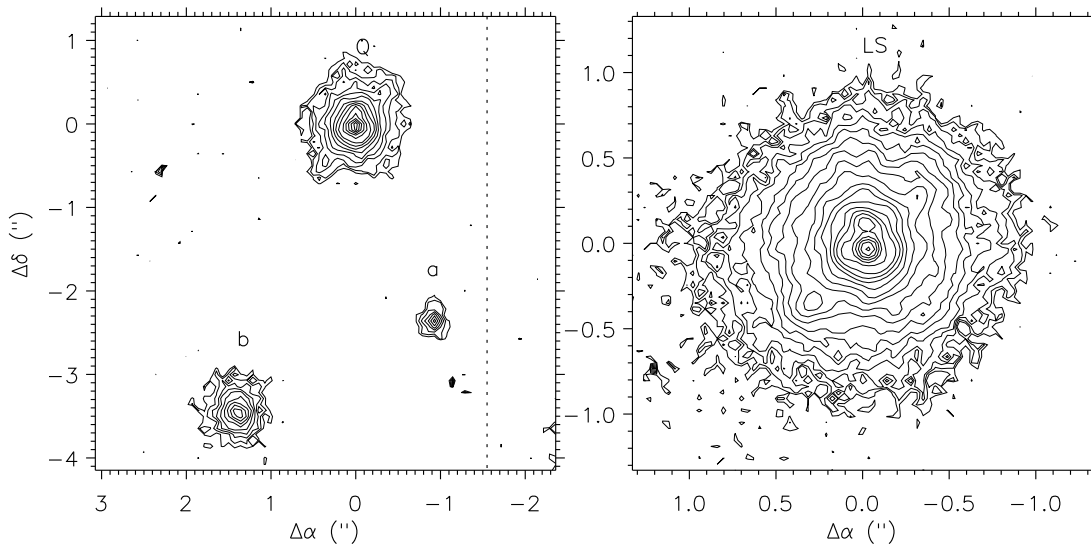


Abbildung 3.19: Rechts: Unmittelbare Umgebung des Quasars PKS0743-006 im  $K'$ -Band, aufgenommen mit  $0.05''/\text{Pixel}$ -Abbildungsmaßstab und einer Winkelauflösung von  $0.15''$ . Der niedrigsten Kontourlinie entspricht  $\mu_{K'} = 17.9 \text{ mag}/\square''$  und der Abstand der Kontourlinien beträgt  $0.35 \text{ mag}/\square''$ . Die diametral zum QSO unter einem Positionswinkel von  $45^\circ$  beziehungsweise  $225^\circ$  und einem Abstand von etwa  $0.5''$  stehenden Anhängsel sowie die Kleeblatt-Struktur unmittelbar um das Signalmaximum sind Artefakte der AO-Korrektur, da sie ebenfalls im Bild der Leitstern-PSF (links) zu sehen sind.

Quelle	Typ	$J$	$H$	$K$	$J - H$	$H - K$
LS	Leitstern	11.05	10.95	10.09	-0.05	-0.05
Q	QSO	15.80	15.53	14.90	0.27	0.66
a	Galaxie	17.65	17.12	16.60	0.53	0.55
b	Galaxie	17.74	17.39	16.84	0.35	0.58
c	Stern	17.50	16.85	16.50	0.65	0.38
d	Galaxie	20.53	20.35	19.84	0.18	0.54
e	Stern	20.77	20.06	19.79	0.71	0.30

Tabelle 3.8: Ergebnisse der Apertur-Photometrie an den mit ADONIS/SHARP II+ im Feld um PKS0743-006 beobachteten Quellen. Die mittleren photometrischen Fehler betragen  $\pm 0.10$  mag im H- und K-Band beziehungsweise  $\pm 0.15$  mag im J-Band. Die Bezeichnung der Quellen lehnt sich an diejenige in Abb. 3.18 an. In der zweiten Spalte ist die wahrscheinlichste Identifikation der Quellen anhand ihrer Ausdehnung und Farben notiert.

Skalenlänge der Scheibe nach Gl. (3.14) zu  $\alpha^{-1} = 0.9$  kpc ( $\beta = 0.1$  kpc,  $\mu_S(0) = 14.0$  mag/□" in K'). Die Ausdehnung der Quelle a, ihr geringer scheinbarer Abstand zum Quasar, und ihre Farbe machen dieses Objekt zum besten (aber nicht einzigen) Kandidaten einer mit dem QSO assoziierten Haufengalaxie.

### 3.4.3.1 Die Host-Galaxie von PKS0743-006

Wichtig für die Interpretation der Sternstehungsaktivität im Quasar PKS0743-006 selbst ist es, möglichst genau zu verstehen, wie die Beiträge des aktiven Kerns und der unterliegenden Galaxie sich zum gemessenen Gesamtfluß aus dem Quasar verhalten. Auf diese Fragestellung soll in diesem Abschnitt eingegangen werden. Dabei werden zunächst die hier angewandten Methoden zur Bestimmung der Eigenschaften der unterliegenden Galaxie (im folgenden als Host-Galaxie bezeichnet) beschrieben und anschließend die Ergebnisse für den Quasar PKS0743-006 dargestellt.

Um die Eigenschaften der den Quasar beheimatenden Galaxie studieren zu können, muß zunächst der Beitrag des Quasarkerns zum Bild des QSOs entfernt werden. Dazu bieten sich mehrere Methoden an: Die Subtraktion einer geeigneten PSF, der Fit von Modellfunktionen an das QSO-Bild, sowie das Filtern der Beobachtung mit Modellbildern. Im Folgenden werden diese Methoden näher beschrieben und erklärt, warum der ein-dimensionalen Analyse eine zwei-dimensionale Analyse vorzuziehen ist, und weshalb die Kreuzkorrelation bei Bildern mit geringem Signal-zu-Rausch-Verhältnis den bei einer zwei-dimensionalen Untersuchung erforderlichen hohen Rechenaufwand in Grenzen halten kann. Dabei wird jeweils von den einfachst möglichen Annahmen zur physikalischen Struktur eines QSO-Bildes ausgegangen.

- Subtraktion einer stellaren PSF: Diese Methode ist insofern modellunabhängig, als das einzig angenommen wird, daß eine stellare PSF, die zeitlich und räumlich korreliert mit dem QSO aufgenommen wurde, die PSF des Kernbereichs des QSOs in ausreichender Näherung beschreibt. Durch Vergleich beider PSFs kann man zunächst überprüfen, ob das QSO überhaupt räumlich aufgelöst wurde. Eine untere Grenze für die Ausdehnung des QSOs erhält man, indem man die volle Halbwertsbreite derjenigen Gauß-Funktion bestimmt, die gefaltet mit der stellaren PSF, innerhalb der Fehler mit dem QSO übereinstimmt. Hat man das QSO räumlich aufgelöst, kann mittels einer PSF-Subtraktion die Helligkeit der Host-Galaxie abgeschätzt werden, und eingeschränkt können auch Informationen über deren Morphologie gewonnen werden.

Obige Vergleiche beziehungsweise Subtraktionen können auf einer ein- oder zwei-dimensionalen Basis durchgeführt werden. Um eine ein-dimensionale Darstellung der Oberflächenhelligkeit zu erhalten, wird zunächst ein radiales Helligkeitsprofil aus dem Bild des QSO,  $p_{QSO}(r)$ , und der stellaren PSF,  $p_{PSF}(r)$ , erstellt. Dies kann über einen Schnitt durch das Zentrum des Bildes oder durch eine azimutale Mittelung, etwa entlang kreisförmiger

Ringe, jeweils zentriert auf den Schwerpunkt, oder entlang der Isophoten der Flächenhelligkeit erfolgen. Zum Fehler im ermittelten Helligkeitsprofil trägt dann neben der Varianz im Himmelshintergrund,  $\sigma_H^2$ , die Varianz des Signals entlang der zur Mittelung herangezogenen Ellipsen,  $\sigma_{QSO}^2$ , bei. Die Differenz der so erhaltenen Profile kann nun mittels einer  $\chi^2$ -Analyse minimiert werden, das heißt man sucht den Bruchteil  $b$  der QSO-Gesamthelligkeit  $S_{QSO,t}$ , die den reduzierten  $\chi^2$ -Wert

$$\chi_\nu^2 = \frac{1}{r-1} \sum_r \frac{[p_{QSO}(r) - b S_{QSO,t} p_{PSF}(r)]^2}{\sigma_{QSO}(r)^2 + \sigma_H^2} \quad (3.17)$$

minimiert. Dabei indiziert  $r$  die Ellipse, entlang derer der zugehörige Profilwert berechnet wurde. Hier und im folgenden wird vorausgesetzt, daß der gesamte in der PSF enthaltene Fluß auf eins normiert ist. Der gesamte Fluß in der ermittelten Differenz ist eine untere Grenze für die Helligkeit der Host-Galaxie, da der Zentralbereich im Zuge der Minimierung immer übersubtrahiert wird. Um Informationen über die Morphologie der Host-Galaxie zu erhalten, können an das Differenzprofil ab dem Radius, vom dem ab dieses monoton abzufallen beginnt, typische Helligkeitsprofile verschiedener Galaxientypen angepaßt werden. Letzters ist aber im ein-dimensionalen Fall mit einer Schwierigkeit verbunden, da wegen des unbekanntes Blickwinkels, unter dem das QSO gesehen wird, der Mittelwert entlang einer Isophote in der Regel nicht einfach die Summe der Beiträge von Galaxie und QSO-Kern ist. Im allgemeinen wird vielmehr das Profil die Galaxie runder, und den Quasarkern länglicher erscheinen lassen, da die Mittelung entlang einer Isophote mit gegebener Halbachse Punkte erfassen wird, die für die Galaxie eigentlich bei einer größeren und für den QSO-Kern bei einer kleineren Halbachse als der angenommenen liegen.

Ein Fit der zwei-dimensionalen stellaren PSF an den QSO-Kern kann zum Beispiel mit der Simplexmethode zur quadratischen Optimierung (Press et al. 1995) durchgeführt werden. Anschließend kann ein  $\chi^2$ -Fit eines Galaxien-Modells an das Bild nach der Subtraktion des Quasarkerns analog der im nächsten Punkt beschriebenen Methode vorgenommen werden. Gegenüber der ein-dimensionalen Betrachtung kann aber hier ein  $\chi^2$ -Test für die Güte des Fits grundsätzlich verlässlicher zwischen Modellen unterscheiden. Denn beim azimutalen Mitteln werden mit zunehmenden Abstand vom Zentrum immer mehr Bildelemente zu einem einzigen zusammengefaßt. Je kleiner aber die Anzahl der Freiheitsgrade für den Fit, desto größer muß die Abweichung des Bildes vom Modell pro Freiheitsgrad sein, um innerhalb eines gegebenen Vertrauensbereichs zwischen verschiedenen Modellen unterscheiden zu können. Deshalb ist ein zwei-dimensionaler Vergleich auf einer Pixel-zu-Pixel Basis dem ein-dimensionalen Vergleich von Profilen grundsätzlich vorzuziehen. Natürlich muß beim Modellieren weiterhin berücksichtigt werden, daß die Host-Galaxie unter einer zunächst unbekanntes Orientierung gesehen wird.

- Fit von Modellfunktionen: Die Helligkeitsverteilung  $S(x, y)$  des QSO-Bildes wird mittels eines  $\chi^2$ -Fits in eine Quasarkomponente und eine Galaxienkomponente zerlegt. Im einfachsten Fall sind vier freie Parameter zu bestimmen: Zunächst unter derselben Annahme wie bei der zuvor vorgestellten Methode der Bruchteil  $b$  an der QSO-Gesamthelligkeit. Geht man desweiteren von einer glatten, das heißt strukturlosen Helligkeitsverteilung der Host-Galaxie aus, folgen noch der Typ des Helligkeitsprofils, sowie dessen Skalenlänge  $a$  und zentrale Intensität  $S_0$  des Modells für die Helligkeitsverteilung der (mit der instrumentellen PSF ungefalteten) Galaxie. Diese Annahmen setzen auch voraus, daß keine helleren Begleitgalaxien in unmittelbarer Nähe des QSO liegen. Die obigen vier gesuchten Parameter zur Charakterisierung der Host-Galaxie folgen nach der Methode der kleinsten Quadrate aus dem Minimum der  $\chi^2$ -Funktion

$$\chi_\nu^2 = \frac{1}{N-3} \sum_{x,y} \frac{[S(x, y) - M(x, y; b, a, S_0)]^2}{\sigma(x, y)^2}, \quad (3.18)$$

wobei das Modell  $M$  gegeben ist durch

$$M(x, y; b, a, S_0) = \sum_{x', y'} G(x', y'; a, S_0) PSF(x - x', y - y') + b S_{QSO,t} PSF(x, y) \quad (3.19)$$



mit  $G$  als der mit der instrumentellen PSF ungefalteten, strukturlosen Helligkeitsverteilung der Modell-Galaxie und  $\sigma(x, y)^2$  als dem Rauschen in Pixel  $(x, y)$ , das im folgenden der Poisson-Statistik genügen soll.

- Kreuzkorrelation mit Modellgalaxien: Um für eine Galaxie die beiden photometrischen Parameter Oberflächenhelligkeit und Skalenlänge der Helligkeitsverteilung zu bestimmen, kann man das beobachtete Bild  $S(x, y)$  auch mit Modellbildern  $M(x, y; b, a, S_0)$  filtern, das heißt den (ohne Einschränkung der Allgemeinheit skalaren) Korrelationskoeffizienten

$$K = \frac{\sum_{x,y} S(x, y) M(x, y; b, a, S_0)}{[\sum_{x,y} S(x, y)^2]^{1/2} [\sum_{x,y} M(x, y; b, a, S_0)^2]^{1/2}} \quad (3.20)$$

bestimmen. Der Korrelationskoeffizient des so gefalteten Bild ist ein globales Maximum unter allen mit verschiedenen Modellen gefalteten Bildern, wenn die Skalenlänge der Helligkeitsverteilung des beobachteten Bildes mit der des Modells übereinstimmt. Dies folgt aus der Schwarzschen Ungleichung  $K \leq 1$ , nach der  $K$  maximal ist, wenn  $S \equiv M$ . Derjenige Wert  $b^*$  für den Skalierungsfaktor, welcher bei gegebenem  $G(x, y; a, S_0)$  den Korrelationskoeffizienten maximiert, kann aus der Forderung  $dK/db = 0$  algebraisch gefunden werden. Mit  $G'(x, y) = \sum_{x', y'} G(x', y'; a, S_0) PSF(x - x', y - y') = G(x, y) \otimes PSF(x, y)$  als der mit der PSF gefalteten Modell-Galaxie folgt mit Gl. (3.20):

$$b^* = - \frac{(G' \otimes G')(S \otimes PSF) - (G' \otimes PSF)(S \otimes G')}{(G' \otimes PSF)(S \otimes PSF) - (PSF \otimes PSF)(S \otimes G')} \quad (3.21)$$

Ermittelt man auf diese Weise zu verschiedenen Skalenlängen den entsprechenden Wert für  $b^*$ , so läßt sich ein Paar  $(a^*, k^*)$  finden, welches das globale Maximum  $K^*$  für den Wert des Korrelationskoeffizienten liefert, und das somit die Lösung für die Skalenlänge und den Anteil des Quasarkerns an der Helligkeitsverteilung der Host-Galaxie ist. Der noch fehlende Wert  $S_0^*$  für die gesuchte zentrale Intensität der Host-Galaxie kann ebenfalls algebraisch ermittelt werden, und zwar aus der Amplitude des mit der Lösung  $M(x, y, b^*, a^*, S_0)$  gefalteten Bildes  $S(x, y)$  gemäß

$$S_0^* = \frac{1}{K^*} \frac{\sum_{x,y} S(x, y) M(-x, -y, b^*, a^*, S_0)}{[\sum_{x,y} M(x, y, b^*, a^*, S_0)^2]^{1/2}} \quad (3.22)$$

$S_0$  ist hier die bekannte, weil willkürlich normalisierte, zentrale Intensität der Modellgalaxien. Der Einfachheit halber wird hier ein konstanter Rauschhintergrund angenommen, was in der Praxis bei der Beobachtung schwacher Quellen gerechtfertigt ist. Gegenüber dem zuvor vorgestellten zwei-dimensionalen Fit von Modellfunktionen nach der Methode der kleinsten Quadrate, ist bei der Kreuzkorrelation ein wichtiger praktischer Vorteil, daß aufgrund der Linearität und Distributivität der Faltung nicht über alle denkbaren Kombinationen der Parameter  $b, a$  (für einen gewissen Typ des Helligkeitsprofils) und  $S_0$  optimiert werden muß. Vielmehr können, wie oben gezeigt wurde, die wahrscheinlichsten Werte für  $b$  und  $S_0$  algebraisch ermittelt werden.

Der QSO PKS0743-006 erscheint in den ADONIS/SHARP II+-Daten räumlich nicht aufgelöst. Ein Fit der zwei-dimensionalen Leitstern-PSF nach der Simplexmethode auf die zentralen  $0.8''$  um den Quasar, bei der auch die Zentrierung der PSF optimiert wurde, liefert einen Skalierungsfaktor für die PSF-Subtraktion von  $b = 0.95$ . Zur Rechnung wurden ausschließlich die Aufnahmen mit  $0.05''$ /Pixel-Abbildungsmaßstab, kubisch interpoliert auf ein viertel der ursprünglichen Pixel-Skala, verwendet. Vor dem Fit wurde der Signalhintergrund des QSO-Bildes dem des PSF-Bildes angepaßt. Dazu wurde jeweils das azimutale gemittelte Quellenprofil in einem Abstand von  $4.5''$  von der Quelle abgezogen. Dieses Vorgehen zur Beseitigung des lokalen Resthintergrundes liefert wegen der guten Himmels- und Instrumentenhintergrund-Subtraktion und Flatfield-Korrektur das gleiche Endresultat wie die Subtraktion eines zwei-dimensionalen Fits an den lokalen Quellenhintergrund vor der Durchführung der Simplexmethode. Die Energiewachstumsfunktion des optimal PSF-subtrahierten QSO-Bildes liefert eine Helligkeit des

Differenzbildes von  $K' = 18.0$  mag innerhalb einer Apertur mit  $0.55''$  Durchmesser. Die hellste Quelle im Differenzbild liegt in etwa  $0.05''$  Abstand vom Ort des QSO-Signalmaximums. Um diese Quelle liegen weitere Knoten auf einem Radius, der dem des ersten Beugungsringes entspricht. Da alle nachgewiesenen Quellen im Differenzbild zudem eine volle Halbwertsbreite kleiner als  $0.15''$  aufweisen, beruhen sie mit großer Sicherheit auf Artefakten, die von der Verarbeitung ungleichzeitiger Aufnahmen des QSOs und der stellaren PSF herrühren. Die optimale Subtraktion einer zeitlich noch weniger korrelierten mittleren PSF (gleicher Leitstern nur in einem noch größeren zeitlichen Abstand vom Zeitpunkt der QSO-Aufnahme verarbeitet) von der QSO-Aufnahme zeigt, daß der Flußunterschied zwischen den beiden PSF-subtrahierten QSO-Bildern etwa so groß ist, wie der Flußunterschied zwischen beiden mittleren PSFs. Das heißt, die hier beobachteten kleinskaligen Unterschiede zwischen QSO- und PSF-Bild sind aller Wahrscheinlichkeit nach Manifeste der Restfehler der AO-Kompensation, die auf den unvermeidlichen Verzögerungen im Regelkreis beruhen. Bei der derzeitigen Auslegung von ADONIS sind solche Artefakte bei natürlichen Leitsternen in mehr als etwa  $5''$  Abstand vom Zielobjekt unvermeidbar.

Unter der Annahme, daß bei PKS0743-006 die unterliegende Galaxie nicht gemessen werden konnte, wurde die Nachweisgrenze für verschiedene Typen von Host-Galaxien untersucht. Dazu wurden mit der gemittelten Leitstern-PSF gefaltete Modell-Galaxien (entweder mit exponentiellem oder  $r^{1/4}$ -Helligkeitsprofil, jeweils in Draufsicht gesehen) mit unterschiedlicher Skalenlänge des Helligkeitsprofils und Gesamthelligkeit dem QSO-Bild überlagert. Anschließend wurde der reduzierte  $\chi^2$ -Wert der besten zwei-dimensionalen PSF-Angleichung in einem Feld von einer Bogensekunde um den Quasar in Abhängigkeit der Gesamthelligkeit der Galaxie bestimmt, mit der Skalenlänge des Helligkeitsprofils als freiem Parameter. Eine Host-Galaxie gilt dann als nachgewiesen, wenn der  $\chi^2$ -Wert des besten PSF-Fits gleich dem zweifachen des asymptotischen  $\chi^2$ -Werts für immer schwächer werdende Host-Galaxien ist. Der Faktor zwei wurde empirisch aus der visuellen Inspektion im Ausgangsbild und aus der Kreuzkorrelation mit dem Modell bestimmt. Damit erhält man die Nachweisgrenze in den Daten für die verschiedenen Modell-Galaxien in Abhängigkeit der Skalenlänge ihrer Helligkeitsprofile. Das Ergebnis (s. Abb. 3.20) ist eine sichere Nachweisgrenze für die unterliegende Galaxie mit Helligkeiten im Bereich von  $K' \approx 16.6 - 16.1$  mag im Fall von elliptischen Galaxien mit Skalenlängen zwischen 1 bis 20 kpc, und im Bereich  $K' \approx 17.2 - 15.4$  mag für Scheibengalaxien mit Skalenlängen zwischen 1 bis 10 kpc. Die Scheibengalaxien sind wegen der Ähnlichkeit des PSF-Kerns mit der angenommenen Helligkeitsverteilung bis auf sehr kompakte Spiralen schwerer nachzuweisen als elliptische Galaxien.

Das Ergebnis der Kreuzkorrelation des Quasarbildes von PKS0743-006 mit Modell-Galaxien ist in Abb. 3.21 gezeigt. Die dazugehörigen  $\chi^2$ -Werte zwischen modelliertem Bild und aufgenommenem Bild zeigen, daß das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu klein ist, um eine eindeutige Aussage über die Morphologie der Host-Galaxie machen zu können. Die Skalenlänge für das nach der Kreuzkorrelation beste elliptische Galaxienmodell ( $r_0 \approx 5.5$  kpc) beziehungsweise beste Spiralenmodell ( $\alpha^{-1} \approx 2.5$  kpc) sind dann nur als beste Anpassung an die PSF-Artefakte zu interpretieren. Auch liefern die zu obigen Skalenlängen gehörenden PSF-Skalierungsfaktoren eine Flußdichte in dem durch Kreuzkorrelation vom QSO-Kern bereinigten Differenzbild von  $K' \approx 17.8$  innerhalb einer Apertur mit  $0.5''$  Durchmesser für beide Galaxientypen. Dieser Wert ist ähnlich dem Restfluß, wie er im Fall der weiter oben beschriebenen PSF-Angleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate gewonnen wurde. Die auf der Suche nach der Quasar-Hostgalaxie als negativ interpretierten Resultate unterstreichen nochmals, wie wichtig es für zukünftige Beobachtungen ist, die PSF gleichzeitig mit dem Zielobjekt zu messen (etwa indem die instantane PSF aus den WFS-Daten rekonstruiert wird), damit tiefere Nachweisgrenzen erreicht werden können.

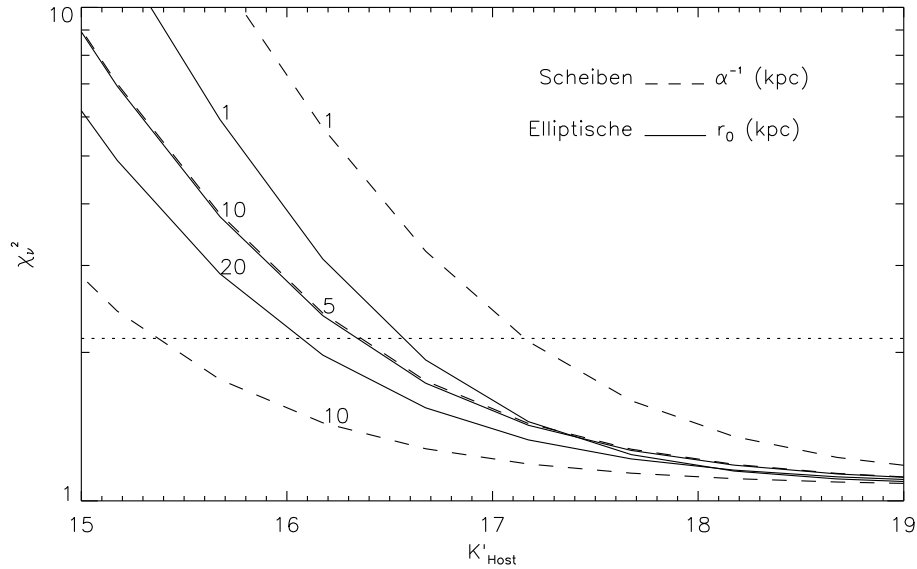


Abbildung 3.20: Nachweisgrenzen  $K'_{Host}$  im  $K'$ -Band für die den Quasar PKS0743-006 beheimatende Galaxie anhand der ADONIS/SHARP II+-Daten bei  $0.05''/\text{Pixel}$ -Abbildungsmaßstab (für die Zentrierung kubisch interpoliert auf die doppelte Auflösung). Gezeigt sind die Fälle für in Draufsicht gesehene rein elliptische Galaxien und Scheibengalaxien unterschiedlicher Skalenlänge  $r_0$  beziehungsweise  $\alpha^{-1}$ . Eine Galaxie gilt als sicher detektiert, wenn der reduzierte  $\chi^2$ -Wert des zwei-dimensionalen stellaren PSF-Fits um die zentralen  $0.8''$  um den Quasar doppelt so groß (gepunktete Linie) wie der asymptotische Wert für verschwindende Modellgalaxien-Helligkeiten ist.

## 3.5 Diskussion und Interpretation der Daten

### 3.5.1 Abell 262 und 1367

Wie im übernächsten Abschnitt dargelegt wird, weisen die Daten der beiden Galaxien in Abell 262, die mit AO beobachtet werden konnten, auf eine anhaltende oder vor verhältnismäßig kurzer Zeit begonnene Sternbildungsaktivität in den Galaxienkernen hin. Diese Erkenntnis liefert im darauffolgenden Abschnitt den Rahmen dafür, die beobachteten Eigenschaften der übrigen untersuchten Haufengalaxien zu erklären.

#### 3.5.1.1 Das stellare Populationssynthese-Programm STARS

Um die Eigenschaften und zeitliche Entwicklung der Sternenstehung in den Galaxien aus den beobachteten Kontinuums- und Linienintensitäten abzuleiten, wurde das Rechnerprogramm STARS verwendet, daß von Orlo Kovo und Amiel Sternberg (Universtät Tel Aviv) entwickelt wurde. STARS berechnet die zeitliche Entwicklung eines abgeschlossenen Sternhaufens und die damit verbundenen beobachtbaren Eigenschaften. Das Programm wurde bereits erfolgreich auf die Objekte NGC 1808 (Krabbe et al. 1994, Tacconi-Garman et al. 1996), NGC 7469 (Genzel et al. 1995), NGC 6764 (Eckart et al. 1996), NGC 7552 (Schinnerer et al. 1997) und M82 (Förster 1998) angewendet. STARS ist ähnlich wie andere stellare Populationsmodelle (Larson und Tinsley 1978, Rieke et al. 1980, Gehrz et al. 1983, Mashesse und Kunth 1991, Rieke et al. 1993, Doyon et al. 1994) und beinhaltet die neusten Sternentwicklungsmodelle (Schaeffer et al. 1993, Meynet et al. 1994) im Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD) für anfängliche Sternmassen zwischen  $0.8$  bis  $120 M_{\odot}$  und für fünf Metallizitäten.

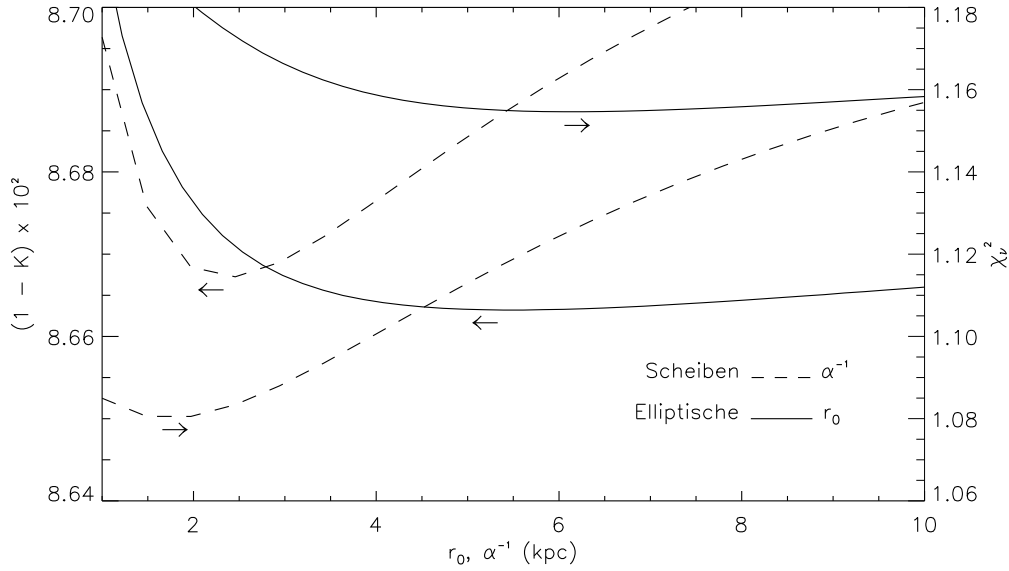


Abbildung 3.21: Ergebnis der Kreuzkorrelation der ADONIS/SHARP II+-Daten von PKS0743-006, aufgenommen im K'-Band bei  $0.05''/\text{Pixel}$ -Abbildungsmaßstab und kubisch interpoliert auf die doppelte Auflösung, mit Modellgalaxien. Für verschiedene Skalenlängen rein elliptischer Galaxien und Spiralen (Skalenlänge  $r_0$  beziehungsweise  $\alpha^{-1}$ ) ist der Korrelationskoeffizient  $K$  gezeigt, der sich aus der Kreuzkorrelation der Summe aus der mit der stellaren PSF gefalteten Modellgalaxie und der zentral addierten skalierten PSF mit dem beobachteten Bild für die zentralen  $0.8''$  Bogensekunden um den Quasar ergibt. Sowohl der Betrag des PSF-Skalierungsfaktors als auch die Zentrierung wurden für jede Modellgalaxie so bestimmt, daß sie den zu einer bestimmten Skalenlänge gehörenden Korrelationskoeffizienten maximieren. Angegeben ist desweiteren der reduzierte  $\chi_\nu^2$ -Wert analog Gl. (3.18) zwischen modelliertem und aufgenommenem Bild.

Die beiden wichtigsten Modellannahmen, die STARS zugrundegelegt sind, betreffen die Anfangsmasseverteilung und die Sternbildungsrate. Für die entstehenden Sterne wird eine zeitunabhängige Anfangsmasseverteilung (Initial-Mass-Function, IMF) der Form

$$dN(M)/dM \propto M^{-\alpha}; M_l \leq M \leq M_u \quad (3.23)$$

angenommen, mit  $dN(M)/dM$  als der Anzahl der im Massenintervall  $dM$  gebildeten Sterne, deren Massen zwischen einer scharfen unteren Grenze  $M_l$  und einem oberen Grenzwert  $M_u$  liegen. Für den Massenfunktionsindex wird  $\alpha = 2.35$  verwendet. Dieser Wert wurde für die Umgebung der Sonne abgeleitet (Salpeter et al. 1955, Leitherer 1996). Neben den Parametern für die IMF sind zwei weitere Eingangsparameter von STARS das Alter des entstandenen Sternhaufens,  $t$ , sowie die Dauer der Sternentstehung,  $\tau$ . Beide Größen legen das Vorhandensein bestimmter Sterntypen zum jetzigen Zeitpunkt fest. Für die Sternentstehungsrate  $\nu_S$  wird die Form

$$\nu_S = \nu_0 \exp(-t/\tau) \quad (3.24)$$

verwendet, mit  $\nu_0$  als der anfänglichen Sternbildungsrate. Die zwei Grenzfälle des zeitlichen Verlaufs der zu einem bestimmten Zeitpunkt eingesetzten Sternentstehung sind eine (quasi-)konstante Sternbildung ( $\tau \gg t$ ) und die einmalige Bildung von Sternen mit einem schnellen Abfall der Sternentstehungsrate ( $t \gg \tau$ ).

STARS berechnet zu jeder gegebenen Zeit die Verteilung der Sternpopulationen im HRD und ihre integralen Eigenschaften durch Summation über die gesamte Anzahl von Sternen der ver-

schiedenen spektralen Typen. Die für die vorliegenden Untersuchungen relevanten Ausgabeparameter des Programm STARS sind zum einen die Leuchtkraft im Lyman-Kontinuum,  $L_{LyK}$ , die bolometrische Leuchtkraft  $L_{bol}$ , die Leuchtkraft im K-Band,  $L_K$ , die Supernovarate  $\nu_{SN}$ , und die gesamte, augenblicklich in den Sternen gebundene Masse  $M_*$  sowie die diagnostischen Leuchtkraft-Verhältnisse  $L_{bol}/L_{LyK}$ ,  $L_K/L_{LyK}$  und  $\nu_{SN}/L_{LyK}$  und das Masse-zu-Leuchtkraft-Verhältnis  $M_*/L_K$ . Diese Ausgabewerte von STARS können mit den beobachteten (extinktionsskorrigierten) Beträgen verglichen werden, um die Form und zeitliche Entwicklung der IMF beziehungsweise das Alter und die Zeitkonstante des Sternentstehungsereignisses zu bestimmen. Im folgenden soll kurz auf die charakteristischen Abhängigkeiten obiger Ausgabeparameter von den Parametern des Sternhaufens eingegangen werden.

Die integrale Lyman-Kontinuums-Leuchtkraft  $L_{LyK}$  und die integrale bolometrische Leuchtkraft  $L_{bol}$  sind im wesentlichen ein Maß für die Bildungsrate massiver Sterne. Im Fall einer konstanten Sternentstehung erreicht  $L_{LyK}$  wie  $L_{bol}$  nach einem anfänglichen Anstieg verhältnismäßig rasch einen Gleichgewichtszustand, der ab einem Alter des gebildeten Sternhaufens eintritt, das größer als die Lebensdauer von einigen  $10^6$  Jahren der massiven Sterne ist. Im Fall einer konstanten Sternentstehung bleibt dieser Gleichgewichtszustand erhalten, weil dann zu jedem Zeitpunkt gleichviele Sterne entstehen wie vergehen. Bei einem einmaligen Sternentstehungsereignis hingegen nehmen  $L_{LyK}$  und  $L_{bol}$  nach Erreichen eines vorübergehenden Gleichgewichts wieder ab, da sich immer weniger massereiche (und damit schnell entwickelnde) Sterne bilden. Für eine gegebene Zeitkonstante der Sternentstehungsrate und die hier verwendete IMF erfolgt dieser Abfall in  $L_{LyK}$  schneller als in  $L_{bol}$ . Der Grund dafür ist, daß die bolometrische Leuchtkraft hauptsächlich von Sternen mit Massen zwischen etwa 10 bis 25  $M_\odot$  bestimmt wird, die sich dementsprechend langsamer entwickeln als die massivsten Sterne mit  $M > 25 M_\odot$ , welche wiederum die Lyman-Kontinuums-Leuchtkraft dominieren. Aus demselben Grund ist das Verhältnis  $L_{bol}/L_{LyK}$  am empfindlichsten auf die obere IMF-Grenzmasse für ein Sternhaufenalter kleiner als einige  $10^6$  Jahre. Am empfindlichsten auf die Zeitkonstante eines abklingenden Sternentstehungsausbruchs ist  $L_{bol}/L_{LyK}$  hingegen für ein Alter größer als einige  $10^6$  Jahre, da dann dieses Leuchtkraft-Verhältnis von Sternpopulationen in bereits sehr unterschiedlichen Massebereichen bestimmt ist, zu denen sehr verschiedene Verweildauern auf der Hauptreihe im HRD gehören. Die zeitliche Entwicklung der integralen K-Band-Leuchtkraft  $L_K$  ist durch einen markanten Anstieg bei einem Sternhaufenalter von etwa  $10^7$  Jahren geprägt, der die Entwicklung von Sternen hin zu roten Überriesen markiert. Der anschließende Abfall in  $L_K$  im Falle einer nicht konstanten, abklingenden Sternbildungsrate entspricht dem zunehmenden Beitrag der masseärmeren und weniger leuchtkräftigen roten Riesen, wenn die massiveren Überriesen vergehen. Wegen der langsameren Entwicklung von Riesen gegenüber Überriesen, und weil sich die massivsten Sterne mit  $M > 25 M_\odot$  nicht zu roten Überriesen entwickeln, ist das Leuchtkraft-Verhältnis  $L_K/L_{LyK}$  für Alter kleiner als etwa  $10^7$  Jahre sehr empfindlich auf die obere IMF-Grenzmasse und für höhere Alter sehr empfindlich auf die Zeitkonstante einer abklingenden Sternbildungsrate. Auch die zeitliche Entwicklung der Supernovarate  $\nu_{SN}$  ist nach einem anfänglichen Anstieg, der bei der hier verwendeten IMF um so markanter ausfällt, je größer die Zeitkonstante der Sternbildungsrate ist, durch einen Abfall geprägt, wenn das Alter des entstandenen Sternhaufens größer als die Lebensdauer (etwa  $5 \times 10^7$  a) der Sterne ist, die in einer Supernova-Explosion vom Typ II enden. Für Letzteres muß die anfängliche Sternmasse mindestens 8  $M_\odot$  betragen. Da Sterne mit diesen Massen schneller vergehen als die Riesen und Überriesen, die maßgeblich zu  $L_K$  beitragen, verhält sich  $\nu_{SNR}/L_{LyK}$  beziehungsweise  $\nu_{SNR}/L_{bol}$  ähnlich wie  $L_K/L_{LyK}$ . Weil sich die Supernovarate nur relativ ungenau bestimmen läßt (vgl. Kap. 3.4.1.7), wird das Verhältnis  $\nu_{SNR}/L_{LyK}$  bei der folgenden Diskussion der Sternentstehungsaktivität in UGC 1347 und UGC 1344 nur zur Überprüfung der Ergebnisse benutzt. Das diagnostische Verhältnis  $M_*/L_K$  gibt ebenfalls Auskunft über die Form und zeitliche Entwicklung der IMF, mit geringfügig unterschiedlicher Abhängigkeit von  $\alpha$  und  $M_I$ , das heißt vom Anzahlverhältnis der massereichen zu massearmen Sternen. Bei der hier verwendeten IMF zeichnet sich der zeitliche Anstieg von  $M_*/L_K$  durch einen Abfall bei etwa  $10^7$  Jahren aus, der dem Auftreten der leuchtkräftigen Überriesen entspricht. Für Alter größer als  $10^7$  Jahre sind unabhängig von  $\tau$  alle obigen diagnostischen Verhältnisse nahezu völlig unempfindlich auf die

obere IMF-Grenzmasse.

### 3.5.1.2 Die Sternentstehungsaktivität in UGC 1347 und UGC 1344

Die aus den Beobachtungen von UGC 1347 und UGC 1344 gewonnenen Werte für die im vorangegangenen Abschnitt aufgeführten diagnostischen Verhältnisse, die der Entwicklungssynthese der Sternentstehungsaktivität zugrundegelegt werden, sind in Tab. 3.9 und Tab. 3.10 für jeweils die gesamte Galaxie beziehungsweise die Galaxienkomponenten nochmals zusammengefaßt. In den Abb. 3.22 und 3.23 sind das von STARS berechnete Verhältnis  $M_{tot}/L_K$  beziehungsweise die diagnostischen Verhältnisse  $L_K/L_{LyK}$ ,  $L_{bol}/L_{LyK}$ ,  $10^{12}\nu_{SNR}/L_{LyK}$  in Abhängigkeit des Alters dargestellt. Die drei letztgenannten Verhältnisse sind sowohl für verschiedene Zeitkonstanten der Sternentstehungsrate (und fester oberer IMF-Grenzmasse  $M_u = 100 M_\odot$ ) als auch für verschiedene obere IMF-Grenzmassen (und fester Zeitkonstante  $\tau = 10^6$  a; hier sind die Unterschiede am deutlichsten sichtbar) gezeigt. Für alle Modelle als konstant wurde  $\alpha = 2.35$ ,  $M_i = 1 M_\odot$  und eine solare Metallizität gewählt. Da alle oben genannten diagnostischen Verhältnisse unabhängig von  $\nu_0$  sind, ist die anfängliche Sternentstehungsrate durch Vergleich der beobachteten Leuchtkräfte (jeweils direkt proportional zu  $\nu_0$ ) mit den von STARS vorhergesagten Werten bestimmbar.

Im Fall von UGC 1347 erlaubt die Kenntnis der Beiträge der Scheibe, des Kerns und der südlichen Komponente sowohl zur bolometrischen als auch zur K-Band-Leuchtkraft zusammen mit dem Betrag der gesamten dynamischen Masse die Sternentstehungsaktivität für diese Komponenten getrennt zu analysieren. Qualitativ zusammengefaßt ergeben die im folgenden dargestellten Analysen, daß in der Scheibe von UGC 1347 eine bereits über einen sehr großen Zeitraum bestehende, konstante Sternentstehung vorliegt, wohingegen der Kern von UGC 1347 einen vor relativ kurzer Zeit stattgefundenen Sternentstehungsausbruch aufweist. Das Licht von der südlichen Komponente in UGC 1347 scheint von einem nochmals jüngeren Sternentstehungsausbruch geprägt. In UGC 1344 hingegen scheint es nicht mehr genügend Ausgangsmaterial für eine signifikante Sternbildung zu geben. Folgende Alterswerte ergeben sich aus der Analyse beider Galaxien:

- Das aus den Beobachtungen ermittelte  $M_{tot}/L_K$ -Verhältnis für die gesamte Galaxie UGC 1347 von 6 bis  $27 M_\odot L_\odot^{-1}$  deutet nach Abb. 3.22 auf ein Alter der die Leuchtkraft der Scheibe dominierenden Sternpopulation von mindestens  $7 \times 10^8$  Jahren hin, wenn eine (quasi-)konstante Sternbildungsrate angenommen wird. Aus dem Leuchtkraftverhältnis  $L_K/L_{LyK} = 3.4$  für die Scheibe folgt nach dem Starburst-Modell ein Alter von etwa  $4 \times 10^9$  Jahren (vgl. Abb. 3.23). Ein Alter in dieser Größenordnung läßt sich aus dem Leuchtkraftverhältnis  $L_{bol}/L_{LyK}$  nur dann ableiten, wenn angenommen wird, daß der Betrag der tatsächlichen bolometrischen Leuchtkraft der Scheibe von UGC 1347 etwa um den Faktor zwei höher liegt als die aus den Beobachtungen abgeleitete untere Grenze für  $L_{bol}$ . Mit einem angenommenen  $L_{bol} = 6.8 \times 10^{10} L_\odot$  und  $\tau > 10^9$  a für die Scheibe ergibt sich sowohl aus  $L_{bol}/L_{LyK} \approx 14$  als auch mit dem angenommenen Verhältnis  $10^{12}\nu_{SN}/L_{bol} < 0.002 \text{ a}^{-1} L_\odot^{-1}$  aus der Obergrenze des ausgedehnten Radioflusses ein Alter von etwa  $3 \times 10^9$  Jahren für die Scheibe von UGC 1347 (s. Abb. 3.23). Dieser Wert ist konsistent mit einer dynamischen Masse von UGC 1347, die um den in Kap. 3.4.1.5 abgeschätzten Maximalbetrag liegt.
- Für den Kern von UGC 1347 ergeben die Beobachtungen das Leuchtkraft-Verhältnis  $L_K/L_{LyK} = 4.1$ . Nach Abb. 3.23 scheint der Kern, so wie wir ihn jetzt sehen, deshalb von einem sich in der abklingenden Phase befindenen Sternentstehungsausbruch geprägt zu sein, der vor etwa  $3 \times 10^7$  a ausgelöst wurde. Hierin stecken die Annahmen, daß die obere Massengrenze der IMF bei  $M_u = 100 M_\odot$  liegt und daß der Sternentstehungsausbruch selbst nicht länger als einige  $10^6$  Jahre angehalten hat. Dann betrug die anfängliche Sternentstehungsrate  $\nu_0 \approx 18 M_\odot \text{ a}^{-1}$ , was eine derzeitige Sternentstehungsrate von etwa  $0.04 M_\odot \text{ a}^{-1}$  bedeutet. Das Ergebnis für die zeitliche Entwicklung des letztmaligen Sternentstehungsausbruch im Kern von UGC 1347 wird durch die Verhältnisse  $L_{bol}/L_{LyK} < 91$ ,

	UGC 1347	UGC 1344
$M_{H_2} (M_\odot)$	$3.2 \times 10^9$	$< 10^9$
$M_{HI} (M_\odot)$	$3.2 \times 10^9$	$< 3.3 \times 10^8$
$M_{tot} (M_\odot)$	$(1.5 - 6.2) \times 10^{10}$	$(0.8 - 3.2) \times 10^{10}$
$L_K (L_\odot)$	$2.1 \times 10^9$	$4.1 \times 10^9$
$L_{LyK} (L_\odot)$	$5.5 \times 10^8$	$< 10^8$
$L_{bol} (L_\odot)$	$1.17 \times 10^{10}$	$< 3.9 \times 10^9$
$\nu_{SN} (a^{-1})$	(0.040)	0.012
$M_*/L_K (M_\odot/L_\odot)$	6 - 27	2 - 8
$L_{bol}/L_{LyK}$	21.5	(39)
$L_K/L_{LyK}$	3.8	$> 41$
$10^{12} \nu_{SN}/L_{bol} (a^{-1}/L_\odot)$	3.6	$> 3.1$

Tabelle 3.9: Aus den Beobachtungen abgeleitete physikalische Parameter und diagnostische Verhältnisse für die Mitglieder UGC 1347 und UGC 1344 in Abell 262, angegeben jeweils für die gesamte Galaxie. Falls möglich sind alle aufgeführten Leuchtkräfte entrötet. Die gesamte K-Band-Leuchtkraft wurde aus der Helligkeit im H-Band abgeleitet. Die Masse des molekularen Wasserstoffs und die totale Masse wurde aus der Ferninfrarot-Leuchtkraft beziehungsweise der Breite der HI-Linie bestimmt. Der Wert für  $M_{H_2}$  in UGC 1344 ist durch den Vergleich der Ferninfrarot-Leuchtkraft mit derjenigen von UGC 1347 abgeschätzt. Wie der Vergleich mit dem Starburst-Modell zeigt, ist der in der Tabelle aufgeführte Bereich für die totale dynamische Masse und des  $M_*/L_K$ -Verhältnisses aufgrund des HI-Mangels in UGC 1344 wahrscheinlich um einen Faktor in der Größenordnung fünf unterschätzt.

	Kern	Scheibe	Südliche Komponente
$L_K (L_\odot)$	$3.7 \times 10^8$	$1.6 \times 10^9$	$1.4 \times 10^8$
$L_{LyK} (L_\odot)$	$9 \times 10^7$	$4.2 \times 10^8$	$4 \times 10^7$
$L_{bol} (L_\odot)$	$< 8.6 \times 10^9$	$> 3.2 \times 10^9$	-
$\nu_{SN} (a^{-1})$	0.040	$< 0.002$	-
$L_{bol}/L_{LyK}$	$< 94$	$> 7.7$	-
$L_K/L_{LyK}$	4.1	3.8	3.3
$10^{12} \nu_{SN}/L_{bol} (a^{-1}/L_\odot)$	4.6	(0.6)	-

Tabelle 3.10: Aus den Beobachtungen abgeleitete physikalische Parameter und diagnostische Verhältnisse für die Komponenten in UGC 1347. Die Werte für den Kern und die südliche Komponente wurden in einer Apertur mit  $7.2''$  Durchmesser ermittelt. Die Beträge von  $L_K$  und  $L_{LyK}$  für die Scheibe sind auf die Beiträge vom Kern und der südlichen Komponente korrigiert. Der Wert für  $L_{FIR}$  der Scheibe wurde vom Beitrag des Kerns bereinigt, indem angenommen wurde, daß die Flußdichte bei  $100 \mu m$  von der Scheibe dominiert wird und das ein typisches  $\log(S_{60\mu m}/S_{100\mu m})$ -Verhältnis vorliegt. Um eine Verfälschung durch heißen Staub zu verhindern, wurde der stellare Beitrag zu  $L_K$  der südlichen Komponente aus der H-Band-Helligkeit unter der Annahme einer typischen H-K-Farbe für die Scheibe einer Spiralgalaxie berechnet. Der Wert für  $\nu_{SN}$  wurde aus Messungen im Radiobereich abgeleitet, bei denen angenommen werden kann, daß der gesamte Fluß vom Kern stammt. Für die Scheibe legt das Starburst-Modell einen tatsächlichen Wert für die Ferninfrarotleuchtkraft und dementsprechend für das Verhältnis  $L_{bol}/L_{LyK}$  nahe, der etwa um den Faktor zwei größer als der in der Tabelle jeweils aufgeführte untere Grenzbetrag ist. Mit Tab. 3.9 ist demnach ein tatsächlicher Wert für die Ferninfrarotleuchtkraft des Kerns von  $L_{bol} \approx 5 \times 10^9 L_\odot$  wahrscheinlich.

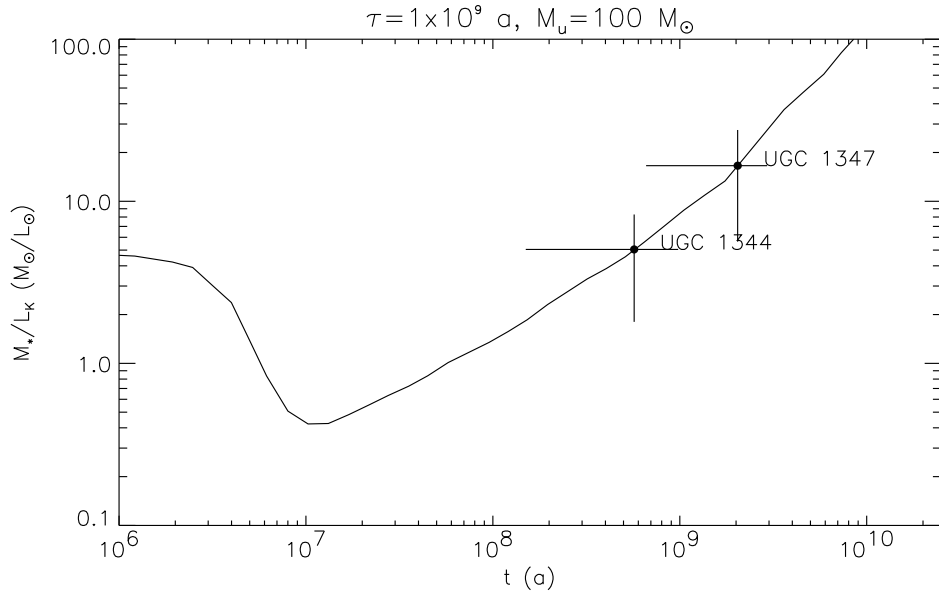


Abbildung 3.22: Ergebnis des Starburst-Modells STARS für das Sternmasse-zu-Leuchtkraft-Verhältnis  $M_*/L_K$  als Funktion des Alters  $t$  eines einzelnen Sternhaufens für eine Zeitkonstante  $\tau = 1 \times 10^9$  a der als (quasi-)konstant angenommenen Sternbildungsrate und eine obere IMF-Grenzmasse  $M_u = 100 M_\odot$ . Unabhängig von  $\tau$  ist  $M_*/L_K$  ab dem Zeitpunkt der Bildung von roten Überriesen ( $t \approx 10^7$  a) unempfindlich auf die obere IMF-Grenzmasse (und zwar im wesentlichen unabhängig von  $\tau$ ). Ebenfalls eingetragen ist das aus allen zur Verfügung stehenden Beobachtungen abgeleitete Sternmasse-zu-Leuchtkraft-Verhältnis für die gesamte Galaxie UGC 1347 beziehungsweise UGC 1344. Der Fehler in beiden Verhältnissen ergibt sich vornehmlich aus der Unsicherheit über das Rotationsprofil insbesondere bei großen Abständen. Die abgeleiteten Alter sind konsistent mit dem Alter der jeweiligen alten Scheibenpopulation, wie man es aus der Analyse der Leuchtkraftverhältnisse erhält (s. Abb. 3.23).

und  $10^{12} \nu_{SN}/L_{bol} > 4.5 \text{ a}^{-1} L_\odot^{-1}$  unterstützt. In Abb. 3.23 sind ebenfalls die entsprechenden, aus der Abschätzung der tatsächlichen bolometrischen Leuchtkraft der Scheibe (s. vorheriger Punkt) sich ergebenden diagnostischen Verhältnisse und Alter eingezeichnet.

- Die südliche Komponente in UGC 1347 und der Galaxienkern gehören zu den hellsten Regionen im  $H\alpha$ -Licht. Für die südliche Komponente kann aus den Daten nur das diagnostische Verhältnis  $L_K/L_{LyK}$  zu 3.3 bestimmt werden. Verglichen mit den Ergebnissen des Starburst-Modells folgt ein Alter des Ausbruchs von nur etwa  $1 \times 10^7$  Jahren mit einer Zeitkonstante von etwa  $10^6$  Jahren. Die angenommene Zeitkonstante und das daraus resultierende Alter sind konsistent mit der beobachteten Farbe im optischen bis nahinfraroten Spektralbereich. In der  $H\alpha$ -Kontinuumskarte (s. Abb. 3.7) ist die südliche Komponente heller als der Kern von UGC 1347 und trägt etwa ein fünftel zur gesamten Flußdichte bei. Unter der Annahme des gleichen Beitrages zur Flußdichte im Sichtbaren folgt für die V-Band-Magnitude der südlichen Komponente  $m_V = 14.6$ . Die daraus resultierende  $(V - K)$ -Farbe von ungefähr eins (vgl. Tab. 3.4.1.2) entspricht Überriesen der Spektralklasse F von 10 bis 15 Sonnenmassen, die sich nach etwa 10 bis 20 Millionen Jahren aus dem jungen Sternentstehungsausbruch gebildet haben.
- Für UGC 1344 ergeben die Beobachtungen ein deutlich kleineres Verhältnis von totaler Masse zu K-Band-Leuchtkraft als im Fall von UGC 1347. Der Vergleich des aus den Daten abgeschätzten Maximalbetrags von  $M_{tot}/L_K = 8 M_\odot L_\odot^{-1}$  für die gesamte Galaxie mit



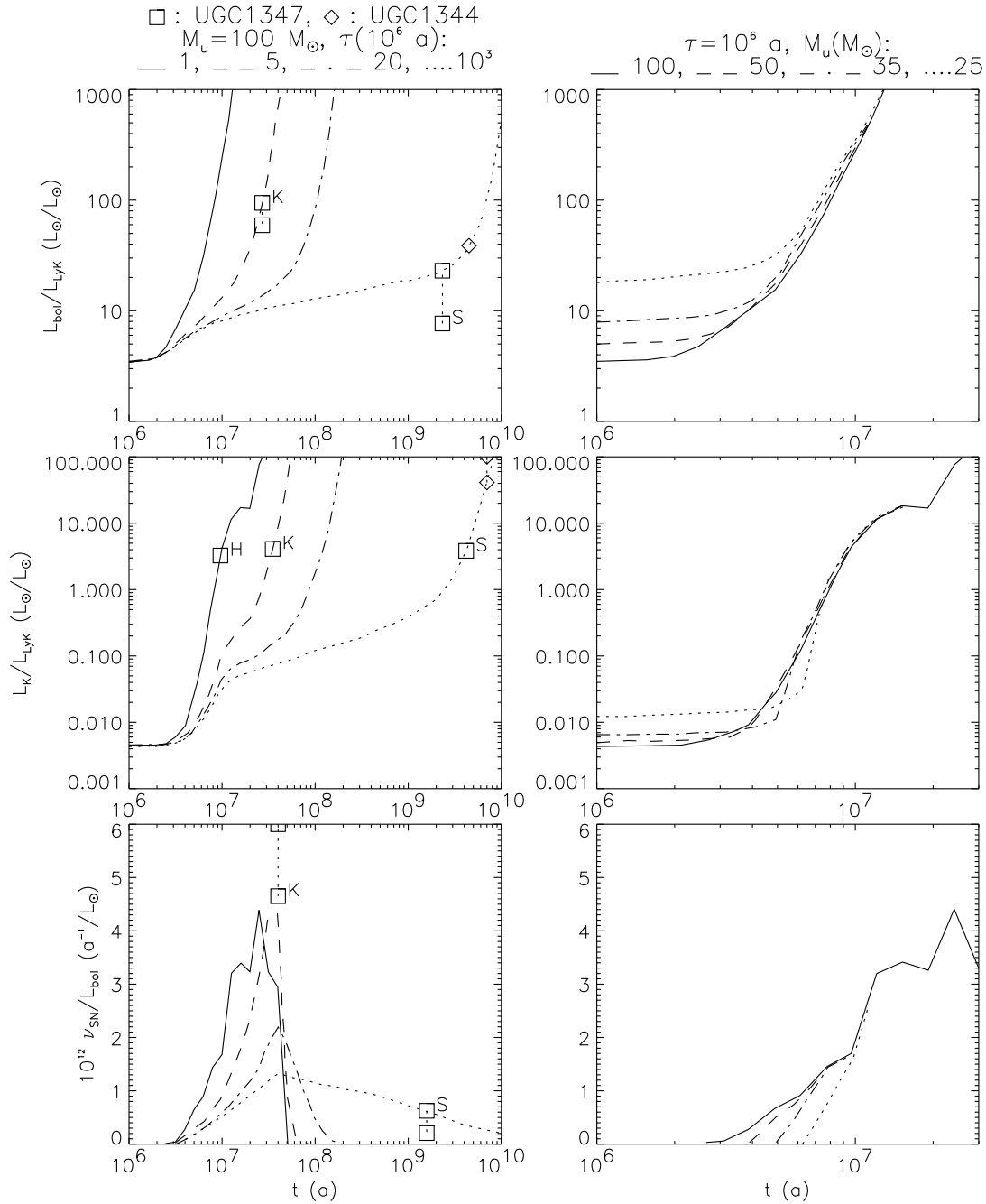


Abbildung 3.23: Ergebnisse des Starburst-Modells STARS für die Leuchtkraft-Verhältnisse  $L_{bol}/L_{LyK}$  und  $L_K/L_{LyK}$  sowie der auf die bolometrische Leuchtkraft normierte Supernovarate  $\nu_{SN}$  als Funktion des Alters  $t$  eines einzelnen Sternhaufens in Abhängigkeit von der Zeitkonstante  $\tau$  der Sternbildungsrate bei einer festen oberen IMF-Grenzmasse  $M_u = 100 M_\odot$  (linke Spalte) beziehungsweise in Abhängigkeit von der oberen IMF-Grenzmasse bei fester Zeitkonstante  $\tau = 10^6 \text{ a}$  (rechte Spalte). Wie aus den rechten Abbildungen ersichtlich ist, werden ab dem Zeitpunkt der Bildung von roten Überriesen die diagnostischen Verhältnisse unempfindlich auf die obere IMF-Grenzmasse. Die in einigen Modellkurven sichtbaren “Zacken” rühren von der Diskretisierung der HRDe her, aus denen die integralen Eigenschaften des Sternhaufens berechnet wurden. Ebenfalls eingezeichnet sind die aus allen zur Verfügung stehenden Beobachtungen abgeleiteten diagnostischen Verhältnisse und Alter für die Scheibe (S), den Kern (K) und die südliche Komponente (H) von UGC 1347 beziehungsweise für die gesamte Galaxie UGC 1344. Für die vorgenommene Diskretisierung in  $\tau$  sind die Datensymbole derart eingetragen, daß sich ein konsistentes Bild für die individuellen Alter ergibt.

den Vorhersagen des Starburst-Modells weist auf ein Alter der Scheibe von UGC 1344 von etwa  $1 \times 10^9$  Jahren hin, wenn eine konstante Sternbildungsrate angenommen wird (Abb. 3.22). Die Leuchtkraftverhältnisse  $L_{bol}/L_{Lyk} = 39$  und  $L_K/L_{Lyk} > 41$  deuten allerdings auf ein deutlich höheres Alter hin (Abb. 3.23). Dieser Widerspruch kann nur aufgelöst werden, wenn angenommen wird, daß die totale dynamische Masse deutlich über der aus den Radio-Daten abgeleiteten oberen Grenze für die Masse des gesamten HI-Gases liegt. Diese Annahme wird durch die Tatsache unterstützt, daß UGC 1344 einen hohen HI-Mangelkoeffizienten aufweist und nur eine schwache und schmale Radiolinie zeigt. Dadurch daß UGC 1344 einen großen Teil seines neutralen Wasserstoffgases durch einen noch näher festzulegenden Mechanismus verloren hat, kann die HI-Linienbreite nicht als Maß für die totale dynamische Masse herangezogen werden kann. Die Beobachtung, daß die Ferninfrarot-Leuchtkraft um mindestens den Faktor drei kleiner ist als die von UGC 1347 unterstreicht ebenfalls die offensichtliche Armut an Ausgangsmaterial zur Sternentstehung in UGC 1344 und legt eine Masse an molekularem Wasserstoff von weniger als  $10^9 M_\odot$  nahe. Für den Fall, daß der Betrag für die dynamische Masse um den Faktor fünf unterschätzt wurde, ist das  $M_{tot}/L_K$ -Verhältnis ähnlich demjenigen wie es für UGC 1347 beobachtet wird, und das Alter der die Scheibe dominierenden Sternpopulation wäre dann wie bei UGC 1347 in der Größenordnung von einigen  $10^9$  Jahren. Unabhängig davon weist auch die vermutlich ausgedehnte Radioemission auf Sternentstehungsaktivität in Kern und Scheibe hin.

Auf die möglichen Ursachen für die beobachteten Eigenschaften der Sternbildungsaktivität in UGC 1347 und 1344 wird im Rahmen der folgenden Diskussion über den Einfluß der Sternentstehung auf die beobachtete Bulge-Größe eingegangen.

### 3.5.1.3 Sternentstehungsaktivität und die beobachtete Ausdehnung der Bulges in Abell 262 und Abell 1367

Die Diskussion der Daten von UGC 1347 und UGC 1344 hat gezeigt, daß die gemessene Flußdichte im K-Band nicht alleine durch die Anwesenheit einer alten Sternpopulation erklärt werden kann. Zusätzlicher heißer Staub und eine Population von Überriesen oder AGB-Sternen tragen ebenfalls zur Leuchtkraft im Infraroten bei. Beides weist auf einen vor verhältnismäßig kurzer Zeit abgeschlossenen Sternentstehungsausbruch beziehungsweise auf eine immer noch stattfindende Sternbildung hin. Die räumliche Verteilung der Quellen, die für die zusätzliche Leuchtkraft verantwortlich sind, kann als unabhängig von der Verteilung der alten, den Bulge und die Scheibe bildenden Sternpopulation angesehen werden. Die relative Fluß-Verteilung dieser zusätzlichen Quellen wird deshalb auch die gemessene Größe der Bulges beeinflussen.

Dieser Schluß soll zunächst im Zusammenhang mit neueren Untersuchungen zum Leuchtkraft-Verhältnis von Bulge zu Scheibe diskutiert werden. Solanes et al. (1989) analysierten bei 3114 Spiralgalaxien die Leuchtkraft der Bulge- und Scheibenkomponente auf mögliche Zusammenhänge zwischen dem morphologischen Typ und der lokalen Anzahldichte der Galaxien. Die Autoren finden keinen Hinweis darauf, daß die Leuchtkraft  $L_B$  der Bulges in den Spiralen mit zunehmender lokaler Dichte ansteigt. Stattdessen zeigen sich die Scheiben mit zunehmender lokaler Galaxienzahldichte weniger leuchtkräftig (sogenannte morphologische Antisegregation der Scheibenleuchtkraft  $L_D$ ). Die Autoren finden desweiteren, daß die Differenz zwischen der absoluten Helligkeit des Bulge und der gesamten Galaxie,  $M(Bulge) - M(total) \equiv 2.5 \log[1 + (L_B/L_D)^{-1}]$ , etwa 3 für Galaxien vom Typ Sc, etwa 2 für Galaxien vom Typ SB und ungefähr 1 für Sa- und S0-Galaxien beträgt, und zwar unabhängig von der lokalen Umgebung der Galaxie. Eine zum letzten Verhalten ähnliche Tendenz beobachten auch Gavazzi et al. (1996) in der Abhängigkeit des (in Gavazzi et al. [1990] definierten) Konzentrationsindex  $C_{31}$  für die 297 von diesen Autoren untersuchten Galaxien. Hier nimmt das Bulge-zu-Scheibe-Leuchtkraftverhältnis  $L_B/L_D$  mit abnehmender Leuchtkraft im H-Band zu. Die morphologische Segregation wie von Solanes et al. (1989) beobachtet ist hierbei (wenn überhaupt) nur sehr schwach angedeutet.

In die beiden oben genannten Konzentrationsparameter,  $M(\text{Bulge}) - M(\text{total})$  und  $C_{31}$ , geht nur das Leuchtkraft-Verhältnis von Bulge zu Scheibe ein. Die eigentlichen Skalenlängen der beiden Galaxienkomponenten bleiben unberücksichtigt. In einer Situation, in der eine Bulge-Komponente mit konstanter Helligkeit im Zentrum von Scheiben unterschiedlicher Helligkeit liegt, wird die gemessene volle Halbwertsbreite der aus beiden Komponenten kombinierten Quelle mit abnehmender Scheibenhelligkeit kleiner werden. Die von Solanes et al. (1989) beobachtete Antisegregation der Scheibenleuchtkraft kann deshalb prinzipiell für die in Kap. 3.4.1.9 dargestellte Beobachtung verantwortlich gemacht werden, daß die Bulges der untersuchten Galaxien in den Abell-Haufen Abell 262 und Abell 1347 innerhalb des Abell-Radius kleiner erscheinen als die außerhalb.

Eine abnehmende Scheibenleuchtkraft mit gleichbleibender Bulge-Leuchtkraft bei zunehmender lokaler Dichte, wie von Solanes beobachtet, würde man erwarten, wenn die morphologische Differenzierung unter Scheibengalaxien (insbesondere die Bildung von S0-Galaxien) ausschließlich auf einem zeitlichen Entwicklungseffekt beruht und nicht auf einem bereits bei der Galaxienentstehung festgelegten Typ. Allerdings beobachtet man in Haufen, daß die leuchtkräftigsten Bulges nie in Spiralen des späten Typs zu finden sind. Daraus kann geschlossen werden, daß nicht alle Galaxien des frühen Typs aus der Entwicklung von solchen des späten Typs hervorgegangen sein können. Dies legt den Schluß nahe, daß eine Überlagerung der beiden grundsätzlichen Möglichkeiten für den zeitliche Ursprung der morphologischen Differenzierung von Galaxien angenommen werden kann und in die Entwicklung von Haufengalaxien eingeht.

Man kann sich allerdings auch ein Szenarium vorstellen, in dem eine Leuchtkraft-Antisegregation wie bei den Scheiben auch bei den zentralen Verdickungen einer Galaxie der Fall ist, letztere jedoch durch einen zusätzlichen Beitrag zur Bulge-Leuchtkraft durch verstärkte Sternentstehung kompensiert wird, die durch die höhere Umgebungsdichte an Galaxien nahe des Haufenzentrums ausgelöst wurde. In diesem Fall wäre die Bildung der überwiegenden Zahl von S0-Galaxien möglicherweise ausschließlich zum Zeitpunkt der Geburt der Galaxien geschehen und keine notwendige Folge der Galaxienentwicklung in Haufen.

Theoretische Untersuchungen zeigen, daß die Störung, die durch eine einzelne nahe Begegnung zweier Galaxien ausgelöst wird wegen der kurzen Wechselwirkungszeit in der Regel nicht ausreichend ist, um die Sternentstehungsrate in einer Galaxie deutlich zu erhöhen (Fujita 1998). Mehrere solcher nahen Begegnungen kurz hintereinander können jedoch zum Einströmen von Wasserstoffgas in den Bulge führen und dort neue Sternbildung induzieren (Moore et al. 1996, Fujita 1998). Solche dynamischen Wechselwirkungen sind in der dichteren Umgebung des Haufenzentrums nicht nur häufiger sondern auch stärker (die Gezeitenkraft ist umgekehrt proportional zum kubischen Galaxien-Abstand). Dieses Bild zur Auslösung von Sternentstehungsausbrüchen in gasreichen Haufengalaxien ist konsistent mit den Zeitskalen, innerhalb derer die Haufenmitglieder den zentralen Bereich des Haufens durchqueren beziehungsweise sich die Sternentstehung abspielt. Aus den Daten zu den 84 Galaxien in Abell 262, die in Giovanelli und Haynes (1985) aufgeführt sind, ergibt sich eine Geschwindigkeitsdispersion dieser Haufenmitglieder von etwa  $750 \text{ km s}^{-1}$ . Zusammen mit dem Abell-Radius von  $1.75^\circ$  folgt, daß einige  $10^9$  Jahre verstreichen müssen, bis ein erheblicher Anteil der Galaxien den zentralen Bereich des Haufens einmal durchdrungen hat. Die Entstehung von Überriesen einschließlich ihrer Lebensdauer hingegen dauert nur etwa  $10^7$  Jahre. Es ist deshalb naheliegend einen beobachteten Sternentstehungsausbruch in gasreichen Spiralgalaxien auf die dynamische Wechselwirkung zwischen den Galaxien zurückzuführen, wenn diese den Bereich des dichten Haufenzentrums durchlaufen. In diesem Bild hat die HI-arme Galaxie UGC 1344 den zentralen Bereich des Haufens vor relativ kurzer Zeit passiert und dabei einen großen Teil ihres vormaligen Gasinhaltes verloren. Das bei einer solchen Wechselwirkung abgestreifte Gas sammelt sich im Zentrum des Gravitationspotential des Haufens, heizt sich dort auf und ist Ursprung der aus dem Zentrum von dichten Galaxienhaufen beobachteten Röntgenstrahlung. Die Stärke der letzteren Emission ist deshalb stark mit dem relativen Anteil der HI-armen Galaxien an der Gesamtzahl der Galaxien im Haufen korreliert. Der Fall von UGC 1347 legt nahe, daß diese Spiralgalaxie sich noch in der Annäherungsphase an das Zentrum von Abell 262 befindet. Das die zentrumsnahe Lage von UGC 1347 wahrscheinlich nicht auf einem Projektionseffekt beruht, darauf läßt

die hohe Radialgeschwindigkeit schließen, deren Abweichung von der Median-Geschwindigkeit um den Faktor 1.65 größer ist als die Median-Abweichung aller Geschwindigkeiten im Haufen. Dem niedrigen HI-Mangelkoeffizienten entsprechend besitzt diese Galaxie demnach noch den größten Teil ihres Wasserstoffgases und die beobachtete aktive Sternbildung im Bulge und an einem Ende des Balkens kann durch wiederholte Galaxien-Wechselwirkungen aufgrund der erhöhten Galaxienzahldichte in ihrer unmittelbaren Umgebung ausgelöst worden sein.

### 3.5.2 Sternentstehungsaktivität in J1836.3CR und PKS0743-006

Im folgenden wird die Sternbildungsaktivität in den beiden höher rotverschobenen Haufen an Hand von Nahinfrarot-Zwei-Farbendiagrammen diskutiert. Um die gemessenen J-, H- und K-Band-Flußdichten der beobachteten Mitglieder in den entfernteren Haufen J1836.3CR und PKS0743-006 zu modellieren, wurde die Methode der isochronen Populationssynthese nach Bruzual und Charlot (1993) angewendet. Diese simuliert die zeitliche Entwicklung der spektralen Energieverteilung durch Berechnung der Isochronen einer gleichzeitig entstandenen Sternpopulation in einem Farben-Helligkeitsdiagramm. Dazu wird jede Isochrone aus einer Bibliothek von Sternentwicklungsbahnen interpoliert (Charlot und Bruzual 1991) und die Zahl der Sterne unterschiedlicher Masse und spektralen Typs aus einer IMF nach Salpeter et al. (1955) berechnet ( $\alpha = 2.5$ ,  $M_l = 0.1 M_\odot$ ,  $M_u = 125 M_\odot$ ). Die spektrale Energieverteilung der stellaren Population zu einer gewissen Zeit wird durch Aufsummieren der Spektren der Sterne auf der entsprechenden Isochrone bestimmt, wobei das zu jedem Sterntyp gehörende Spektrum wiederum aus einer Bibliothek von Sternspektren interpoliert wird. Unter der Annahme einer zeitunabhängigen IMF ergibt sich für eine endliche Sternentstehungsrate das integrale Spektrum einer stellaren Population zu einer gewissen Zeit dann durch die Faltung der Sternentstehungsrate mit der Funktion der isochronen spektralen Energieverteilung.

Ein nach diesem Modell ermitteltes JHK-Zwei-Farbendiagramm ist in Abb. 3.24 für verschiedene Rotverschiebungen exemplarisch dargestellt. Die für einen Zeitraum von 0 bis  $20 \times 10^9$  Jahren gezeigten Entwicklungsbahnen nehmen eine sich passiv entwickelnde Sternpopulation an, die gemeinsam aus einem  $10^9$  Jahre alten Sternentstehungsausbruch hervorgegangen ist. Eine kontinuierliche Sternentstehung statt eines alten Sternentstehungsausbruch oder erneute Sternbildungsereignisse verschieben die damit modellierten Galaxien näher zu den Sternen am Anfang der in Abb. 3.24 gezeigten Entwicklungsbahnen.

#### J1836.3CR

In Abb. 3.25 ist das aus den ADONIS/SHARP II+-Beobachtungen gewonnene Nahinfrarot-Zwei-Farbendiagramm von J1836.3CR zusammen mit der für  $z = 0.4$  modellierten Sternentwicklungsbahn dargestellt. Die Farben der Galaxien *a*, *b*, *c*, und *g* liegen eng beieinander, was mit großer Sicherheit auf die gleiche Rotverschiebung hinweist. Die schwächste und kleinste Galaxie im Feld (*d*) ist rötter als diese Gruppe, aber unter Berücksichtigung der photometrischen Fehler kann diese Galaxie noch als zu dieser Gruppe gehörend angenommen werden. Eine Rötung der ( $z = 0.4$ )-Farbentwicklungskurve an die gemessenen Farben der Galaxien *a*, *b*, *c*, *d* und *g* unter Berücksichtigung der photometrischen Fehler macht ein  $A_V \approx 3.0$  am wahrscheinlichsten, wenn eine zusätzliche Farbverschiebung ausschließlich im K-Band von etwa 0.2 mag angenommen wird. Letzteres kann an einem systematischen Fehler bei der Umrechnung der K'-Band-Flußdichte in die entsprechende Flußdichte im K-Band oder an systematischen Fehlern im stellaren Populationsmodell (etwa aufgrund von Metallizitätseffekten) liegen. Das die zweite Erklärung wahrscheinlicher ist, darauf weisen die von McLean und Teplitz (1996) durchgeführten Nahinfrarot-Beobachtungen von Galaxienhaufen bei mittlerer Rotverschiebung hin. Die Autoren finden, daß die mittleren  $J - K'$ - und  $H - K'$ -Farben der von ihnen beobachteten Haufen um einige Zehntel Magnituden rötter erscheinen, als es vom stellaren Populationsmodell nach Bruzual und Charlot (1993) vorhergesagt wird.

Eine visuelle Extinktion von etwa drei Magnituden legt das Alter der Galaxie *d* in J1836.3CR auf etwa  $10 \times 10^9$  Jahre fest, und das Licht der blauen Galaxien scheint dann vornehmlich von einer Sternpopulation mit einem Alter von etwa  $1 \times 10^9$  Jahre bestimmt zu sein. Die die

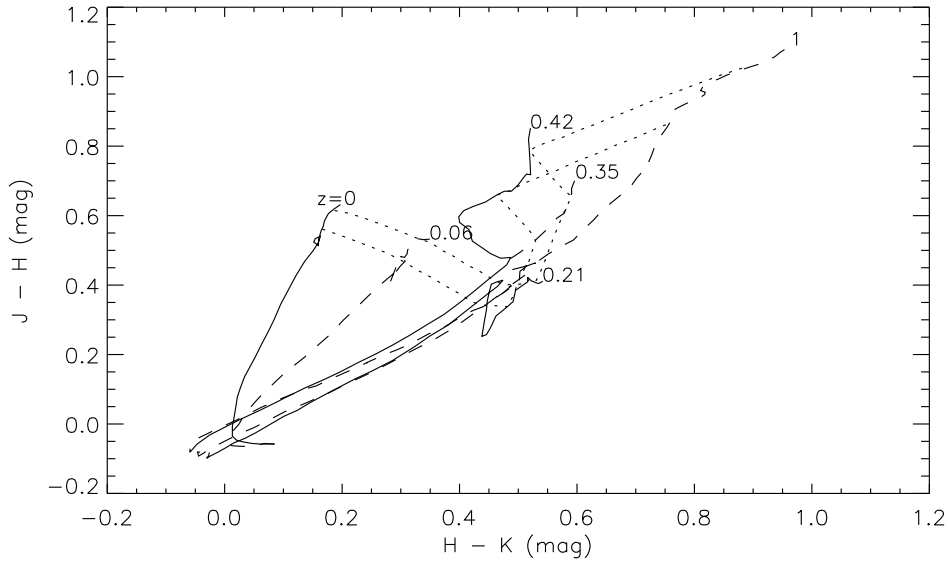


Abbildung 3.24: Exemplarische Ergebnisse der isochronen Populations-synthese nach Bruzual und Charlot (1993) im Nahinfrarot-Zwei-Farbendiagramm. Für verschiedene Rotverschiebungen sind die (ungeröteten) Entwicklungsbahnen einer sich passiv entwickelnden Sternpopulation gezeigt, die instantan aus einem  $10^9$  Jahre alten Sternentstehungsausbruch hervorgegangen ist. Jede Entwicklungskurve startet bei der Zeit Null (unteres Ende im Diagramm) und endet bei  $20 \times 10^9$  Jahren. Die gepunktete Linie markiert die Orte der  $2 \times 10^9$  beziehungsweise  $10 \times 10^9$  Jahre alten Populationen als Funktion der Rotverschiebung.

Leuchtkraft dominierenden Sterne in den Galaxien *a*, *b* und *c* können aus einem durch dynamische Galaxien-Wechselwirkung induzierten Sternentstehungsausbruch hervorgegangen sein, worauf die andeutungsweise sichtbaren Materiebrücken zwischen den Galaxien *c* und *a* beziehungsweise *b* und *a* und auch die Elongation der Quellen *b* und *c* hinweisen. Die beiden röttesten Galaxien *e* und *f*, die sich im Zwei-Farbendiagramm abseits von den übrigen Quellen befinden, sind auch in den ADONIS/SHARP II+-Aufnahmen die schwächsten Quellen, die beide isoliert zur hellsten Galaxie *a* stehen. Nimmt man für diese Galaxien die gleiche Entfernung wie bei den übrigen im Feld stehenden Quellen an, würde die unter Berücksichtigung der Fehler optimal an die Daten angepaßte  $z = 0.4$ -Entwicklungsbahn eine Rötung im Visuellen um mehr als fünf Magnituden und um etwa 0.4 mag im K-Band vorhersagen. Das dann vom Modell vorhergesagte Alter der bläuesten Galaxien von weniger als  $0.5 \times 10^9$  Jahren wäre nicht im Einklang mit der vorausgesetzten Rötung. Es ist deshalb anzunehmen, daß die Galaxien *e* und *f* Hintergrund-Galaxien bei  $z > 1$  sind. Darauf, daß die übrigen Quellen wahrscheinlich intrinsisch  $A_V = 3^m$  extinguiert sind, wird in Kap. 4 nochmals eingegangen.

#### PKS0743-006

Abb. 3.26 zeigt das aus den Beobachtungen gewonnene Zwei-Farbendiagramm von PKS0743-006 zusammen mit den modellierten Sternentwicklungsbahnen für  $z = 0$  und  $z = 1$ . Zur Kontrolle ist ebenfalls die gemessene Farbe des Leitsterns, auf dem die AO-Regelung geschlossen wurde, eingezeichnet. Dieser Stern ist vom Typ AO, was innerhalb der Fehler von den Daten bestätigt wird. Nimmt man eine systematische Ablage der modellierten H-K-Farbe von etwa 0.2 mag wie im Fall von J1836.3CR an, so liegen der Quasar und die Quellen *a*, *b* und *d* nahe der Mitte der Entwicklungsbahn einer sich passiv entwickelnden Galaxie bei  $z = 1$ . Auch wenn die

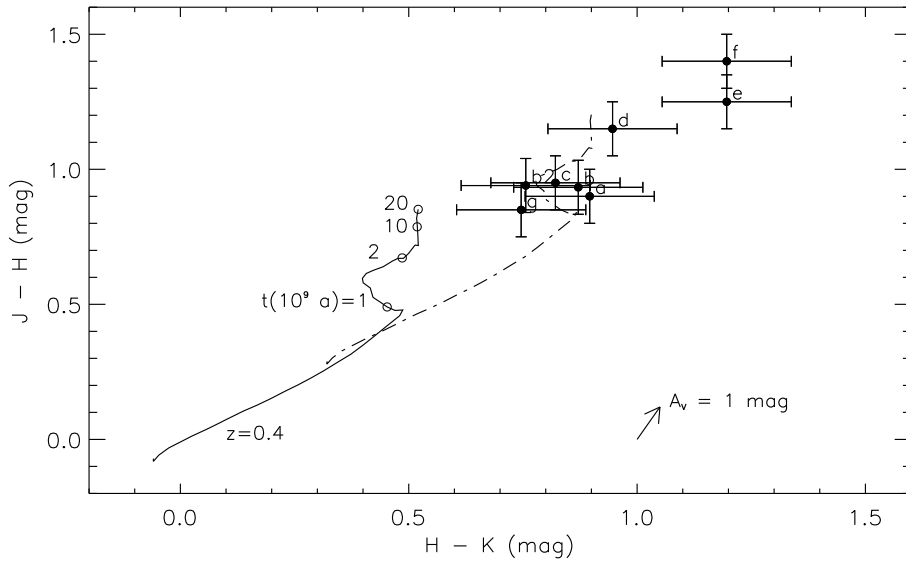


Abbildung 3.25: Nahinfrarot-Zwei-Farbendiagramm von *J1836.3CR*. Dargestellt sind die aus den *ADONIS/SHARP II*-Beobachtungen ermittelten Farben aller als ausgedehnt identifizierten Quellen (Bezeichnungen nach Abb. 3.13). Desweiteren eingezeichnet ist sowohl die ungerötete Entwicklungsbahn (mit Zeitmarken) einer stellaren Population nach Abb. 3.24 für  $z = 0.4$ , als auch die entsprechende, mit  $A_V = 3$  mag gerötete Entwicklungskurve (strichpunktiert). Diese Rötung (zusammen mit einer zusätzlichen Rötung von 0.2 mag im K-Band, die vermutlich auf systematische Fehler im stellaren Populationsmodell zurückzuführen ist; s. Text) erklärt die Daten der Quellen *a*, *b*, *c*, *d* und *g* unter Berücksichtigung der photometrischen Fehler am besten. Die vom System räumlich unaufgelösten Quellen *e* und *f* sind vermutlich Hintergrundgalaxien.

Identifikation dieser drei Quellen als Galaxien noch einer spektroskopischen Bestätigung bedarf, ist eine andere Erklärung für die Natur dieser Objekte nur schwer zu begründen. Selbst wenn man die photometrischen Fehler berücksichtigt, liegen diese Quellen im Zwei-Farbendiagramm weit rechts unterhalb der mittleren Farben einer nahen Spiralgalaxie oder derjenigen von lokalen Zwerg- oder Riesensternen. Einzig lokale HII-Regionen, deren Infrarot-Emission ungerötet und von Frei-Frei-Strahlung dominiert ist, würden ähnliche Farben wie die Quellen *a*, *b* und *d* aufweisen. Es ist sehr unwahrscheinlich, drei solcher Objekte gleichzeitig in diesem kleinen Feld um den Quasar und mit nahezu den gleichen Farben zu haben. Nach der stellaren Entwicklungskurve ist vielmehr anzunehmen, daß die hauptsächliche Emission dieser Quellen vielmehr von einer nur etwa  $10^9$  Jahre alten, blauen Sternpopulation stammt. Insbesondere die Ausdehnung der Quelle *a*, zusammen mit ihrer scheinbaren Nähe zum Quasar und ihrer Farbe macht diese Quelle sehr wahrscheinlich zu einer mit dem Quasar assoziierten Galaxie. Ihre Größe und Farbe legen nahe, daß man hier auf eine Region mit aktiver Sternenstehung blickt, die sich über etwa  $2.7 \text{ kpc}^2$  erstreckt (s. Kap. 3.4.3). Die Farbe des Quasars liegt am weitesten links im Zwei-Farbendiagramm, was vermutlich am Beitrag der nichtstellaren zentralen Quelle zur spektralen Energieverteilung liegt. Die unaufgelösten Quellen *e* und *c* sind wahrscheinlich Vordergrundsterne.

### 3.5.3 Die Leuchtkraftverteilung der Haufenmitglieder

Um herauszufinden, wie repräsentativ die beobachteten Galaxien in den drei untersuchten Haufen für Mitglieder in anderen Galaxienhaufen sind, sollen ihre Leuchtkräfte mit der sogenannten

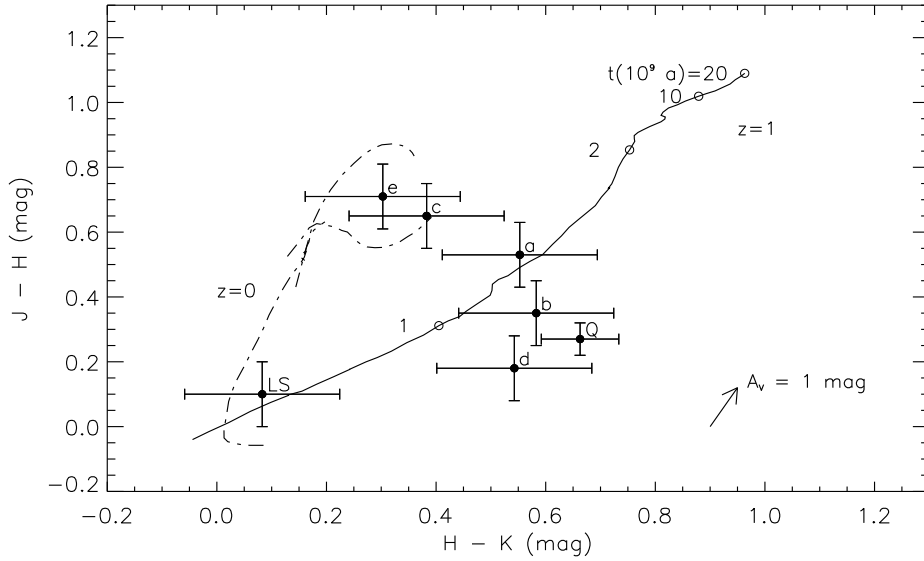


Abbildung 3.26: Nahinfrarot-Zwei-Farbendiagramm der Quellen im von ADONIS/SHARP II+ untersuchten Feld von PKS0743-006. Die Bezeichnungen der Objekte entsprechen denjenigen in Abb. 3.13. Ebenfalls eingezeichnet sind die ungeröteten Entwicklungsbahnen einer stellaren Population nach Abb. 3.24 für  $z = 1$  beziehungsweise  $z = 0$ .

Schechter-Leuchtkraft  $L^*$  bei der entsprechenden Rotverschiebung verglichen werden. Die angenommene Leuchtkraft-Verteilung von Galaxien nach Schechter (1976) für die Anzahl  $dN(M)$  der Galaxien mit absoluten Helligkeiten zwischen  $M$  und  $M + dM$  hat zwei freie Parameter ( $\alpha$  und  $M^*$ ) und folgende Form:

$$\Phi(M) \equiv dN(M)/dM = 5/(2 \ln 10) \Phi^* (L/L^*)^{\alpha+1} \exp(-L/L^*), \quad (3.25)$$

mit

$$L/L^* = 10^{-0.4(M-M^*)}. \quad (3.26)$$

$\Phi^*$  ist ein Normalisierungsfaktor für die Anzahldichte der Galaxien. Unter den Annahmen, daß eine Änderung in  $\Phi^*$  nur durch Galaxienverschmelzungen verursacht wird, und die gesamte Leuchtkraft ( $\propto \Phi^* L^*$ ) vor und nach einem solchen Wechselwirkungsprozeß erhalten bleibt, wird die zeitliche Entwicklung üblicherweise folgendermaßen parametrisiert (Glazebrook et al. 1993):  $\Phi^* = (1 + Qz)\phi_0^*$  und  $L^* = 1/(1 + Qz)L_0^*$  mit  $\phi_0^*$  und  $L_0^*$  als der heutigen charakteristischen Anzahldichte beziehungsweise Leuchtkraft der Galaxien, und  $Q$  als dem Maß für die Rate der Galaxienverschmelzungen.

Aus einer Teilmenge in der optisch selektierten Rotverschiebungsdurchmusterung mit dem AAT finden Mobasher et al. (1993) als beste Infrarot-Leuchtkraftparameter der Schechter-Funktion:  $M_K^* = (-25.1 + 5 \log h) \pm 0.3$  [mit  $h \equiv 50/H_0(\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1})$ ] und  $\alpha = -1.0 \pm 0.3$ . Die Ergebnisse der Galaxienzählungen im K-Band sind mit den Modellvorhersagen am besten für  $\Phi^* = (0.14 \pm 0.02) \times 10^{-2} h^{-3} \text{Mpc}^{-3}$  und einer sich zeitlich nicht entwickelnden Leuchtkraftverteilung für  $q_0 = 0.02$  und  $Q \approx 2$  verträglich. Ebenso finden die Autoren, daß E/S0- und Spiralgalaxien die gleiche Leuchtkraftfunktion im Infraroten wie im Optischen innerhalb der Fehler besitzen. Obige Parameter stimmen sehr gut mit denjenigen von Gardner et al. (1997) und de Propris et al. (1998) überein. Diese Gruppen finden  $M_K^* = (-23.1 + 5 \log h) \pm 0.1$ ,  $\alpha = -0.91 \pm 0.1$  und  $\Phi^* = 1.66 \times 10^{-2} (2h)^{-3} \text{Mpc}^{-3}$  beziehungsweise  $M_K^* = -23.25 + 5 \log h$  und  $\alpha = -0.78$ , beidemale für  $q_0 = 0.5$ . Für die hier untersuchten Haufen sind in den folgenden

Abschnitten die mit denselben kosmologischen Parametern wie oben ( $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  und  $q_0 = 0.5$ ) sich ergebenden Leuchtkraftverhältnisse aufgeführt.

#### *Abell 262*

Die Mitglieder UGC 1347 und 1344 des mit  $z = 0.0157$  nur gering rotverschobenen Haufens Abell 262 sind innerhalb eines Fehlers von weniger als 0.5 Magnituden  $L^*$ -Galaxien.

#### *J1836.3CR*

Die hellste Quelle  $a$  in der Aufnahme von J1836.3CR bei  $z = 0.414$  ist 0.6 mag heller als eine typische  $L^*$ -Galaxie bei dieser Rotverschiebung. Die anderen Quellen in diesem Haufen sind um 1-2 mag schwächer als eine Schechter-Galaxie in dieser Entfernung.

Nach den Ausführungen in Kap. 3.4.2 sind alle beobachteten Quellen mit Ausnahme der Galaxie  $a$  keine typischen elliptische Galaxien, wie man sie üblicherweise unter den hellsten Mitgliedern eines Haufens findet (Thuan und Rromanishin 1981), sondern ähneln vielmehr Spiralen. Die Tatsache, daß keine zentralen Bulges nachgewiesen werden konnten mag nicht ausschließlich daran liegen, daß auch die Beugungsgrenze von  $0.15''$  noch nicht ausreicht um sicher zwischen Bulge und Scheibe unterscheiden zu können. Es ist auch möglich, daß die Bulges intrinsisch schwächer gegenüber den Scheiben sind. Die statistische Untersuchung des Bulge-zu-Scheiben-Intensitätsverhältnis von Spiralen durch Solanes et al. (1989) würde dann darauf hinweisen, daß die Galaxien im Zentrum von J1836.3CR vom Typ Sa und S0 sind (vgl. Kap. 3.5.1.3), und das das Zentrum dieses Haufens dem einer dichten Umgebung entspricht.

Wie in Kap. 3.4.2 gezeigt wurde, sind die Eigenschaften der Quelle  $a$  in J1836.3CR mit denen von cD-Galaxien, wie sie in reichen Haufen gefunden werden, vergleichbar. Zudem ergeben die Beobachtungen, daß die Form der zentralen Quelle sowie die Verteilung der Satellitengalaxien und die Orientierung des Doppelkerns in  $a$  eine Vorzugsrichtung aufweist. Um die beobachteten Charakteristiken von cD-Galaxien zu erklären, gibt es zwei grundsätzlich verschiedene Möglichkeiten. Die eine geht von einem Entwicklungsprozess aus, der bei einer normalen elliptischen Galaxie startet. Wegen ihrer ausgezeichneten Lage im dynamischen Zentrum von reichen Haufen kann von Galaxien, die die Nähe des Haufenzentrums passieren, durch dynamische Wechselwirkung, die vom Gravitationspotential des Haufens oder der zentralen Galaxie selbst ausgeht, Material von diesen abgestreift und von der zentralen Quelle aufgesammelt werden (Gallagher und Ostriker 1972). Damit ließe sich die ausgedehnte, den elliptischen Kern einhüllende Komponente in der Helligkeitsverteilung von cD-Galaxien erklären, wie man sie auch bei Quelle  $a$  in J1836.3CR findet. Ebenso können masseärmere Galaxien mit der zentralen Elliptischen vollständig verschmelzen (Ostriker und Tremaine 1975), mit der Folge, daß die Leuchtkraft und Ausdehnung des cD-Galaxienkerns mit der Zeit wächst. Mit diesem, als Galaxien-Kannibalismus bezeichneten Prozess ließe sich die in Kap. 3.4.2 dargestellte Beobachtung erklären, daß die zentrale Komponente von cD-Galaxien sowohl in reichen als auch armen Haufen ähnlich der von normalen Elliptischen ist, mit der Ausnahme einer größeren Leuchtkraft und Skalenlänge. Dieses Modell wird durch die Beobachtung unterstützt, daß das  $M/L_B$ -Verhältnis von cD-Galaxien ähnlich dem von normalen elliptischen Galaxien ist, und das erstere die  $r_0$ - $\mu_b$ -Relation für normale Elliptische zu größeren Flächenhelligkeiten hin fortsetzen. Doppelkerne wie im Fall der Quelle  $a$  in J1836.3CR beziehungsweise die in einigen cD-Galaxien beobachteten Mehrfachkerne können ebenfalls als Konsequenz von Galaxien-Kannibalismus gedeutet werden. Auch die einhüllende Komponente, die man (wie bereits in Kap. 3.4.2 erwähnt) nur in der Helligkeitsverteilung der leuchtkräftigsten Galaxie in reichen Haufen, nicht aber beim hellsten Mitglied in weniger dichten Haufen beobachtet, ist konsistent mit dem Ereignis von Galaxienverschmelzungen. In reichen Haufen kann die einhüllende Komponente auf die Folge von Gezeitenkräften bei Zusammenstößen zurückgeführt werden. In armen Haufen ist wegen der geringeren Anzahldichte und Geschwindigkeitsdispersion der Galaxien, die Kollisionszeit in der Größenordnung der Hubble-Zeit, weswegen dort die zusätzliche Komponente in der hellsten Galaxie wenig ausgeprägt ist oder gänzlich fehlt (Thuan und Romanishin 1981).



Allerdings können auch Argumente gegen den Kannibalismus-Prozess als maßgebliche Ursache von cD-Galaxien vorgebracht werden. Nimmt man etwa die in heutigen Haufen beobachtete Rate für Galaxienverschmelzungen beziehungsweise Materie-Akkretion auch für frühere Epochen an, lassen sich über der Hubble-Zeit die hohen Kernmassen von cD-Galaxien zwischen  $10^{12}$  bis  $10^{13} M_{\odot}$  nur schwer erklären (Merritt 1985). Ein zu obigen Entwicklungs-Modellen grundsätzlich verschiedenes Szenarium ist, daß die besonderen Eigenschaften von cD-Galaxien bereits bei ihrer Geburt festgelegt wurden. Sandage (1976) und Tremaine und Richstone (1977) argumentieren, daß der relativ enge Bereich, in dem die Leuchtkräfte der jeweils hellsten Haufenmitglieder liegen, für einen gegenüber dem Fall normaler Galaxien speziellen Geburtsprozess spricht, weil eine längere Entwicklung aus Kannibalismus und Akkretion ohne einen selbstregulierenden Mechanismus eine größeren Streuung in der Leuchtkraft erwarten lassen würde. Eventuell waren im Bild der frühen Entwicklung die jeweils hellsten Haufenmitglieder sogar die Kondensationskerne des Haufens selbst (van den Bergh 1983). Die nach wie vor großen Unsicherheiten in der Kenntnis der Anfangsbedingungen im kosmologischen Dichte-Feld erklären, daß diese Alternative zur oben dargestellten evolutionären Entstehung von cD-Galaxien aus normalen Elliptischen bislang nur stiefmütterlich behandelt wurde. Dabei ist die genaue Entwicklungsgeschichte von cD-Galaxien entscheidend für ihren sinnvollen Gebrauch als kosmologische Standardkerzen.

Ein neueres dynamisches Modell zur Entstehung von cD-Galaxien, welches die Ideen der beiden oben dargestellten Modelle vereint, ist dasjenige von West (1994). In ihm sind nicht mehr normale massive Elliptische der Ursprung von cD-Galaxien, sondern letztere sind die Nachfolger hoch-rotverschobener Radiogalaxien (West 1994). Die hauptsächliche Motivation für dieses Modell beruht zum einem auf der Beobachtung, daß viele der stärksten Radioquellen bei niedrigen Rotverschiebungen mit cD-Galaxien zusammenfallen, und zum anderen darauf, daß die überwiegende Mehrzahl der hellsten Galaxien in Haufen – und nur diese – eine bevorzugte Ausrichtung ihrer Form zur Hauptachse ihres Heimathaufens aufweisen, und das letztere wiederum auf größeren Skalen ein analoges Verhalten zeigen (Carter und Metcalfe 1980, Binggeli 1982, Porter, Schneider und Hoessel 1991, Trevese, Cirmile und Flin 1992). Dies legt die Vermutung nahe, daß cD-Galaxien nicht als extreme Beispiele von elliptischen Galaxien gesehen werden können, sondern vielmehr eine besondere Objektklasse mit eigener Entstehungsgeschichte darstellen, deren Eigenschaften mit der Entstehung von Strukturen auf noch größeren Skalen zusammenhängt. Nach West (1994) hängt der nur bei Rotverschiebungen  $z > 1$  beobachtete Effekt, daß die Hauptachsen der ausgedehnten optischen und infraroten Strukturen von Radio-Galaxien sehr häufig und sehr eng um die Radio-Achse ausgerichtet sind, mit der bei kleinen Rotverschiebungen beobachteten Ausrichtung der hellsten Galaxie in einem Haufen zu ihrer Umgebung zusammen. Nach dem Modell sind beide Phänomene die Folge räumlich hochgradig anisotroper Galaxienverschmelzungen. Daß letztere nicht isotrop ablaufen, wird als Konsequenz von Anisotropien im primordialen Dichte-Feld gesehen. Es wird heute angenommen, daß Strukturen auf Skalen unterhalb von Galaxien bis hin zu Haufen von Galaxien-Haufen durch die Gravitationsinstabilität schwacher Inhomogenitäten in der anfänglichen kosmologischen Materieverteilung gewachsen sind. Numerische N-Körper Simulationen haben gezeigt, daß für eine Vielzahl kosmologischer Modelle die Ausbildung untereinander verbundener filamentartiger Strukturen im primordialen Dichte-Feld auf großen Skalen (Mpc) typisch ist. Die Ausrichtung der Form und Orientierung von reichen Galaxienhaufen mit ihren Nachbarhaufen kann damit erklärt werden. Der Potentialtopf im Zentrum eines reichen Proto-Haufens ist sicherlich der wahrscheinlichste Ort für die Entstehung der ersten Generation von Galaxien. Die Materie die sich im Dichtezentrum ansammelt und dort zu Sternen kondensiert, wird dabei auf Bahnen einströmen, die durch die filamentartige Verbindung mit dem benachbarten Proto-Haufen gegeben ist. Auch spätere Galaxienzusammenstöße mit der massivsten Galaxie im Zentrum des Haufens werden nicht zufällig und isotrop ablaufen, sondern ebenfalls die großskalige Filamentstruktur, das heißt die Lage des dominantesten Filaments wiedergeben. Numerische Simulationen (White 1978, Villumsen 1982) haben ergeben, daß Kollisionen unter einem niedrigem Drehimpuls (das heißt entlang einer Vorzugsrichtung) zu einer prolaten Struktur der resultierenden Galaxie führen, die wiederum zur Richtung des Einfalls ausgerichtet ist. Verschmelzungen mit hohem Drehimpuls (das heißt Kollisionen ohne einer Vorzugsrichtung der Begegnung) führen hingegen zu einer

oblaten Form. Kaltes Gas, daß in ein prolat geformtes Schwerkraftfeld einer durch obige Verschmelzungen hervorgegangenen massiven Galaxie fällt, wird sich in einer Akkretionsscheibe um den Kern sammeln, deren Rotationsachse mit der Hauptachse der Massenverteilung in der Galaxie zusammenfällt. Mit dem Standard-Modell für den Kern einer aktiven Galaxie, in dem eine Akkretionsscheibe ein um die gleiche Achse rotierendes massives schwarzes Loch füttert, wäre die Ausrichtung der Radio-Jets zur Hauptachse der galaktischen Massenverteilung die Folge.

#### PKS0743-006

Von den drei potentiellen Galaxien in unmittelbarer Nähe des Quasars PKS0743-006 bei  $z = 0.994$  sind zwei ungefähr um 0.7 mag heller und die dritte um etwa 2 mag schwächer als eine  $L^*$ -Galaxie. Das ist konsistent mit der Beobachtung, daß die hellsten Mitglieder der untersuchten Haufen die enge Relation zwischen der K-Band-Helligkeit und Rotverschiebung erfüllen, die sich für  $z < 1.5$  durch ihre geringe Streuung von nur etwa 0.3 mag auszeichnet (Lilly 1988). Der Quasar ist allerdings um 1.5 bis 2 mag heller als nach der  $m_K$ - $z$ -Relation für Galaxien vorhergesagt. Ebenso wie die von den anderen Galaxien im Feld abweichende Farbe kann dies durch den Beitrag des aktiven Kerns zur K-Band-Leuchtkraft erklärt werden (vgl. Dunlop et al. 1993, Lehnert et al. 1992). Andererseits sind die zum Zeitpunkt der ADONIS/SHARP II+-Beobachtung gewonnenen J-, H- und K-Flüsse dieser variablen Radioquelle um etwa 0.7 bis 1.0 mag kleiner als die in der Literatur angegebenen Werte (White et al. 1988, Lepine et al. 1985). Da die bisher bei Quasaren nachgewiesenen Host-Galaxien häufig Leuchtkräfte bis zu  $5L^*$  aufweisen, ist es möglich, daß die unterliegende Galaxie von PKS0743-006 zum Beobachtungszeitpunkt erheblich zur gesamten Leuchtkraft des sich in einer Phase niedriger Aktivität befindlichen QSOs beiträgt. Nimmt man für die Hostgalaxie eine Helligkeit nach der  $m_K$ - $z$ -Relation an, ist nach den Ausführungen in Kap. 3.4.3.1 ein wahrscheinlicher Grund für ihren negativen Nachweis, daß sich unabhängig von der Art des Helligkeitsprofils der Host-Galaxie der Betrag seiner Skalenlänge sehr nahe am Wert des zu erwartenden Maximums liegt, das heißt  $r_0 \approx 20$  kpc bei einer rein elliptischen Galaxie beziehungsweise  $\alpha^{-1} > 7$  kpc im Fall einer Spirale.

Zusammengefaßt deuten die in den vorangegangenen Abschnitten dargestellten Beobachtungsergebnisse darauf hin, daß die untersuchten jeweils hellsten Quellen als repräsentativ für die hellsten Mitglieder in Galaxienhaufen angesehen werden können. Im dem folgenden, diese Arbeit abschließenden Kapitel werden die gewonnenen Resultate einigen ausgewählten Beobachtungsergebnissen, die andere Gruppen an Haufengalaxien erzielt haben, nochmals gegenübergestellt.

## Kapitel 4

# Zusammenfassung und Ausblick

Zwei vorrangige Ziele moderner astronomischer Instrumentierung sind hohe Empfindlichkeit und hohe Winkelauflösung. Das erste Ziel wird durch den Bau von Teleskopen mit immer größerem Lichtsammelvermögen sowie durch die Entwicklung hocheffizienter Detektorsysteme erreicht. Mit Ausnahme der Speckle-interferometrischen Beobachtung heller Quellen blieb die räumliche Auflösung bodengestützter Teleskope hingegen in der Vergangenheit durch die Atmosphäre auf etwa eine Bogensekunde begrenzt.

Die sich in den letzten Jahren rasant entwickelnde Technik der AO erlaubt beugungsbegrenzte Aufnahmen vom Erdboden aus, in dem die durch die turbulente Atmosphäre verursachten Bildstörungen in Echtzeit korrigiert werden. Dies bietet nicht nur den Vorteil, daß schwache Objekte auf feineren räumlichen Skalen untersucht werden können. Eine höhere räumliche Auflösung pro Bildelement reduziert auch das Himmelshintergrundsignal insbesondere bei Beobachtungen im Infraroten und mit Spaltspektrographen. Und nicht zuletzt sind zur Untersuchung schwacher Objekte in unmittelbarer Nachbarschaft heller Quellen hohe Winkelauflösungen für einen möglichst hohen Kontrast erforderlich.

Zur Korrektur ist die AO auf einen ausreichend hellen Leitstern als Referenzquelle angewiesen. Dies schränkt die Einsatzmöglichkeit konventioneller AO-Systeme insbesondere bei gezielten extragalaktischen Untersuchungen deutlich ein, weil hier in der Regel kein ausreichend heller natürlicher Leitstern im korrigierbaren Feld gefunden werden kann. Einen Ausweg zum Einsatz der AO an jedem Ort des Himmels bietet ein künstlicher Leitstern. Dieser kann durch (resonante) Streuung von Laserlicht aus einem eng umrissenen Bereich in der Erdatmosphäre erzeugt werden.

Die Zielsetzung des AO-Systems ALFA ist die beugungsbegrenzte Abbildung im Nahinfraroten unter mittleren Seeing-Bedingungen über einen möglichst großen Bereich am Himmel. Im ersten Teil dieser Arbeit wurde dargestellt, wie stark ein einzelner Natrium-LLS die Einsatzmöglichkeiten eines AO-Systems an einem Teleskop der 4-m-Klasse erweitern kann, und welchen Anforderungen das Laserleitsternsystem in diesem Zusammenhang genügen muß. Die vorgestellte Leistungsanalyse zeigte, daß mit dem in ALFA in der ersten Ausbaustufe realisierten Lasersystem bei Beobachtungen im K-Band unter durchschnittlichen atmosphärischen Bedingungen eine über alle galaktische Breiten gemittelte Himmelsüberdeckung des AO-Systems von nahezu 100 % erreichbar sein sollte.

Der zweite Teil dieser Arbeit befaßte sich schwerpunktmäßig mit der Auslegung und dem Bau des LLS-Systems von ALFA. Das System besteht im wesentlichen aus vier Komponenten: dem eigentlichen Laser, dem Laserstrahl-Transportsystem einschließlich Projektionsteleskop mit einer Vielzahl von Diagnose-Einrichtungen sowie den Einrichtungen zur Steuerung und Regelung des Gesamtsystems. Die kohärente Lichtquelle in ALFA ist ein modifizierter kommerzieller Farbstofflaser, dessen Dauerstrich-Ausgangsleistung auf über 4.5 W in der Grundmode bei 589 nm gesteigert werden konnte, ohne daß Einschränkungen hinsichtlich Strahlqualität, Frequenzstabilität und möglichst robustem Dauerbetrieb in Kauf genommen werden müssen. Um seine hervorragenden intrinsischen Eigenschaften auch in einen möglichst kleinen und stabilen LLS

am Himmel umsetzen zu können, wurde ausführlich auf die optimale Auslegung des Laserstrahlprojektionssystems eingegangen und erste Messungen am so gewonnenen LLS vorgestellt.

Bei den Beobachtungen trat die nur mäßige meteorologische Qualität des Calar Alto für moderne astronomische Beobachtungen zu Tage. Dies ist der Grund, warum bislang nur ein Aspekt der Projektzielsetzung, nämlich die beugungsbegrenzte Abbildung im K-Band über den gesamten Himmel, experimentell demonstriert werden konnte. Um die Einsatzfrequenz des ALFA-Systems in der Zukunft auf einen wirklichen Routine-Betrieb erweitern zu können, wurden im zweiten Kapitel auch die Möglichkeiten für einen Ausbau des LLS-Systems diskutiert. Dies beinhaltet Maßnahmen zur weiteren Steigerung der Ausgangsleistung des Lasers und die Möglichkeit des vollständig beugungsbegrenzten Lichttransports über eine Monomoden-Glasfaser. Solange die in Frage kommenden Hochleistungs-Natrium-Laser nicht kompakter gebaut werden können, ist insbesondere der Transport über Lichtwellenleiter von großer Bedeutung für die Implementierung von multiplen LLSen an den zukünftigen Großteleskopen beziehungsweise für die bestmögliche AO-Korrektur bei kürzeren Wellenlängen.

Im dritten Kapitel dieser Arbeit wurden die Ergebnisse von räumlich hochaufgelösten Beobachtungen einer Auswahl von Galaxien in vier Galaxienhaufen in drei unterschiedlichen Rotverschiebungsbereichen vorgestellt: Abell 262 und Abell 1367 bei  $z = 0.0157$  beziehungsweise  $z = 0.0227$ , J1836.3CR bei  $z = 0.414$  und PKS0743-006 bei  $z = 0.994$ . Im Fall der Balkenspirale UGC 1347 in Abell 262 handelt es sich um die erste AO-Beobachtung einer Galaxie mittels LLS. Die Untersuchungen der Abell-Haufen wurde mit dem ALFA/OMEGA-System durchgeführt. Die Beobachtungen der beiden weiter entfernten Haufen erfolgten mit ADONIS/SHARP II.

Der Vergleich der für den Kern von UGC 1347 aus den Beobachtungen sich ergebenden Leuchtkraft-Verhältnisse mit den Vorhersagen eines Sternentstehungs-Modells weist dort auf eine verhältnismäßig junge und noch anhaltende Sternentstehungsaktivität hin. Zusätzlich zum im Nahinfraroten räumlich aufgelösten Kern von UGC 1347 zeigen die Beobachtungen eine helle und kompakte Region an einem Ende des Balkens mit aktiver Sternentstehung eines sehr jungen Alters. Das  $L_K/L_{LyK}$ -Verhältnis sowie die  $V - K$ -Farbe dieser Region weisen auf einen Sternentstehungsausbruch hin, der sich dort vor etwa  $10^7$  Jahren ereignet hat. Im Fall der Spirale UGC 1344, die wahrscheinlich den zentralen Bereich von Abell 262 bereits durchlaufen hat, ist die gesamte Sternentstehungsaktivität gering und die Galaxie arm an Ausgangsmaterial zur Sternbildung.

Der Vergleich Seeing-korrigierter Bulge-Abmessungen von insgesamt 26 Galaxien innerhalb und außerhalb des Abell-Radius von Abell 262 und Abell 1367 zeigt, daß die Galaxien im zentralen Bereich des Haufens tendenziell kompaktere Bulges aufweisen als diejenigen außerhalb des Abell-Radius. Dieses Phänomen kann durch eine verstärkte Sternentstehungsaktivität aufgrund von Galaxien-Galaxien-Wechselwirkung innerhalb des Abell-Radius erklärt werden.

Auf eine durch Galaxien-Galaxien-Wechselwirkung erhöhte Sternentstehungsrate im Zentralbereich eines Haufens weisen auch Beobachtungen bei anderen Wellenlängen hin. Scodreggio und Gavazzi (1993) finden in einer 21-cm-Durchmusterung von Spiralgalaxien in Haufen, daß etwa 30 % von diesen eine ausgedehnte Radio-Kontinuumsemission zeigen, und daß es für einen erheblichen Anteil derselben (aber nicht für alle) morphologische Hinweise auf stattgefundene Galaxien-Galaxien-Wechselwirkungen gibt. Moss und Whittle (1993) finden in einer entsprechenden  $H\alpha$ -Durchmusterung, daß wechselwirkende Spiralen eine deutliche Tendenz zu in  $H\alpha$  kompakteren Bulges zeigen, was den Autoren zufolge mit großer Wahrscheinlichkeit auf einer durch Gezeitenwechselwirkung ausgelösten Sternentstehung beruht. Da eine Galaxien-Galaxien-Wechselwirkung wahrscheinlicher in der Nähe des Haufenzentrums ist, sollte auch die dynamisch induzierte Sternentstehung im zentralen Bereich des Haufens eine größere Rolle spielen als weiter außen. Bisherige Untersuchungen haben diesen offensichtlichen Zusammenhang noch nicht belegen können. Auch die mit ALFA/OMEGA beobachtete Korrelation zwischen Sternentstehungsaktivität und Abstand vom Haufenzentrum ist noch nicht mit ausreichender Sicherheit bestätigt. Dazu sind weitere Beobachtungen einer größeren Anzahl von Haufengalaxien erforderlich.

Da der Gehalt an Spiralgalaxien in Haufen bei höheren Rotverschiebungen ungefähr so groß wie der Spiralgalaxien-Anteil im Feld bei  $z = 0$  ist (Oemler et al. 1997), können detaillierte

Untersuchungen von Mitgliedern in an Spiralen reichen Haufen bei niedriger Rotverschiebung wichtige allgemeine Aussagen zur Entwicklung von Galaxien bei höheren Rotverschiebungen ermöglichen. Insbesondere kann der Einfluß kurzzeitiger Wechselwirkungsstörungen (sogenanntes „galaxy harassment“) auf die Entwicklung davon betroffener Galaxien genauer bestimmt werden. Abell 262 und 1367 sind durch ihren Reichtum an Spiralgalaxien gekennzeichnet. Mit einem Anzahlverhältnis der Spiralen zu S0- und E0-Galaxien von 47 % / 53 % beziehungsweise 43 % / 57 % liegt ein ähnlicher Anteil an Spiralen vor wie in Haufen bei  $z = 0$  mit einem Verhältnis von 55 % / 45 % und in denen bei  $z = 0.4$  mit einem Verhältnis von 40 % / 60 % (Oemler et al. 1997).

UGC 1347 und UGC 1344 im nahen Haufen Abell 262 können als typische Vertreter von Galaxien mit blauer beziehungsweise roter Farbe in Haufen bei größeren Rotverschiebungen angesehen werden. Im Fall von drei Haufen bei  $z = 0.3$ , die mit dem Hubble Space Telescope (HST) im Sichtbaren untersucht wurden (Couch et al. 1998), ist der Spiralenanteil um mindestens um den Faktor drei größer als in Haufen bei  $z = 0$ , was in etwa dem Spiralenanteil in Abell 262 und Abell 1367 entspricht. Ungefähr 20 % der von HST beobachteten Galaxien weisen Anzeichen von Wechselwirkungen auf. Den blauen Anteil dieser Galaxien zeichnet eine Morphologie ähnlich der von Sb-Sdm/Irr-Galaxien aus, mit kompakten, knotigen Gebieten aktiver Sternentstehung. Diese Knoten können ihre Entsprechung in UGC 1347 in der dort an einem Ende des Balkens auftretenden hellen und kompakten Sternentstehungsregion finden. Für den roten Anteil in obigen, von HST beobachteten Galaxien finden die Autoren ein Alter von  $(1 - 2) \times 10^9$  Jahren und eine Morphologie entsprechend der von S0- bis Sb-Galaxien. UGC 1344 und die Komponente  $a$  in J1836.CR können die entsprechenden Gegenstücke in den hier mit AO untersuchten Haufen sein.

Die Quelle  $a$  in J1836.3CR scheint ein typischer Vertreter der Klasse der cD-Galaxien zu sein. Die Helligkeitsverteilung der zentralen Quelle, die räumliche Verteilung der Satellitengalaxien und ihre Form sowie die Orientierung des Doppelkerns der zentralen Quelle illustrieren in eindrücklicher Weise die Vorhersagen des Modells der hochgradig anisotrop ablaufenden Galaxienverschmelzung (West 1994) als Ursache für das Auftreten und die Erscheinungsform heutiger cD-Galaxien. Nach West (1994) stellen letztere die Nachfolger der Radiogalaxien bei  $z > 1$  dar. Wenn die Entstehung beider Objektklassen tatsächlich jeweils durch den Prozess räumlich anisotroper, daß heißt unter einem kleinen Drehimpuls stattfindender Materiezusammenstöße erklärt werden kann, so sollten zukünftige Untersuchungen der räumlichen Verteilung der Satellitengalaxien außerhalb des Jets von hoch-rotverschobenen Radio-Galaxien eine bevorzugte Verteilung der Begleitgalaxien um die Radio-Achse ergeben.

Aus der Analyse von Nahinfrarot-Farben einiger Quasare finden Hutchings und Neff (1997) für fünf solcher Objekte mit Rotverschiebungen zwischen  $z = 0.06$  bis  $0.3$ , daß sie von weit entwickelten Galaxien mit einer mittleren Extinktion von  $A_V = 2$  bis  $3$  umgeben sind, ganz ähnlich dem Fall des hier untersuchten Haufens J1836.3CR bei  $z = 0.414$ . Auf kosmologischen Skalen jedoch nimmt der Anteil blauer Galaxien sowohl in Haufen als auch im Feld mit steigender Rotverschiebung zu (Butcher und Oemler 1984, Ellis 1997, Morris et al. 1998). Das ist konsistent mit den relativ blauen Nahinfrarot-Farben der als Galaxien identifizierten Quellen in der unmittelbaren Umgebung des Quasars PKS0743-006 bei  $z = 0.994$ .

Basierend auf einer Untersuchung von Abell 2390 bei  $z = 0.2279$  und des Galaxienhaufens MS 1621.5+2640 bei  $z = 0.4274$  schlagen Abraham et al. (1996) und Morris et al. (1998) vor, daß der Sternentstehungsprozess bei den nahen, daß heißt alten Haufen durch die Kombination eines Abstreifens des Wasserstoffgases gefolgt vom Verbrauch des Gases durch induzierte Sternentstehung gestoppt worden ist. Dieses Unterbinden weiterer Sternentstehung kann sowohl den Butcher-Oemler-Effekt als auch den übermäßig hohen Anteil von S0-Galaxien in nahen Haufen erklären. Eine weitere Konsequenz wäre, daß eine einmalig durch Gaseinfall induzierte Sternbildung, die zu einem späteren Aussetzen weiterer Sternentstehungsprozesse führt, keinen wesentlichen Einfluß auf die Entwicklung der Haufen bei niedriger Rotverschiebung hat, wohl aber eine wichtige Rolle in früheren kosmischen Epochen gespielt haben kann. Die Balkenstruktur von UGC 1347, der Beginn des Abstreifens von HI-Gas und die sehr junge, aktive Sternentstehungsregion an einem Ende des Balkens, machen diese Galaxie zu einem idealen Kandidaten, um die

physikalischen Prozesse genauer zu studieren, welche die Entwicklung von Haufengalaxien im allgemeinen bestimmen.

Mit den hier vorgestellten räumlich hochaufgelösten Untersuchungsmethoden wird sich in Verbindung mit zukünftigen spektral hochaufgelösten Aufnahmen in Kombination mit Spektralsynthese ein noch vollständigeres Bild der Galaxienentwicklung in Haufen entwerfen lassen. Der weitere Schritt einer in Zukunft noch tieferen Galaxienzählung im Nahinfraroten in Abhängigkeit von der Galaxienhelligkeit ist nicht nur ein wichtiges Werkzeug um die Geometrie des Universums zu entschlüsseln. Aus der Verteilung der Galaxienzahl mit der Rotverschiebung läßt sich auch die Rate von Galaxienverschmelzungen und die dadurch induzierte Sternenscheinungsrate einschränken. Beide der letztgenannten Beobachtungsmethoden – detaillierte morphologische und spektrale Untersuchungen sowie tiefe Galaxienzählungen – werden an den zukünftigen erdgebundenen Großteleskopen und Interferometern durch die Technik der AO, insbesondere mit LLSen, wesentlich erleichtert beziehungsweise erst ermöglicht werden.

# Literaturverzeichnis

- Abell, G. O., 1958, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **3**, 211.
- Abraham, R. G., Smecker-Hane, T. A., Hutchings, J. B., Carlberg, R. G., Yee, H. K. C., Ellingson, E., Morris, S., Oke, J. B. und M. Rigler, 1996, *Astrophys. J.* **471**, 694.
- Albert, C., White, R. und W. W. Morgan, 1977, *Astrophys. J.* **211**, 309.
- Allen, C. W., 1963, *Astrophysical Quantities*, Athlone, London.
- Allen, L. und J. H. Eberly, 1975, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, Wiley Interscience, New York.
- Amran, P., Marcelin, M., Balkowski, C., Cayatte, V., Sullivan, W. T., und E. Le Coarer, 1994, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **103**, 5.
- Amran, P. und M. Marcelin, 1998, private Mitteilung (Observatoire de Marseille).
- Anders, S., Thatte, N., Tacconi-Garman, L. E., Eckart, A., Hackenberg, W., Ott, T., Genzel, R., Hippler, S., Rohloff, R.-R. und S. Beckwith, 1998, *Tagungsbericht der Astronomischen Gesellschaft*, **14**.
- Arimondo, E., Inguscio, M. und P. Violino, 1977, *Rev. Mod. Phys.* **49**, 31.
- Arsenault, R., Salmon, D. A., Kerr, J. M., Rigaut, F. J., Crampton, D. und W. A. Grundmann, 1994, in: *Proc. of SPIE* **2201**, 833.
- Binggeli, B., 1982, *Astron. Astrophys.* **107**, 338.
- Bonaccini, D. und W. Hackenberg, 1999, *ESO Technical Report: Fiber-Relay for the VLT LGSF*.
- Borchers, H., Hausen, H., Hellwege, K.-H., Schäfer, K. und E. Schmidt (Hrsg.), 1969, in: *Landolt-Börnstein; Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik*, Springer, Berlin.
- Bower, R. G., Böhringer, H., Briel, U. G., Ellis, R. S., Castander, F. J. und W. J. Couch, 1994, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **268**, 345.
- Brandt, J. C., 1960, *Astrophys. J.* **131**, 293.
- Bufton, J. L., 1973, *Appl. Opt.* **12**, 1785.

- Buscher, D. F., Armstrong, J. T., Hummel, C. A., Quirrenbach, A., Mozurkevich, D., Johnston, K. J., Denison, C. S., Colavita, M. M. und M. Shao. 1995, *Appl. Opt.* **34**, 1081.
- Butcher, H. und A. Oemler, 1984, *Astrophys. J.* **285**, 426.
- Bravo-Alfaro, H., Szomoru, A., Cayatte, V., Balkowski, C. und R. Sancisi, 1997, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **126**, 537.
- Bruzual, A. G. und S. Charlot, 1993, *Astrophys. J.* **405**, 538.
- Carter, D. und N. Metcalfe, 1980, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **191**, 325.
- Charlot, S. und A. G. Bruzual, 1991, *Astrophys. J.* **367**, 126.
- Christou, J. C., 1995, in: *Proc. of SPIE* **2534**, 226.
- Clark, P. P. Howard, J. W. und E. R. Freniere, 1984, *Appl. Opt.* **23**, 353.
- Clemesha, B.R., 1995, *J. of Atmospheric and Terrestrial Physics* **57**, 725.
- Condon, J. J., 1992, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **30**, 575.
- Condon, J. J., Helou, G., Sander, D. B. und B. T. Soifer, 1996 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **103**, 81.
- Cotter, D., 1983, *Opt. Commun.* **4**, 1983.
- Couch, W. J., Ellis, R. S., MacLaren, I. und D. F. Malin, 1991, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **249**, 606.
- Couch, W. J., Ellis, R. S., Sharples, R. M. und I. Smail, 1994, *Astrophys. J.* **430**, 121.
- Couch, W. J., Barger, A. J., Smail, I., Richards, E. und R. M. Sharples, 1998, *Astrophys. J.* **497**, 188.
- Davies, R., Hackenberg, W., Ott, T., Eckart, A., Holstenberg, H.-C., Rabien, S., Quirrenbach, A. und M. Kasper, 1998, in *Proc. of SPIE* **3353**, 94.
- Delplancke, F., Ageorges, N., Hubin, N. und C. M. M. O'Sullivan, 1998, in: *Joint ESO/OSA Topical Meeting on Astronomy with Adaptive Optics*, ESO Garching.
- Denaries, M. und G. Bret, 1968, *sl Phys. Rev.* **171**, 160.
- De Propriis, R., Eisenhardt, P. R., Stanford, S. A. und M. Dickinson, 1998, *Astrophys. J. Lett.* **503**, 45.
- De Vaucouleurs, G., 1959, *Handbuch der Physik* **53**, 311.
- Draine, B. T., 1989, in: *Kaldeich, B. H. (Hrsg.), Infrared Spectroscopy in Astronomy, Proc. of ESA, ESA-SP* **290**.
- Doyon, R., Joseph, R. D. und G. S. Wright, 1994, *Astrophys. J.* **421**, 101.
- Dressler, A., 1979, *Astrophys. J.* **231**, 659.



- Drexhage, K. H., 1977, in: Schäfer, F. P. (Hrsg.): *Dye Lasers*, Springer, Berlin.
- Dunlop, J. S., Taylor, G. L., Hughes, D. H. und E. I. Robson, 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **264**, 455.
- Eckart, A., Cameron, M., Rothermel, H., Wild, W., Zinnecker, H., rybeck, G., Olberg, M. und T. Wiklind, 1990, *Astrophys. J.* **363**, 451.
- Eckart, A., Cameron, M., Boller, T., Krabbe, A., Blietz, M., Nakai, N., Wagner, S. J. und A. Sternberg, 1996, *Astrophys. J.* **472**, 588.
- Eisenhauer, F., 1995, *Auslegung und Bau einer benutzerorientierten Nahinfrarot-Kamera für astronomische Beobachtungen mit dem adaptiven Optik System ADONIS am 3,6 m Teleskop der ESO*, Diplomarbeit Technische Universität München.
- Emerson, J. P., 1988, in: Dupree, A. K. und M. T. V. T. Lago (Hrsg.), *Formation and Evolution of Low Mass Stars NATO ASI Series C241*, 21, Kluwer Academic.
- Fanti, C., Montavani, F., Tomasi, P., 1981, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **43**, 1.
- Fairclough, J. H., 1986, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **219**, 1.
- Foy, R., Migus, A., Biraben, F., Grynberg, G., McCoulough, P. R. und M. Tallon, 1995, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **111**, 569.
- Förster, N., 1998, *Near-infrared imaging spectroscopy and mid-infrared spectroscopy of M82: revealing the nature of star formation activity in the archetypal starburst galaxy*, Dissertation Ludwig-Maximilians-Universität München.
- Fugate, R. Q., 1994, *Sky and Telescope* **87**, 20.
- Fujita, Y., 1998, *Astrophys. J.* **509**, 587.
- Fried, D. L., 1966, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 1372.
- Fried, D. L., 1982, *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 52.
- Frogel, J. A., Persson, S. E., Matthews, K. und M. Aaronson, 1978, *Astrophys. J.* **220**, 75.
- Gallagher, J. S. und J. P. Ostriker, 1972, *Astron. J.* **77**, 288.
- Gambling, W. A., Matsumura, H., und C. M. Ragdale, 1979, *Opt. Quantum Electron.* **11**, 43.
- Gardner, C. S., Voelz, D. G., Sechrist, C. F. und A. C. Segal, 1986, *J. Geophys. Res.* **91**, 13659.
- Gardner, C. S. und D. G. Voelz, 1987 *J. Geophys. Res.* **92**, 4673.
- Gardner, J. P., Sharples, R. M., Frenk, C. S. und B. E. Carroscio, 1997, *Astrophys. J. Lett.* **480**, 99.
- Gaupp, A., Kuske, P. und H. J. Andrä, 1982, *Phys. Rev. A* **26**, 3351.

- Gavazzi, G., Trinchieri, G. und A. Boselli, 1990, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **86**, 109.
- Gavazzi, G. und A. Boselli, 1996, *Astrophys. Lett. & Comm.*, **35**, 1.
- Gavazzi, G., Pierini, D., Boselli, A. und R. Tuffs 1996, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **120**, 489.
- Gehrz, R. D., Sramek, R. A. und D. W. Weedman, 1983, *Astrophys. J.* **267**, 551.
- Genzel, R., Weitzel, L., Tacconi-Garman, L. E., Blietz, M., Cameron, M., Krabbe, A., Lutz, D. und A. Stenberg, 1995, *Astrophys. J.* **444**, 129.
- Gerhardt, H., 1977, in: Schäfer, F. P. (Hrsg.): *Dye Lasers*, Springer, Berlin.
- Giovanelli, R., Haynes, M. P. und G. L. Chincarini, 1982, *Astrophys. J.* **262**, 442.
- Giovanelli, R. und M. P. Haynes, 1985, *Astrophys. J.* **292**, 404.
- Glass, I. S., 1975, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **214**, 429.
- Glazebrook, K., Peacock, J. A., Collins, C. A. und L. Miller, 1994, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **266**, 65.
- Glindemann, A., Hamilton, D., Hippler, S., Rohloff, R.-R. und K. Wagner, 1997, in: *Proc. of SPIE* **3126**,.
- Graham, A., Lauer, T. R., Colless, M. und M. Postman, 1996, *Astrophys. J.* **465**, 534.
- Greenwood, D. P., 1982, *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 390.
- Greenwood, D. P. und R. R. Parenti, 1994, in: *Alloin, D. M. und J.-M. Mariotti (Hrsg.): Adaptive Optics for Astronomy*, Kluwer Academic, Dordrecht.
- Gregory, S. A., Thompson, L. A. und W. G. Tift, 1981, *Astrophys. J.* **243**, 411.
- Gröber und Erk, 1963, *Die Grundgesetze der Wärmeübertragung*, Springer, Berlin.
- Haken, H. und H. C. Wolf, 1987, *Atom- und Quantenphysik*, Springer, Berlin.
- Hanna, D. C., Koo, Y. W. J. und D. J. Pratt, 1983, *Opt. Comm.* **44**, 188.
- Hänsch, T. W., Shahin, I. S. und A. L. Schawlow, 1971, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 707.
- Helou, G., 1986, *Astrophys. J. Lett.* **311**, 33.
- Hermann, J., 1973, *dtv-Atlas zur Astronomie*, München.
- Hewitt, A. und G. Burbidge, 1993, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **87**, 451.
- Hofmann, R., Eckart, A., Genzel, R. und S. Drapatz, 1995, *Astrophysics and Space Science* **205**,1.
- Hildebrandt, R. H., 1983, *Quarterly J. Roy. Atron. Soc.* **24**, 267.

- Hippler, S., 1997, *hbar User's Guide*, MPIA, Heidelberg.
- Hippler, S. und A. Glindemann, 1997, *A User's Guide for ALFA*, MPIA Release 1.1., Heidelberg.
- Hopp, U., 1994, private Mitteilung (Ludwig-Maximilians-Universität, München).
- Hoessel, J. G., Gunn, J. E. und T. X. Thuan, 1980, *Astrophys. J.* **241**, 486.
- Humphries, R. A., Primmerman, C. A., Bradley, L. C. und J. Herrmann, 1991, *Opt. Lett.* **16**, 1367.
- Ioli, N. und F. Strumia, 1971, *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 1251.
- Ishimaru, A., 1978, *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, Vol. 2, Academic, New York.
- Jackson, J. M., Eckart, A., Cameron, M., Wild, W., Ho, P. T. P., Pogge, R. W. und A. Harris, 1991, *Astrophys. J.* **375**, 105.
- Jenner, D. C., 1974, *Astrophys. J.* **191**, 55.
- Jeys, T. H., Brailove, A. A. und A. Mooradian, 1989, *Appl. Opt.* **28**, 2588.
- Johnson, H. L., 1966, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **4**, 193.
- Kaiser, W. und M. Maier, 1972, in: *Arecchi, F. T. und E. O. Schulz-Dubois (Hrsg.): Laser Handbook*, North Holland, Amsterdam.
- Kane, T. J. und R. L. Byer, 1985, *Opt. Lett.* **10**, 65.
- Kertz, W., 1971, *Einführung in die Geophysik, Band 2*, Bibliographisches Institut, Mannheim.
- Kirchhoff, V. W. J. H., 1983, *Geophys. Res. Lett.* **10**, 721.
- Kolmogorov, A. N., 1961, in: Friedlander, S. K. und L. Topper (Hrsg.), *Turbulence, Classic Papers on Statistical Theory*, Wiley Interscience, New York.
- Kogelnik, H. W., Ippen, E. P., Dienes, A. und C. V. Shank, 1972, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-8**, 373.
- Kormendy, J., 1977, *Astrophys. J.*, **217**, 406.
- Korneef, J., 1983, *Astron. Astrophys.* **128**, 84.
- Krabbe, A., Sternberg, A. und R. Genzel, 1994, *Astrophys. J.* **425**, 72.
- Lang, K. R., 1980, *Astrophysical Formulae*, Springer, Berlin.
- Larson, R. B. und B. M. Tinsley, 1978, *Astrophys. J.* **219**, 46.
- Lehnert, M. D., Heckman, T. M., Chambers, K. C. und G. K. Miley, 1992, *Astrophys.*

*J.* **393**, 68.

Lee, T. A., 1970, *Astrophys. J.* **162**, 217.

Leeb, W. R., 1975, *Appl. Phys.* **6**, 267.

Leitherer, C. et al., 1996, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **108**, 996.

Lepine, J. R. D., Braz, M. A. und N. Epchtein, 1985, *Astron. Astrophys.* **149**, 351.

Lichtman, E., und A. A. Friesem, 1987, *Opt. Comm.* **64**, 544.

Lilly, S. J., 1988, *Astrophys. J.* **333**, 161.

Lloyd-Hart, M., Angel, J. R. P., Jacobson, B., Wittman, D., Dekany, R., Mc Carthy, D., Kibblewhite, E., Wild, W., Carter, B. und J. Beletic, 1995, *Astrophys. J.* **439**, 455.

Lonsdale, C. H., Helou, G., Good, J. C. und W. Rice, 1985, *Cataloged Galaxies and Quasars Observed in the IRAS Survey*, NASA Jet Propulsion Laboratory, Pasadena. Lucy, L. B., 1974, *Astron. J.* **79**, 745.

Mahajan, V., 1983, *Appl. Opt.* **22**, 3035. Mahan, A. I., Bitterli, C. V. und S. M. Shannon, 1964, *J. Opt. Soc. Am.* **54**, 721.

Malumuth, E. M. und R. P. Kirshner, 1981, *Astrophys. J.* **251**, 508.

Marcuse, D., 1978, *J. Opt. Soc. Am.* **68**, 103.

Martinez, T., 1995, private Mitteilung (University of Arizona, Tucson).

Mas-Hesse, J. M. und D. Kunth, 1991, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **88**, 399.

Massey, B.S., 1970, *Mechanics of Fluids*, Van Nostrand Reinhold, New York.

McCartney, E. J., 1976, *Optics of the Atmosphere, Scattering by Molecules and Particles*, Wiley Interscience, New York.

McClatchey, R. A. et al., 1978, in: *Driscoll, W. G. und W. Vaughan (Hrsg.): Handbook of Optics*, McGraw-Hill, New York.

McLean, I. S. und H. Teplitz, *Astron. J.* **112**, 2500.

Melnic, J. und W. L. W. Sargent, 1977, *Astrophys. J.* **215**, 401.

Merritt, D., 1985, *Astrophys. J.* **289**, 18.

Meynet, G., Maeder, A., Schaller, G., Schaerer, D. und C. Charbonnel, 1994, *Astron Astrophys. Suppl. Ser.* **103**, 97.

Mobasher, B. , Sharples, R. M. und R. S. Ellis, 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **263**, 560.

Moore, B., Katz, N., Lake, G., Dressler, A. und A. Oemler, 1996, *Nature* **379**, 613.

- Morgan, W. W., Kayser, S. und R. White, 1975, *Astrophys. J.* **199**, 545.
- Morris, S. L., Hutchings, J. B., Carlberg, R. G., Yee, H. K. C., Ellingson, E., Balogh, M. L., Abraham, R. G. und T. A. Smecker-Hane, 1998, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **110**, 374.
- Moss, C. und M. Whittle, 1993, *Astrophys. J. Lett.* **407**, 17.
- Mould, J. R. und A. R. Hyland, 1976, *Astrophys. J.* **208**, 399.
- Murray, J. T. et al., 1997, in: *Hubin, N. (Hrsg.): Proc. of ESO Workshop on Laser Technology for Laser Guide Star Adaptive Optics Astronomy*, ESO, Garching.
- Nilson, P., 1973, *Uppsala General Catalog of Galaxies*, Universität Uppsala.
- Noll, R. J., 1976, *J. Opt. Soc. Am.* **66**, 207.
- Oemler, A., 1976, *Astrophys. J.* **209**, 693.
- Oemler, A., Dressler, A. und H. R. Butcher, 1997, *Astrophys. J.* **474**, 561.
- Oly, C. und F. P. Israel, 1993, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **100**, 263.
- Osterbrock, D. E., 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, University Science Books, Mill Valley.
- Ostriker, J. P. und S. D. Tremaine, 1975, *Astrophys. J.* **202**, L113.
- O'Sullivan, C. M. M., Redfern, R. M., Ageorges, N., Holstenberg, H.-C., Hackenberg, W., Rabien, S., Ott, T., Davies, R. und A. Eckart, 1998, in: *Joint ESO/OSA Topical Meeting on Astronomy with Adaptive Optics*, ESO Garching.
- Ott, T., 1997, *Speckle-Interferometrische Untersuchungen der eigenschaften von Sternen im galaktischen Zentrum im Nah-Infraroten*, Diplomarbeit Technische Universität München.
- Papen, G. C., 1995, private Mitteilung (University of Illinois).
- Penndorf, R., 1957, *J. Opt. Soc. Am.* **47**, 176.
- Pippert, K. 1996, private Mitteilung (Lambda Physik GmbH, Göttingen).
- Porter, A. C., Schneider, C. P. und J. G. Hoessel, 1991, *Astron. J.* **101**, 1561.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. und B. P. Flannery, 1995, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press.
- Pressley, R. J., 1971, *Handbook of Lasers*, Chemical Rubber Co., Cleveland.
- Qian, J. und C. S. Gardner, 1995, *J. Geophys. Res.* **100**, 7453.
- Rabien, S., Davies, R., Hackenberg, W., Eckart, A. und T. Ott, 1998, in: *Proc. of ESO/OSA Topical Meeting Astronomy with Adaptive Optics*, Garching.
- Rabien, S., 1999, *Strahlanalyse für Laserleitstern-System*, Diplomarbeit Technische Universität München.

- Rieke, G. H., Lebofsky, M. J., Thompson, R. I., Low, F. J. und A. T. Tokunaga, 1980, *Astrophys. J.* **238**, 24.
- Rieke, G. H., Loken, K., Rieke, M. J. and P. Tamblyn, 1993, *Astrophys. J.* **412**, 99.
- Roddier, C. und F. Roddier, 1973, *J. Opt. Soc. Am.* **63**, 661.
- Roddier, F., Northcott, M. und J. E. Graves, 1991, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **103**, 131.
- Rogstad, D. H. und G. S. Shostak, 1971, *Astron. Astrophys.* **13**, 99.
- Rousset, G., Beuzit, J.-L., Hubin, Norbert, Gendron, E., Madec, P.-Y., Boyer, C., Gaffard, J.-P., Richard, J.-C., Vitot, M., Gigan, P. und P. J. Lena, 1994a, in: *Proc. of SPIE* **2201**, 1088.
- Rousset, G., 1994b, in: *Alloin, D. M. und J. M. Mariotti (Hrsg.): Adaptive Optics for Astronomy, NATO ASI Series C423*, 115, Kluwer Academic.
- Rowell, N. L., Thomas, P. J., Van Driel, H. M., und G. I. Stegemann, 1979, *Appl. Phys. Lett.* **34**, 139.
- Runge, P. K. und R. Rosenberg, 1972, *IEEE J. Quantum Electronics* **12**, 910.
- Salpeter, E. E., 1955 *Astrophys. J.* **121**, 161.
- Sandage, A., 1976, *Astrophys. J.* **205**,6.
- Sandage, A., Kristian, J. und J. A. Westphal, 1976, *Astrophys. J.* **205**, 688.
- Sasiela, R. J. und J. D. Shelton, 1993, *J. Opt. Soc. Am. A* **10**, 646.
- Schaerer, D., Charbonnel, C., Meynet, G., Maeder, A. und G. Schaller, 1993, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **102**, 339.
- Schäfer, F. P., 1973, *Z. Naturforsch.* **28a**, 792.
- Schechter, P., 1976, *Astrophys. J.* **203**, 297.
- Schinnerer, E., Eckart, A., Quirrenbach, A., Boeker, T., Tacconi-Garman, L. E., Krabbe, A. und A. Sternberg, 1997, *Astrophys. J.* **488**, 174.
- Schroeder, D. J., 1987, *Astronomical Optics*, Academic Press, San Diego. Scodeggio, M. und G. Gavazzi, 1993, *Astrophys. J.* **409**, 110.
- Scoville, N. Z., Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., Young, J. S. und J. Yerka, 1985, *Astrophys. J.* **289**, 129.
- Self, S. A., 1983, *Appl. Opt.* **22**, 658.
- Sersic, J. L., 1968, *Atlas de Galaxias Australes*, Observatorio Astronomico Cordoba.
- Shklovsky, I. S., 1968, *Supernaovae*, Wiley Interscience, London.

- Shostak, G. S., 1978, *Astron. Astrophys.* **68**, 321.
- Siegman, A. E., 1986, *Lasers*, Oxford University Press, Oxford.
- Siegmund, P., 1978, in: *Driscoll, W. G. und W. Vaughan (Hrsg.): Handbook of Optics*, McGraw-Hill, New York.
- Smith, R. G., 1972, *Appl. Opt.* **11**, 2489.
- Snaveley, B. B., 1977, in: *Schäfer, F. P. (Hrsg.): Dye Lasers*, Springer, Berlin.
- Snitzer, E., 1961, *J. Opt. Soc. Am.* **51**, 491. Solanes, J. M., Salvador-Sole, E. und M. Sanroma, 1989, *Astron. J.* **98**, 798.
- Stanghellini, C., O'Dea, C. P., Baum, S. A., Dallacasa, D., Fanti, R. und C. Fanti, 1997, *Astron. Astrophys.* **325**, 943.
- Tacconi-Garman, L. E., A. Sternberg und A. Eckart, 1996, *Astron. J.*, **112**, 918.
- Tammann, G. A., Loeffler, W. und A. Schroeder, 1994, *Astrophys. J. Suppl.* **92**, 487.
- Tatarski, V. I., 1967, *Wave Propagation in a Turbulent Medium*, Dover, New York.
- Thompson, L. A. und C. S. Gardner, 1987, *Nature***328**, 229.
- Thuan, T. X. und W. Romanishin, 1981, *Astrophys. J.* **248**, 439.
- Tielens, A. G. G. M. und D. Hollenbach, 1985, *Astrophys. J.* **291**, 722.
- Tonry, J. L., 1980, *Ph. D. thesis*, Harvard University.
- Tonry, J. L. und M. Davis, 1981, *Astrophys. J.* **246**, 666.
- Tornikoski, M., Valtaoja, E., Terasranta, H., Lainela, M., Bramwell, D. und L. C. L. Botti, 1993, *Astron. J.* **105**, 1680.
- Tremaine, S. und D. O. Richstone, 1977, *Astrophys. J.* **212**, 311.
- Trevese, D., Cirimele G. und P. Flin, 1992, *Astron. J.* **104**, 935.
- Tyler, G. A. und D. Fried, 1982, *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 804.
- Tyler, G. A., 1994, *J. Opt. Soc. Am.* **11**, 358.
- Valley, G. C., 1980, *Appl. Opt.* **19**, 574.
- Van den Bergh, S., 1983, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **95**, 275.
- Villumsen, J. V., 1982, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **199**, 493.
- Volz, F. E., 1972, *Appl. Opt.* **11**, 755.
- Von Moers, F., Herbert, T. und A. Hese, 1986, *Appl. Phys. B* **40**, 67.
- Wainscoat, R. J. und L. L. Cowie, 1992, *Astron. J.* **103**, 332.

- Wamsteker, W., 1981, *Astron. Astrophys.* **97**, 329.
- Weitzel, L., Krabbe, A., Kroker, H., Thatte, N., Tacconi-Garman, L. E., Cameron, M. und R. Genzel, 1996, *Astron. Astrophys. Suppl.* **119**, 531.
- West, M. J., 1994, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **268**, 79.
- White, G. L., Jauncey, D. L., Savage, A., Wright, A. E., Batty, M. J., Peterson, B. A. und S. Gulkis, 1988, *Astrophys. J.* **327**, 561.
- White, S. D. M., 1978, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **184**, 185.
- Whittet, D. C. B., 1981, *Quarterly J. Roy. Astron. Soc.* **22**, 3.
- Wieman, C. und T. W. Hänsch, 1976, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1170.
- Wilkerson, M. S., 1980, *Astrophys. J. Lett.* **240**, 115.
- Wirth, A. 1995, private Mitteilung (Adaptive Optics Associates Inc., Cambridge, Massachusetts).
- Young J. S. und N. Z. Scoville, 1991, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **29**, 581.
- Zimmermann, D., 1975, *Z. Physik A* **275**, 5.



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Prinzip einer adaptiven Optik mit Laser-Leitstern . . . . .	9
1.2	Himmelsüberdeckung mit natürlichen Leitsternen . . . . .	12
1.3	Vergleich des Rückstreusignals von einem Rayleigh- und einem Natrium-LLS . . . . .	16
1.4	Opto-mechanischer Aufbau der ALFA-AO . . . . .	18
1.5	Höhenprofil der Modell-Strukturkonstante des atmosphärischen Brechungsindex . . . . .	23
1.6	Höhenprofil der Windgeschwindigkeit . . . . .	24
1.7	Optische Phasenvarianz in Abhängigkeit vom Seeing und Korrekturgrad . . . . .	26
1.8	Hyperfeinstruktur der Natrium D-Linien . . . . .	30
1.9	Natrium D <sub>2</sub> -Linienprofil . . . . .	34
1.10	Optischer Phasenfehler durch fokalen Anisoplanatismus . . . . .	42
1.11	Vergleich eines Hartmann-Shack Wellenfrontsensors mit zwei unterschiedlichen Detektoren . . . . .	44
1.12	Nichtlinearer Rückstreuquerschnitt der stärksten Natrium-D <sub>2</sub> -Linie . . . . .	45
1.13	Helligkeit des Natrium-LLSs in Abhängigkeit von der Laserleistung . . . . .	46
1.14	Helligkeit des Natrium-LLSs bei 4 W Laserleistung . . . . .	47
1.15	Auflösung im langebelichteten Bild . . . . .	52
1.16	Himmelsüberdeckung mit Tip-Tilt-Leitsternen . . . . .	53
1.17	Maximale Belichtungszeit bei feststehendem Wellenfrontsensor . . . . .	56
1.18	Optimaler Subaperturdurchmesser . . . . .	58
1.19	Erreichbare Strehl-Zahl als Funktion der Laserleistung . . . . .	60
1.20	Erwartete Strehl-Zahl bei 4 W Laser-Ausgangsleistung . . . . .	61
2.1	Schematische Darstellung des ALFA LLS-Systems . . . . .	64
2.2	Schematische Darstellung der Laseranlage . . . . .	65
2.3	Elektronisches Blockdiagramm der LLS-Anlage . . . . .	68
2.4	Elektronisches Blockdiagramm der LLS-Anlage (Fortsetzung) . . . . .	69
2.5	Energieniveau-Schema eines Farbstoffmoleküls . . . . .	70
2.6	Absorptions- und Emissionsspektrum von Rhodamin 6G . . . . .	71
2.7	Resonatorkonfiguration des Farbstofflasers. . . . .	72
2.8	Querschnitt durch die Farbstoffdüse . . . . .	83
2.9	Interferogramm des freien Farbstoffstrahls . . . . .	84
2.10	Effektive Laserlinienbreite für verschiedene Farbstoff-Strahlparameter . . . . .	85
2.11	Güteparameter der Farbstofflösungen . . . . .	87
2.12	Schematische Darstellung des Farbstoffkreislaufs . . . . .	88
2.13	Optimale optische Pump-Parameter . . . . .	92
2.14	Maximale Einmoden-Ausgangsleistung . . . . .	93
2.15	Qualität des Laserstrahls . . . . .	95
2.16	Doppel-Jet Ringresonator . . . . .	96
2.17	Transmissionspektrum der Natriumdampfzelle . . . . .	99
2.18	Gütefaktor der Natriumdampfzelle . . . . .	101
2.19	Schematische Darstellung der Frequenzstabilisierung . . . . .	102
2.20	Schematische Darstellung des Reglers . . . . .	102
2.21	Übertragungsfunktion des Reglers . . . . .	103

2.22	Leistungsspektrum des Frequenzfehlersignals . . . . .	105
2.23	Optimale Laserstrahl-Projektionsapertur . . . . .	110
2.24	Sphärische Aberration eines Strahlauweilers mit Kugelspiegeln . . . . .	113
2.25	Schnittzeichnung des Projektionsteleskop . . . . .	115
2.26	Schematische Darstellung des Strahltransportsystems . . . . .	117
2.27	Schema der Laserstrahlagemessung . . . . .	118
2.28	Aufbau zum Laserlichttransport mittels Glasfaser . . . . .	119
2.29	Kritische Monomodenfaser-Eingangsleistung . . . . .	123
2.30	LGS-Helligkeit bei Lichttransport mit einer Monomoden-Glasfaser . . . . .	123
2.31	Vertikales Streuprofil des Laserstrahls . . . . .	126
2.32	TV-Guider Aufnahmen der Spitze der atmosphärischen Lichtstreuung . . . . .	127
2.33	Dichteprofil der mesosphärischen Natrium-Schicht . . . . .	128
2.34	Spektrales Profil des mesosphärischen Natrium D <sub>2</sub> -Übergangs . . . . .	129
3.1	Kontinuumsemission von UGC 1347 im Nahinfraroten . . . . .	140
3.2	Kontinuumsemission von UGC 1347 im Sichtbaren . . . . .	140
3.3	ALFA/OMEGA-Bildausschnitte von UGC 1347 . . . . .	141
3.4	Intensitätsprofile von UGC 1347 und des Tip-Tilt-Leitsterns . . . . .	141
3.5	Geglättete K-Band-Karte von UGC 1347 . . . . .	143
3.6	JHK-Zwei-Farben-Diagramm der beiden Nahinfrarot-Komponenten in UGC 1347 . . . . .	144
3.7	H $\alpha$ -Linien- und Kontinuumskarte von UGC 1347 . . . . .	146
3.8	Kontinuumsemission von UGC 1344 im Nahinfraroten . . . . .	151
3.9	Kontinuumsemission von UGC 1344 im Sichtbaren . . . . .	151
3.10	Intensitätsprofil von UGC 1344 . . . . .	152
3.11	Geglättete K-Band-Karte von UGC 1344 . . . . .	154
3.12	Kerndurchmesser gegen HI-Mangelkoeffizienten und Zentrumsabsstand der Galaxien in Abell 262 . . . . .	155
3.13	Nahinfrarot-Karte von J1836.3CR . . . . .	156
3.14	Nahinfrarot-Karte des Zentrums von J1836.3CR . . . . .	156
3.15	Doppelkernstruktur der zentralen Galaxie in J1836.3CR . . . . .	157
3.16	Helligkeitsprofile der Mitglieder in J1836.3CR . . . . .	158
3.17	Radiale Verteilung der Nahinfrarot-Farben und Skalenlängen der zentralen Mitglieder in J1836.3CR . . . . .	162
3.18	Nahinfrarot-Karte des Feldes um PKS0743-006 . . . . .	163
3.19	Nahinfrarot-Karte des Zentrums um PKS0743-006 . . . . .	163
3.20	Nachweisgrenzen für die den Quasar PKS0743-006 beheimatenden Galaxie . . . . .	168
3.21	Morphologie der Host-Galaxie von PKS0743-006 . . . . .	169
3.22	Starburst-Modell für das Masse-zu-Leuchtkraft-Verhältnis in UGC 1344 und UGC 1347 . . . . .	173
3.23	Starburst-Modell für die Leuchtkraft-Verhältnisse in UGC 1344 und UGC 1347 . . . . .	174
3.24	Nahinfrarot-Zwei-Farbendiagramm aus der isochronen Populationssynthese. . . . .	178
3.25	JHK-Zwei-Farbendiagramm von J1836.3CR . . . . .	179
3.26	JHK-Zwei-Farbendiagramm des Feldes um PKS0743-006 . . . . .	180

# Tabellenverzeichnis

1.1	Grenzgröße und Himmelsüberdeckung für ein übliches AO-System . . . . .	13
1.2	Erwartungswerte für die Kohärenzparameter der Modellatmosphäre . . . . .	25
1.3	Zernike-Moden niedrigster Ordnung . . . . .	25
1.4	Extinktionsmodell der Atmosphäre für den Natrium-Laser . . . . .	28
1.5	Parameter der mesosphärischen Natrium-Schicht . . . . .	29
1.6	Parameter der Natrium D <sub>2</sub> -Hyperfeinübergänge . . . . .	31
1.7	Güteparameter verschiedener Lasertypen . . . . .	38
1.8	Isokinetischer Winkel und Tyler-Frequenz für die Modellatmosphäre . . . . .	50
1.9	Fehler-Budget für die Tip-Tilt-Korrektur . . . . .	54
1.10	Fehler-Budget für die Korrektur der höheren Ordnungen . . . . .	62
2.1	Lebensdauer und Wirkungsquerschnitte für Übergänge in Rhodamin 6G . . . . .	74
2.2	Relative Emissionslinienstärken des ALFA-Pumpasers . . . . .	77
2.3	Thermooptische Eigenschaften der Farbstofflösungsmittel bei Raumtemperatur . . . . .	81
2.4	Optimierte Farbstofflaserparameter . . . . .	94
2.5	Spezifikationen des Laserstrahl-Projektionssystems . . . . .	104
2.6	Design-Parameter einer hybriden Glasfaser für 10 W Laserleistung . . . . .	124
2.7	Beobachtungseffizienz des ALFA-Systems . . . . .	125
3.1	Beobachtungsparameter für die Abell-Haufen . . . . .	136
3.2	Beobachtungsparameter für J1836.3CR . . . . .	138
3.3	Beobachtungsparameter für PKS0743-006 . . . . .	138
3.4	Ergebnisse der synthetischen Apertur-Photometrie an UGC 1347 und UGC 1344 . . . . .	142
3.5	Kernausdehnungen der Galaxien in Abell 262 und Abell 1367 . . . . .	153
3.6	Ergebnisse der synthetischen Apertur-Photometrie am Zentrum von J1836.3CR . . . . .	159
3.7	Scheibenparameter der Galaxien in J1836.3CR . . . . .	160
3.8	Ergebnisse der synthetischen Apertur-Photometrie an J1836.3CR . . . . .	164
3.9	Abgeleitete physikalische Parameter für UGC 1347 und UGC 1344 . . . . .	172
3.10	Abgeleitete physikalische Parameter für die Komponenten in UGC 1347 . . . . .	172

## Lebenslauf

Name	Wolfgang Hackenberg
Geburtsdatum	5. Mai 1968
Geburtsort	Ansbach
Staatsangehörigkeit	Deutsch
Schulbildung	1973–1977 Grundschule in Hubbelrat 1977–1986 Werdenfels-Gymnasium in Garmisch-Partenkirchen; Abschluß mit dem Abitur
Wehrdienst	1986–1987 beim Gebirgsjägerbataillon 233 in Mittenwald
Studium	1987–1991 Studium des Wirtschaftsingenieurwesens an der Fachhochschule München; Abschluß mit dem Diplom 1988–1994 Studium der Physik an der Technischen Universität München; Abschluß mit dem Diplom
Promotion	1994–1997 Doktorand am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Garching
Berufstätigkeit	1998 wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik seit 1999 wissenschaftlicher Mitarbeiter am European Southern Observatory, Garching