

Dr. Remeis-Sternwarte Bamberg
Astronomisches Institut der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
Sternwartstraße 7
96049 Bamberg

Diplomarbeit

CNO-Elementmischung in BA-Typ-Überriesen

Markus Firnstein

31.01.2006

betreut durch Prof. Dr. Ulrich Heber

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Die Entwicklung massereicher Sterne	9
2.1	BA-Überriesen im Hertzsprung-Russell-Diagramm	9
2.2	Der CNO-Zyklus	12
2.3	Mischungsprozesse in Sternen	13
3	Spektrale Daten	17
3.1	Die Programmsterne	17
3.2	Der Spektrograph	18
3.3	Datenreduktion	21
4	Methodik der Parameter- und Häufigkeitsbestimmung	27
4.1	Die stellaren Parameter	27
4.2	Das Modellgitter	30
5	Analyse der Programmsterne	41
5.1	Die Linienspektren der untersuchten Elemente	41
5.2	Bestimmung der Atmosphärenparameter und Häufigkeiten	46
5.3	Stellare Fundamentalparameter	48
6	Zusammenfassung der Ergebnisse und Vergleich mit vorherigen Arbeiten	53
	Anhang	59

1 Einleitung

Überriesen der Spektraltypen B und A (BA-Überriesen) zählen zu den leuchtkräftigsten Objekten in unserer Galaxis. Ihre bis zu 5×10^5 Sonnenleuchtkräfte strahlen sie zu einem großen Teil im Bereich des sichtbaren Lichts ab. Das macht sie zu den *visuell* hellsten Sternen überhaupt, übertroffen nur von den Luminous Blue Variables (LBVs) während ihrer riesigen Strahlungsausbrüche. In dieser Arbeit sollen speziell späte B- und frühe A-Überriesen quantitativ untersucht werden. Die wohl bekanntesten Vertreter dieser Objekte sind Deneb (α Cygni) und Rigel (β Orionis), welche es trotz ihrer großen Entfernungen von ungefähr 800 bzw. 400 pc zum zwanzigst- bzw. siebthellsten Stern am irdischen Nachthimmel bringen. Moderne erdgebundene Großteleskope erlauben quantitative spektroskopische Analysen von BA-Überriesen bis weit über unsere eigene Galaxis hinaus. Tatsächlich sind erste Beobachtungen in Sternsystemen jenseits der Lokalen Gruppe bereits getätigt worden (Bresolin et al. 2001; Gieren et al. 2005).

Quantitative Spektralanalysen von BA-Überriesen bilden einen Eckpfeiler der extragalaktischen Stellarastonomie. Ihre Spektren erlauben nicht nur die Bestimmung der Häufigkeiten von leichten Elementen wie in dieser Arbeit, sondern auch von Elementen der Eisengruppe oder Elementen, die im α - oder s-Prozess synthetisiert wurden. Damit gestatten sie Einblicke in die chemische Entwicklung der Milchstraße und anderer Galaxien. Insbesondere können mit ihrer Hilfe Gradienten bzw. Muster in der Häufigkeitsverteilung der Elemente studiert werden. Dies gestattet einen Vergleich mit Analysen von H II-Regionen, bisher einzige Quelle dieser für das Verständnis der Galaxienevolution wichtigen Daten. Nicht zuletzt sind massereiche Sterne wie BA-Überriesen aufgrund starker Massenverluste über Sternwinde und Supernovaeexplosionen an ihrem Lebensende selbst eine treibende Kraft der Entwicklung von Galaxien. Sie regen Sternentstehung durch Verdichtung umliegender Gaswolken an, reichern die Umgebung mit Metallen an und produzieren das heiße Gas zwischen den Galaxien.

Ein weiteres wichtiges Gebiet der Astronomie, in dem Beobachtungen an BA-Überriesen sehr nützlich sein können, ist die extragalaktische Entfernungsbestimmung. Die pulsationsveränderlichen Cepheiden bilden bislang die Standardkerzen für Distanzmessungen bis in die nahen Virgo- und Fornax-Galaxienhaufen unter Ausnutzung der Periode-Leuchtkraft-Relation (PLR, Freedman et al. 2001). Erntzunehmende systematische Fehlerquellen für die Cepheiden-Distanzen ergeben sich aus der Metallizitätsabhängigkeit der PLR sowie aus Rötungskorrekturen. Beide Pa-

parameter können aus Analysen räumlich nahestehender BA-Überriesen abgeschätzt werden. Es gibt aber auch Möglichkeiten, mit Hilfe von blauen Überriesen selbst Entfernungsbestimmungen vorzunehmen. Aus der Theorie strahlungsdruckgetriebener Winde folgt eine Relation zwischen dem im Sternwind enthaltenen Impulsfluss $\dot{M}v_\infty$ und der Leuchtkraft L ,

$$\dot{M}v_\infty \sim R^{-1/2} L^{1/\alpha_{\text{eff}}},$$

die sogenannte Windimpuls-Leuchtkraft-Beziehung (WLR, Puls et al. 1996; Kudritzki et al. 1999). Dabei bezeichnet R den Sternradius und α_{eff} den Exponenten der Linienstärkenverteilungsfunktion, der sich zwischen 0.6 und 0.7 bewegt (Kudritzki 1998). Eine weitere Methode beruht auf der Relation zwischen flussgewichteter Schwerebeschleunigung und Leuchtkraft (FGLR, Kudritzki et al. 2003), s. dazu Abb. 1.1. Die entscheidende Größe $g/T_{\text{eff}}^4 \sim L$ lässt sich aus der Spektralanalyse bestimmen. Beide Methoden eignen sich dazu, die Entfernungsskala in der näheren extragalaktischen Umgebung zu präzisieren. Dadurch lässt sich auch die „kosmologische“ Distanzmessung mittels Typ-Ia-Supernovae verbessern, die an nahen Galaxien geeicht wird. Auf deren Grundlage basiert die Bestimmung der in der Kosmologie fundamentalen Hubble-Konstante.

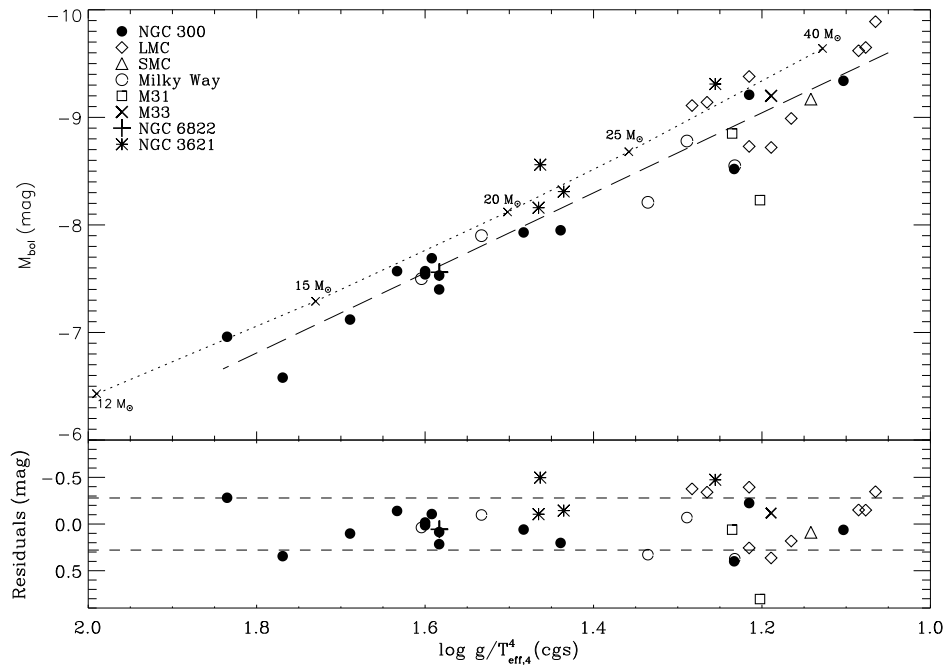


Abbildung 1.1: Empirische Kalibration der Beziehung zwischen flussgewichteter Schwerebeschleunigung und Leuchtkraft anhand blauer Überriesen innerhalb der Lokalen Gruppe und in NGC300 und NGC3621. Die gepunktete Linie stellt den theoretischen Verlauf dar, während die gestrichelte den Beobachtungen angepasst wurde.

Diese vielfältigen Einsatzmöglichkeiten sollten bereits Motivation genug sein, sich genauer mit derartigen Objekten innerhalb unserer Galaxis zu beschäftigen, um an ihnen die Analysemethodik für künftige extragalaktische Beobachtungen zu „eichen“. Doch BA-Überriesen sind auch aus *stellarer* Perspektive von Interesse. Sie befinden sich in einer spärlich besiedelten Region des Hertzsprung-Russell-Diagramms (HRD), des Zustandsdiagramms der Sterne (s. Abb. 1.2). Dies deutet darauf hin, dass sie Objekte in einer schnell durchlaufenen Phase der Sternentwicklung (mit einer Zeitskala von einigen 10^4 Jahren) sind. Ihre Vorläufer auf der Hauptreihe sind massereiche späte O- bis frühe B-Sterne, die sich nach Verlöschen des zentralen Wasserstoffbrennens zu Überriesen entwickeln. Den Temperaturbereich der BA-Sterne durchqueren sie in zwei Stadien: erstmalig bei der Entwicklung zu einem roten Überriesen und später in der Phase des zentralen Heliumbrennens auf einer sogenannten „blauen Schleife“ im HRD (Blue-Loop-Phase). Moderne Entwicklungsmodelle unter Berücksichtigung der stellaren Rotation (Heger et al. 2000; Maeder & Meynet 2000) liefern Vorhersagen über die Menge des im CNO-Zyklus prozessierten Materials, das an die Sternoberfläche transportiert werden kann. Der Transport kann einerseits kontinuierlich aufgrund von rotationsinduzierten Strömungen, andererseits durch ein tiefes Eindringen der Konvektionszonen beim ersten Erreichen des Rote-Riesen-Stadiums (sog. „first dredge up“) geschehen.

Kernpunkt der vorliegenden Arbeit ist das Studium der Elementhäufigkeiten von Helium, Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff in galaktischen BA-Überriesen. Die erzielte Genauigkeit der Häufigkeitsanalyse erlaubt eine empirische Zuordnung der untersuchten Sterne in die beiden Entwicklungsszenarien. Die Studie stellt einen ersten Schritt zur empirischen Eingrenzung der Ausdehnung von Blue Loops im HRD dar. Somit werden wichtige Randbedingungen für Entwicklungsrechnungen massereicher Sterne aufgestellt.

Das Werk ist folgendermaßen gegliedert: Zunächst sollen in Kapitel 2 der Status von BA-Überriesen im Rahmen der Sternentwicklungstheorie diskutiert und der Transport von im CNO-Zyklus prozessiertem Material in die Sternatmosphäre skizziert werden. Sodann folgt in Kapitel 3 eine Betrachtung der in dieser Arbeit zur Verfügung stehenden Daten und ihrer Aufbereitung. Kapitel 4 setzt sich mit der Methodik der Parameter- und Häufigkeitsbestimmung auseinander, welche dann in Kapitel 5 auf die einzelnen Objekte angewandt wird. Abschließend soll Kapitel 6 die Ergebnisse und ihre Implikationen zusammenfassen und mit anderen Arbeiten auf diesem Gebiet vergleichen.

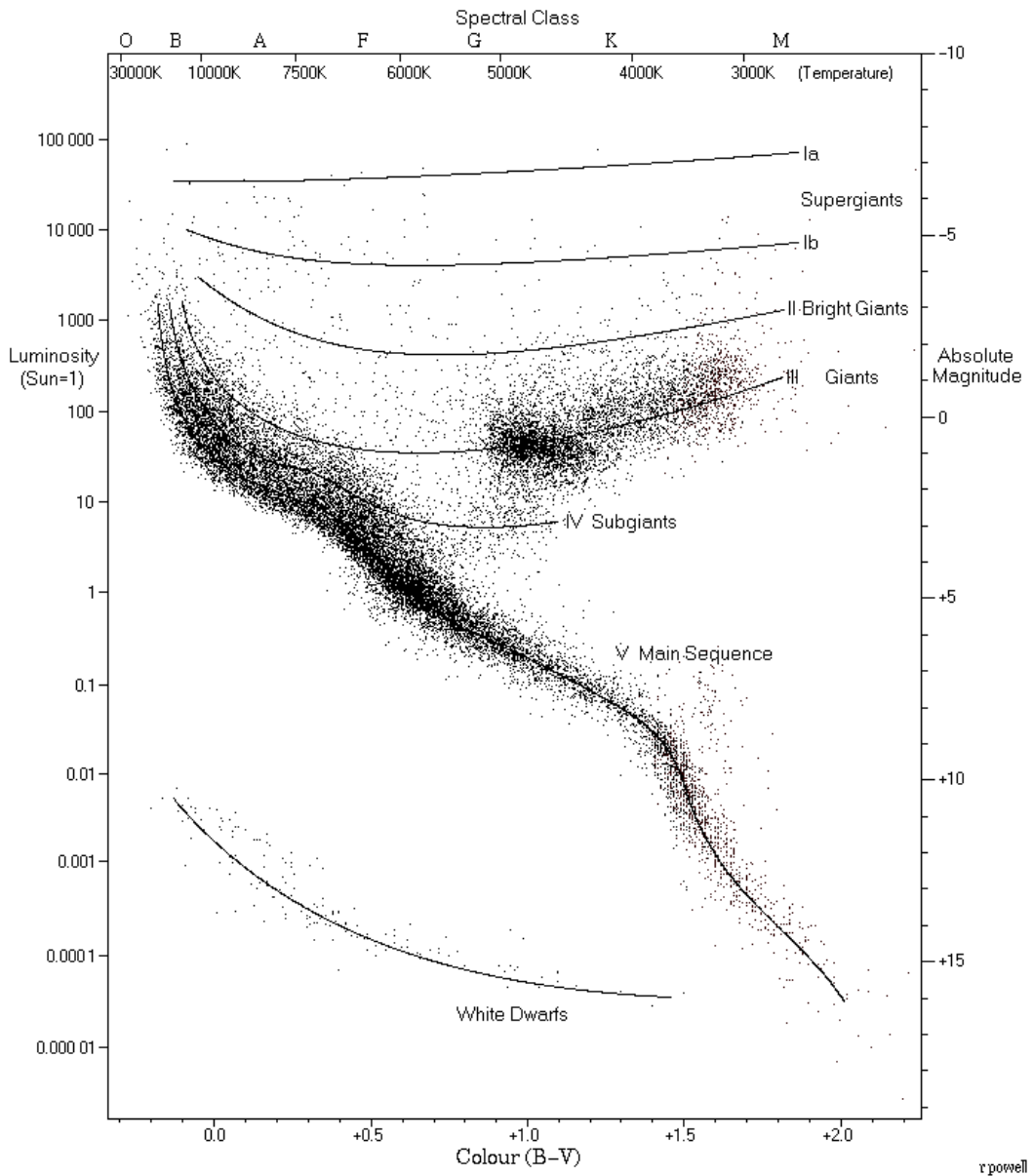


Abbildung 1.2: Hertzsprung-Russell-Diagramm mit 22 000 Sternen aus dem Hipparcos-Katalog und 1 000 Sternen aus dem Gliese-Katalog naher Sterne. Die Leuchtkraft L der Objekte ist über den Farbindex $(B - V)$ aufgetragen, der mit Effektivtemperatur und Spektralklasse korreliert. Die Region der BA-Überriesen befindet sich nahe $(B - V) = 0$ und bei Leuchtkräften jenseits von $10\,000 L_{\odot}$.

2 Die Entwicklung massereicher Sterne

2.1 BA-Überriesen im Hertzsprung-Russell-Diagramm

Die Entwicklung massereicher Sterne ($M \gtrsim 8 M_{\odot}$) vollzieht sich auf kurzen Zeitskalen. Ihre Lebenszeit liegt in der Größenordnung von mehreren 10^6 bis wenigen 10^7 Jahren (zum Vergleich die Sonne: 10^{10} Jahre). Eine Übersicht über die verschiedenen Typen massereicher Sterne gibt Abb. 2.1.

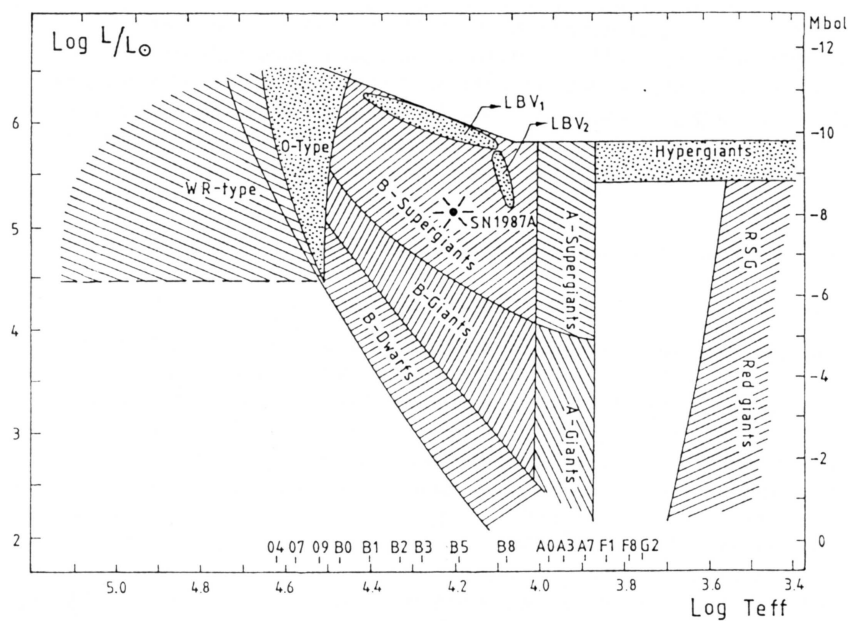


Abbildung 2.1: Das Gebiet der massereichen Sterne im HRD. Eingezeichnet sind die Zonen der phänomenologisch eingeteilten Sterntypen. Die Hauptreihe wird von Zwergen der Spektralklasse O und B bevölkert. Interessant ist, dass sich in der Region der BA-Überriesen das Vorläuferobjekt der Supernova SN1987A befindet, das ein sehr spätes Stadium der Sternentwicklung repräsentiert.

Der wichtigste Parameter für die Sternentwicklung ist die Masse. Diese bestimmt die Rate der Fusionsprozesse im Sterninneren und nimmt damit direkt Einfluss auf die

Lebensdauer und den Entwicklungsweg im HRD. Die chemische Zusammensetzung der Objekte und der Massenverlust durch einen metallizitätsabhängigen Sternwind sind weitere bedeutende Faktoren für die Entwicklung massereicher Sterne. Neuere Sternentwicklungsmodelle (Maeder & Meynet 2000; Heger et al. 2000) berücksichtigen auch Effekte durch die stellare Rotation. Der prozentuale Massenanteil eines Sterns, der im Laufe seiner Entwicklung über Sternwinde verloren geht, steigt mit seiner Leuchtkraft (und damit seiner Masse, s. dazu Abb. 2.2). Rotation kann zusätzlichen Massenverlust bewirken durch Abschwächung des Gravitationspotentials, spielt jedoch auch bei Mischungsprozessen innerhalb eines Sterns eine zentrale Rolle. Dies wird in Kapitel 2.3 genauer behandelt. Im Folgenden soll eine Übersicht über die Evolution von massereichen Sternen nach derzeitigem Wissensstand geboten werden.

Während ihrer Zeit als O- und B-Sterne auf der Hauptreihe verbrennen massereiche Sterne Wasserstoff zu Helium im CNO-Zyklus. Im Gegensatz zu massearmen Sternen wie der Sonne ist dabei der Kern konvektiv, während in der Hülle Strahlung die Aufgabe des Energietransports übernimmt (s. Abb. 2.2). Ist sein Wasserstoffvorrat aufgebraucht, kontrahiert der Kern aufgrund des nun fehlenden Strahlungsdrucks und erhitzt dabei seine Umgebung, was zur Zündung einer Wasserstoffbrennschale führt, die mit der Zeit nach außen wandert. Dies veranlasst den Stern sich auszu dehnen und dabei abzukühlen. Der Kern kontrahiert weiter bis die Bedingungen im Inneren die Zündung des Heliumbrennens ermöglichen. Genau wie bei Wasserstoff kommt es nach Verbrauch des Heliums zur Zündung einer Heliumbrennschale, gefolgt von weiteren Phasen von zentralem C-, Ne-, O- und Si-Brennen. Nach der Bildung eines Fe-Kerns (maximale Bindungsenergie pro Nukleon in Fe) stehen keine weiteren Fusionsquellen zur Energiegewinnung zur Verfügung und der Kern kollabiert zu einem Neutronenstern bzw. Schwarzen Loch. Die Sternhülle wird in der resultierenden Supernovaexplosion abgestoßen, stark angereichert mit Nukleosyntheseprodukten.

Theoretische Entwicklungswege von massereichen Objekten sind in Abb. 2.6 zu sehen. Sterne mit Anfangsmassen $\gtrsim 40 M_{\odot}$ verlassen die blauen Regionen des HRD nicht, sondern entwickeln sich (in Einzelfällen über das Stadium der LBVs) zu Wolf-Rayet (WR)-Sternen.

Von $\approx 25 M_{\odot}$ bis $\approx 40 M_{\odot}$ verläuft die Evolution der Sterne bei nahezu konstanter Leuchtkraft von der Hauptreihe zum Blauen Überriesen (BSG) und weiter zum Roten Überriesen (RSG). Danach kehren Sterne solcher Massen wieder in den blauen Teil des HRD zurück und können sich in Abhängigkeit von ihrer chemischen Zusammensetzung vor der finalen Supernova ebenfalls zu WR-Sternen entwickeln.

Sterne mit ≈ 15 bis $\approx 25 M_{\odot}$ entwickeln sich schnell zu RSGs und verbleiben dort auch für einen Großteil ihrer restlichen Lebenszeit.

Objekte mit Massen von weniger als $\approx 15 M_{\odot}$ zeigen ein anderes Verhalten. Sie begeben sich vom RSG-Stadium auf eine Schleife im HRD – die sogenannte Blue-Loop-Phase. Dabei passieren sie die Zone der Cepheideninstabilität sowie die Region der BSGs. Die Ursache der Blue-Loop-Phase ist immer noch umstritten (eine Übersicht über die Diskussion gibt Xu & Li 2004). Blue Loops werden jedoch inzwischen

von zahlreichen Modellen vorausgesagt, wie z. B. von Maeder & Meynet (2000), s. Abb. 2.2 und 2.6, jedoch variiert die vorhergesagte Ausdehnung der Schleifen. Die Identifikation von Objekten in der Blue-Loop-Phase und ihre Einordnung ins HRD ermöglichen eine Überprüfung der Vorhersagen und eine Eichung der Sternentwicklungsmodelle auf der Basis von empirischen Daten.

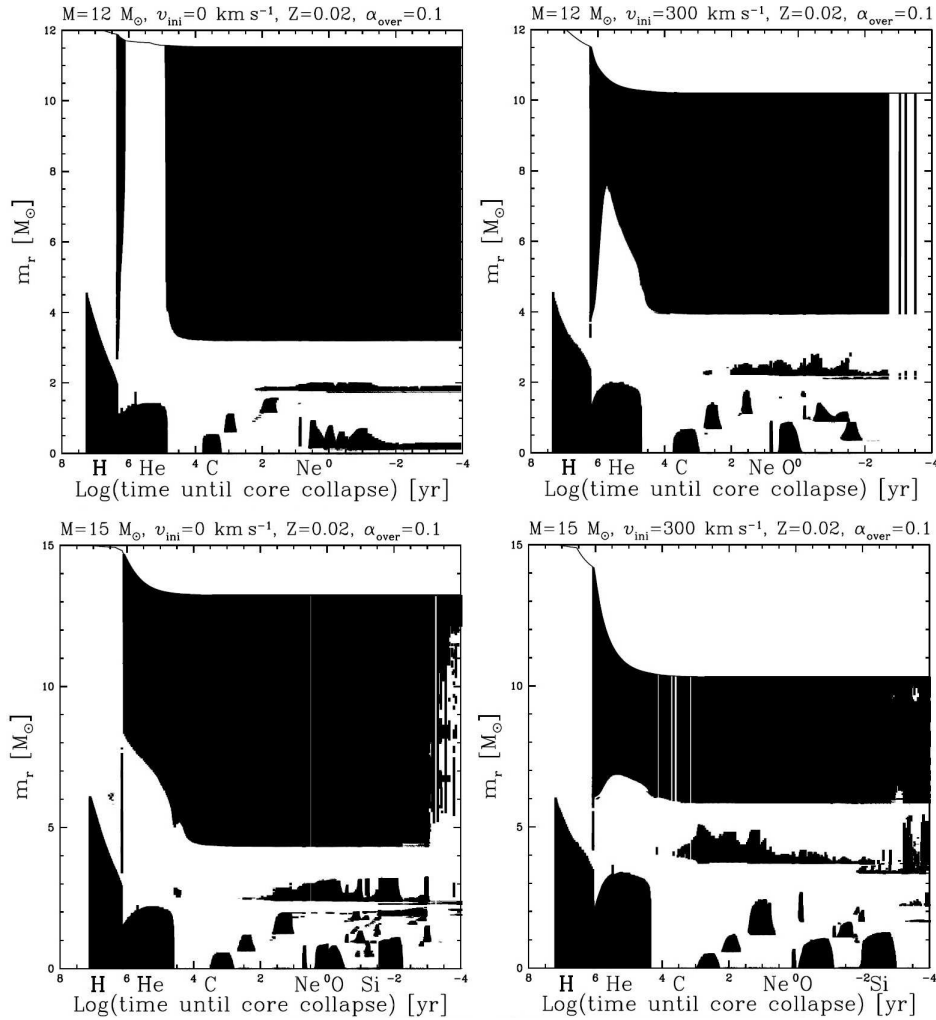


Abbildung 2.2: Kippenhahn-Diagramme der Sternentwicklungsmodelle von Meynet & Maeder (2003). Neben der logarithmischen Zeitskala sind die verschiedenen Brennphasen ausgezeichnet. Gezeigt ist die Ausbildung von Konvektionszonen (schwarze Flächen) für verschiedene Ausgangsparameter. Links oben im Modell für $12 M_\odot$ ohne Rotation ist die Blue-Loop-Phase an der beim Heliumbrennen zeitweise nichtkonvektiven Sternhülle klar zu erkennen. Die Konvektionszone dringt zunächst in der RSG-Phase tief in den Stern ein („first dredge up“), um sich dann bei der Rückkehr zum BSG-Stadium wieder vollständig zurückzuziehen. Das rotierende Modell sowie die Modelle mit höherer Masse vermeiden die Blue-Loop-Phase. Deutlich sichtbar ist auch der Massenverlust, der im Laufe der Sternentwicklung mit Rotationsgeschwindigkeit und Masse zunimmt.

2.2 Der CNO-Zyklus

Einen Großteil ihrer Lebenszeit verbringen Sterne auf der Hauptreihe, wobei sie im Kern Wasserstoff zu Helium verbrennen. Die Verschmelzung von vier Protonen zu einem Heliumkern kann über mehrere unterschiedliche Reaktionsketten erfolgen. Die wichtigsten Möglichkeiten stellen die Proton-Proton-Kette und der CNO-Zyklus (Bethe-Weizsäcker-Zyklus) dar. Ihre Effizienz hängt von der Dichte, der Temperatur und der Wasserstoffhäufigkeit im Sterninneren ab (s. Abb. 2.3). Während im Fall unserer Sonne die pp-Kette die Energieerzeugung dominiert, übernimmt der CNO-Zyklus diese Rolle bei Sternen höherer Masse und damit höherer Kerntemperaturen. Dies ist bei den Vorläufersternen der BA-Überriesen der Fall.

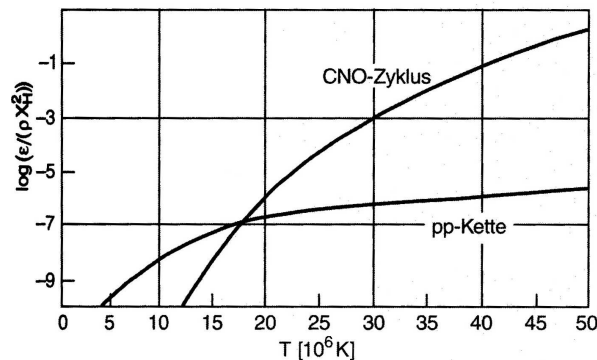


Abbildung 2.3: Die Effizienz der pp-Kette und des CNO-Zyklus im Vergleich. Die Kerntemperaturen der Sonne liegen bei etwa 15 Millionen Grad Kelvin, die der Vorläufersterne der BA-Überriesen weit darüber.

Der CNO-Zyklus gliedert sich in einen Haupt- und zwei Nebenzyklen, wobei die Energieerzeugung in erster Linie durch den Haupt- bzw. CN-Zyklus erfolgt. Dieser läuft in sechs Teilreaktionen ab, die in Abb. 2.4 dargestellt werden. Die Elemente C, N und O nehmen an allen Zyklen nur als Katalysatoren teil, d. h. sie werden nach einem vollständigen Durchlauf des Zyklus wieder hergestellt und gehen dadurch nicht verloren. Man beachte aber, dass die einzelnen Reaktionen auf sehr unterschiedlichen Zeitskalen ablaufen. Die β -instabilen Isotope ^{13}N und ^{15}O haben Halbwertszeiten von wenigen Minuten, während die Einfangreaktionen durchschnittlich auf Zeitskalen von Millionen Jahren ablaufen. Die bei weitem langsamste Reaktion ist $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$. Durch diese großen Zeitunterschiede wandelt sich letztlich ein großer Teil des im Kern vorhandenen ^{12}C in ^{14}N um. Dies gilt auch für die anderen am CN-Zyklus beteiligten stabilen Isotope. Falls die im Kern prozessierte Materie an der Sternoberfläche sichtbar werden sollte, erwartet man als charakteristische Signatur eine Abreicherung von Kohlenstoff, begleitet von einer Anreicherung von Stickstoff. Das häufigste Sauerstoffisotop ^{16}O ist an einem der Nebenzyklen beteiligt und wird auf längeren Zeitskalen ebenfalls in ^{14}N umgewandelt. Der Abreicherungseffekt ist je-

doch wesentlich geringer ausgeprägt als bei Kohlenstoff, da die Nebenzyklen deutlich seltener ablaufen. Helium wird als Fusionsprodukt angereichert.

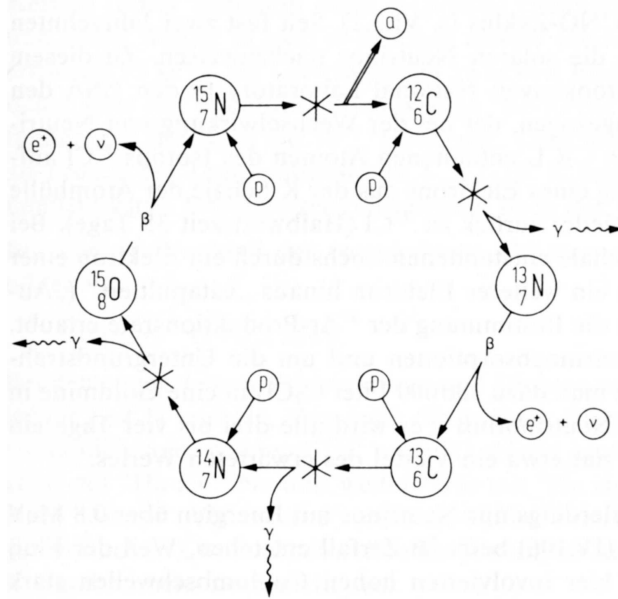


Abbildung 2.4: Der Ablauf des sogenannten CN-Zyklus, des bedeutendsten der drei CNO-Teilzyklen. Es werden vier Einfangereignisse mit niedrigen Wirkungsquerschnitten durchlaufen, woraus die hohen Reaktionszeiten zu erklären sind.

2.3 Mischungsprozesse in Sternen

Während die Kernprozesse zur Energierzeugung tief im Inneren eines Sterns stattfinden, stammt das sichtbare Licht aus seiner Atmosphäre. Um im beobachtbaren Spektrum sichtbar zu werden, muss das prozessierte Material den weiten Weg an die Oberfläche zurücklegen. Eine Vielzahl an Mischungsprozessen kann beim Materialtransport eine Rolle spielen, die wichtigsten sollen hier angesprochen werden.

Die signifikanteste Größe zur Charakterisierung eines Mischungsprozesses ist die Zeit t_{mix} , nach der eine zu Beginn chemisch inhomogene Region zur Homogenität findet (falls währenddessen keine neuen Inhomogenitäten entstehen). Nach diesem Maßstab ist die effektivste Form des Materialtransports in einem Stern die *Konvektion*. Sie sorgt durch in Konvektionszellen angeordneten Strömungen nicht nur für den Energietransport vom Sterninneren nach außen, sondern tauscht auch Material zwischen den inneren und äußeren Schichten aus. Die Mischung erfolgt dabei auf so kurzen Zeitskalen, dass sie in Entwicklungsmodellen oft als instantan behandelt wird. Diese Näherung verliert ihre Gültigkeit erst in den rapide ablaufenden letzten Brennphasen eines Sterns.

Viel länger ist t_{mix} für andere Mischungsprozesse, die somit nur auf größeren Zeitskalen effektiv sind. Sie werden oft durch die Rotation eines Sterns induziert. So z. B. *meridionale Strömungen* (s. Abb. 2.5): In einem rotierenden Stern sind die Äquipotentialflächen an den Polen dichter gedrängt als am Äquator, weshalb die Pole im Vergleich zum Äquator stärker erwärmt werden. Dies treibt eine Zirkulation an, die an den Polen auf- und am Äquator wieder absteigt. Sogenannte *Scherinstabilitäten* tragen ebenfalls zur Elementmischung bei. Sie werden hervorgerufen durch den Abfall der Rotationsgeschwindigkeit zu den Polen hin. Diese differentielle Rotation führt zu unterschiedlichen Geschwindigkeiten benachbarter Sternschichten und damit zu Turbulenzen und Materialaustausch.

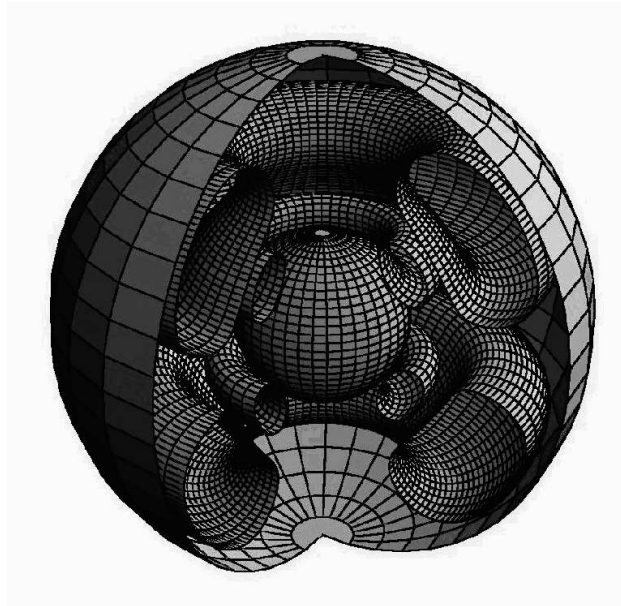


Abbildung 2.5: Ein 3D-Konturplot von G. Meynet zur inneren Struktur eines rotierenden massereichen Sterns. Gut zu erkennen sind die torusförmigen Walzen der meridionalen Strömungen.

Während der Zeit auf der Hauptreihe ist nur der Kern eines massereichen Sterns konvektiv, die Hülle befindet sich im Strahlungsgleichgewicht. Konvektion fällt also als Transportmittel für prozessiertes Material aus. Die Gesamteffizienz der restlichen Mischprozesse nimmt mit der Rotationsgeschwindigkeit des Sterns und seiner Masse zu. Die Zeitskala t_{mix} nimmt sogar schneller mit der Masse ab als die Lebenszeit des Sterns, weshalb massereichere Sterne am Ende des Hauptreihenstadiums besser durchmischt sein sollten. Bei entwickelten Sternen wie BA-Überriesen erwartet man ein Ansteigen der N/C- und N/O-Verhältnisse mit der stellaren Masse. Gleiches gilt für die Heliumhäufigkeit. Die Entwicklung nach dem Hauptreihenstadium bis zum Erreichen eines weiteren stabilen Zustands in der Phase des zentralen Heliumbren-

nens (als RSG) verläuft auf so kurzen Zeitskalen, dass sich diese Zustände auf dem Weg von der Hauptreihe zum BA-Überriesen nicht mehr signifikant ändern sollten.

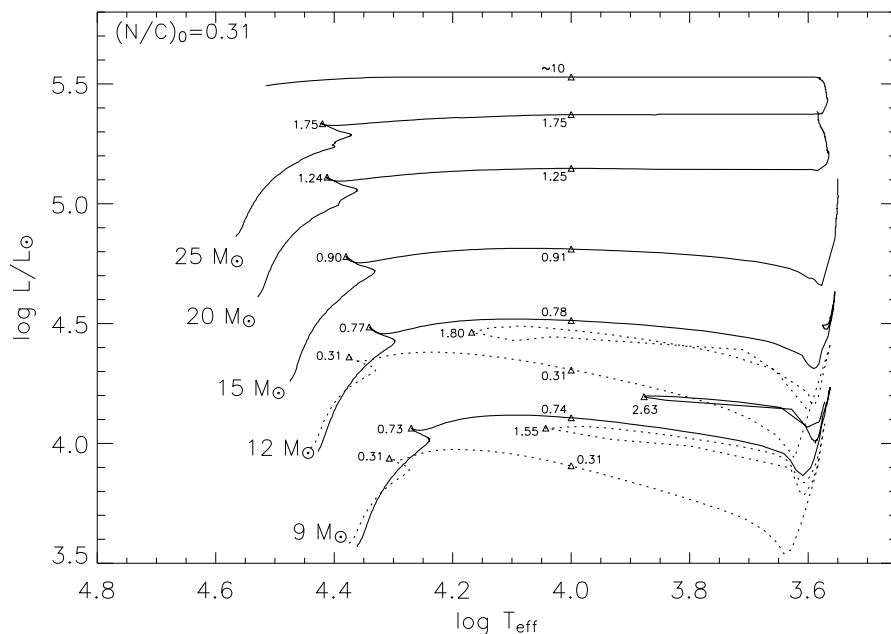


Abbildung 2.6: Theoretische Entwicklungswege für Sterne mit Anfangsmassen von $9 M_{\odot}$ bis $25 M_{\odot}$ unter Einbeziehung von Massenverlust und Rotation nach Meynet & Maeder (2003). Sie sind für solare Metallizität und eine anfängliche Rotationsgeschwindigkeit von 300 km/s (durchgezogene Linien) und für den nichtrotierenden Fall (gepunktete Linien) berechnet. Die Zahlen entlang der Wege geben das Massenverhältnis N/C an, ausgehend vom solaren Anfangswert $(N/C)_0$.

Eine Ausnahme bilden BA-Überriesen in der Blue-Loop-Phase. Sie durchliefen bereits das Stadium eines Roten Überriesen, wobei ihre Hülle vollständig konvektiv wurde und somit effizient durchmischt wurde (s. Abb. 2.2). Dieser Vorgang wird als „first dredge up“ bezeichnet und wird von einer erheblichen Steigerung der N/C - und N/O -Verhältnisse begleitet. Die in den Modellen von Meynet & Maeder (2003) vorhergesagten Massenverhältnisse für N/C finden sich in Abb. 2.6. Präzise empirische Befunde zur Durchmischung der Sternatmosphäre mit nuklear prozessierter Materie erlauben Verfeinerungen künftiger Sternentwicklungsmodelle. Insbesondere weisen sie den Weg zum besseren Verständnis der komplexen hydrodynamischen Mischungsmechanismen und zur Reduktion der in der numerischen Behandlung verwendeten freien Parameter.

3 Spektrale Daten

3.1 Die Programmsterne

Das Ziel dieser Diplomarbeit ist die quantitative Spektralanalyse von BA-Überriese. Dafür müssen die verwendeten Spektren einigen Anforderungen genügen. Da für die Auswertung Linienprofile eine entscheidende Rolle spielen, sollte der Einfluss des Instrumentenprofils klein gehalten werden. Dies erreicht man mittels eines hochauflösenden Spektrographen. Gleichzeitig sollte jedoch die Wellenlängenabdeckung groß sein, da die für die Stellarparameter- und Häufigkeitsanalyse relevanten Linien über eine breite Region des Spektrums (vom blauen Teil des visuellen Spektralbereichs bis ins nahe Infrarot) verstreut sind. Wie im nächsten Kapitel beschrieben, ist für diese Aufgabe ein Echelle-Spektrograph besonders geeignet. Eine weitere Bedingung für eine präzise Bestimmung von Parametern und Häufigkeiten sind rauscharme Spektren (Signal und Rauschen bzw. $S/N \gtrsim 150$). Dies beschränkt die Auswahl bei einem Teleskop der 2 m-Klasse auf relativ helle Objekte mit scheinbaren Helligkeiten $m_v \lesssim 10^m$.

Die in dieser Diplomarbeit zu untersuchenden Objekte lassen sich in die Leuchtkraftklassen Iae bis Ib einordnen, und sind den Spektraltypen B8 bis A3 zugehörig. Bei der Wahl der Objekte wurde versucht, die ganze Bandbreite zwischen diesen Eckpunkten abzudecken. Dies ist wichtig, um den Parameterraum der Entwicklungsrechnungen möglichst vollständig ausloten zu können. Nur so lässt sich die Ausdehnung der Blue-Loop-Phase im HRD empirisch festlegen. Die Leuchtkraft ist dabei eng mit der Masse korreliert. Mögliche Unterschiede in der Entwicklung von massereichen Sternen aus Entstehungskanälen in Haufen/Assoziationen und im Feld können durch die Wahl von Objekten aus beiden Umgebungen studiert werden. Hinzu kommen auch praktische Erwägungen wie möglichst geringe Zenitdistanz und eine günstige Verteilung in der Rektaszension, um die nächtliche Beobachtungszeit gut ausnutzen zu können. Aufgrund der Lage des Observatoriums am Calar Alto befinden sich alle beobachteten Objekte auf dem nördlichen Teil der Himmelskugel. Eine detaillierte Übersicht mit Angabe der Koordinaten und der scheinbaren visuellen Helligkeiten bietet Tab. 3.1.

Für diese Arbeit wurden etwa 50 Spektren von 20 verschiedenen Objekten reduziert. Der überwiegende Teil der Aufnahmen stammt aus Beobachtungen von N. Przybilla vom September 2001. Die Spektren verfügen über eine Auflösung von $R = \lambda/\Delta\lambda \approx 40\,000$ sowie eine Wellenlängenabdeckung von 3960 Å bis 9500 Å. Einige wenige

Objekt	Rektaszension	Deklination	V-Magnitude	Spektralklasse
HD 210221	22 07 25.59	+53 18 26.8	6.18	A3 Ib
HD 13476	02 13 41.61	+58 33 38.1	6.46	A3 Iab
HD 213470	22 30 18.70	+57 13 31.6	6.70	A3 Ia
HD 223385	23 48 50.17	+62 12 53.3	5.55	A3 Iae
HD 207673	21 49 40.09	+41 08 55.6	6.49	A2 Ib
HD 197345	20 41 25.91	+45 16 49.2	1.25	A2 Iae
HD 195324	20 29 20.39	+36 27 17.0	5.91	A1 Ib
HD 187983	19 51 01.59	+24 59 31.8	5.60	A1 Ia
HD 14433	02 21 55.44	+57 14 34.5	6.39	A1 Ia
HD 12953	02 08 40.58	+58 25 25.0	5.73	A1 Ia
HD 39970	05 56 56.12	+24 14 58.9	6.05	A0 Ia
HD 20041	03 15 47.97	+57 08 26.2	5.83	A0 Ia
HD 223960	23 53 49.98	+60 51 12.2	6.96	A0 Iae
HD 35600	05 27 08.27	+30 12 31.0	5.73	B9 Ib
HD 212593	22 24 30.99	+49 28 35.0	4.60	B9 Iab
HD 202850	21 17 24.95	+39 23 40.3	4.26	B9 Iab
HD 21291	03 29 04.13	+59 56 25.2	4.26	B9 Ia
HD 12301	02 03 00.19	+64 23 24.1	5.62	B8 Ib
BD+602582	23 35 30.64	+60 54 46.2	8.67	B8 Iab
HD 186745	19 45 24.35	+23 56 34.4	7.07	B8 Iae

Tabelle 3.1: Programmsterne (Quelle: SIMBAD)

Spektren wurden von K. Fuhrmann mit einer anderen Konfiguration des Instruments erstellt, welche eine höhere Auflösung von $R = 65\,000$ zum Preis einer geringeren Abdeckung von $4\,100\text{ \AA}$ bis $8\,000\text{ \AA}$ erzielt.

3.2 Der Spektrograph

Die zur Verfügung stehenden Sternspektren wurden alle mit dem Spektrographen FOCES (**F**ibre **O**ptics **C**assegrain **E**chelle **S**pectrograph, Pfeiffer et al. 1998) am 2.2-m-Teleskop des Calar Alto-Observatoriums aufgenommen. Das Instrument benutzt ein Echelle-Gitter und zwei Prismen als dispersive Elemente. Die Eigenschaften des Echelle-Gitters hängen neben der Gitterkonstanten auch vom sogenannten Blaze-Winkel δ – dem Neigungswinkel der verspiegelten Furchen zur Gitternormalen – ab. Die Funktionsweise eines Echelle-Gitters illustriert Abb. 3.1. Das theoretische Auflösungsvermögen $\lambda/\Delta\lambda_0$ eines Gitterspektrographen ergibt sich aus

$$\lambda/\Delta\lambda_0 = nN,$$

wobei $\Delta\lambda_0$ den Abstand zweier eben noch trennbarer Linien, N die Beugungsordnung und n die Gesamtzahl der Gitterstriche bezeichnet. Eine Erhöhung des Auflösungsvermögens lässt sich also durch eine (sehr teure) Verbreiterung der Gitter oder eine Betrachtung höherer Ordnungen erreichen. Letztere wird durch Echelle-Gitter ermöglicht. Die Intensität I lässt sich als Produkt der Gitterinterferenzfunktion IF , deren Hauptmaximum bekanntlich in der nullten Ordnung liegt, und der Blazefunktion BF darstellen:

$$I = IF \times BF$$

Die Blazefunktion stellt sozusagen die Einhüllende für das Interferenzmuster dar (s. Abb. 3.2). Sie erreicht ihr Maximum wenn der Ausfallswinkel gleich dem Einfallswinkel ist, äquivalent zur Reflexion an Spiegelflächen. Der hohe Blaze-Winkel (bei FOCES 65°) verschiebt im Gegensatz zu herkömmlichen Gittern die stärksten Beugungsmaxima zu sehr hohen Ordnungen ($N \sim 100$).

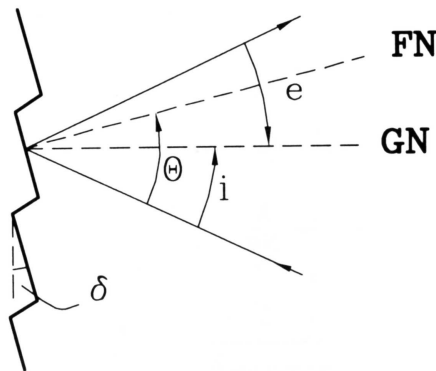


Abbildung 3.1: Wie bei herkömmlichen Gitterspektrographen findet Beugung an einer periodischen Struktur statt, die bei Echelle-Gittern die Form einer Treppe annimmt. i und e bezeichnen Einfalls- bzw. Ausfallswinkel des Lichtstrahls, GN und FN die Gitter- bzw. Facettennormale.

Eine Komplikation bei der Verwendung von Echelle-Gittern ist, dass eine Serie von Spektren verschiedener Wellenlängenbereiche in eng übereinanderliegenden Ordnungen produziert wird. Diese können aber durch ein weiteres dispersives Element quer zur ursprünglichen Dispersionsrichtung voneinander getrennt werden (s. Abb. 3.3). In diesem Fall besteht der sogenannte Querdisperser aus zwei hintereinandergeschalteten Prismen.

Vorteil dieser Anordnung gegenüber herkömmlichen Spektrographen ist die simultane Aufnahme großer Wellenlängenbereiche bei hoher Auflösung. Dies erlaubt eine effiziente Nutzung wertvoller Teleskopzeit. Darüberhinaus könnte die Verwendung von Beobachtungsdaten aus verschiedenen Epochen im Falle stellarer Variabilität eine systematische Fehlerquelle für die quantitative Spektralanalyse darstellen, die sich durch Echelle-Spektroskopie leicht vermeiden lässt.

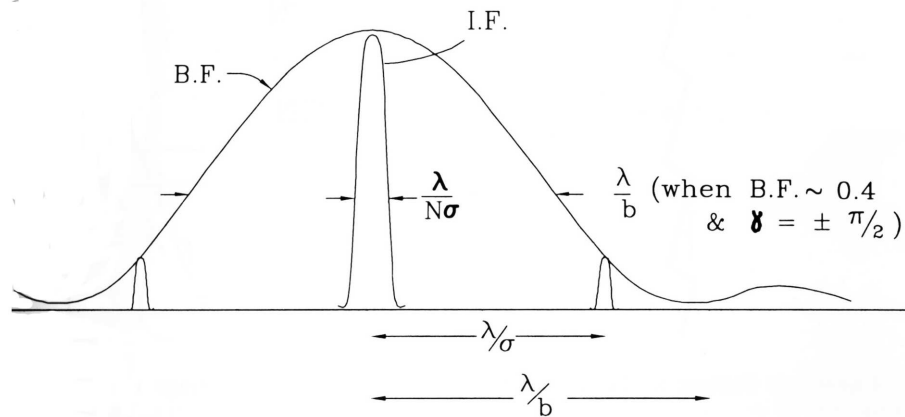


Abbildung 3.2: Typisches Intensitätsverteilungsmuster für ein Blaze-Gitter wobei σ den Furchenabstand bezeichnet und γ die Phasendifferenz innerhalb einer Furche darstellt. Die Ordnung N , die von der Blaze-Funktion verstärkt wird, hängt von der Wellenlänge ab.

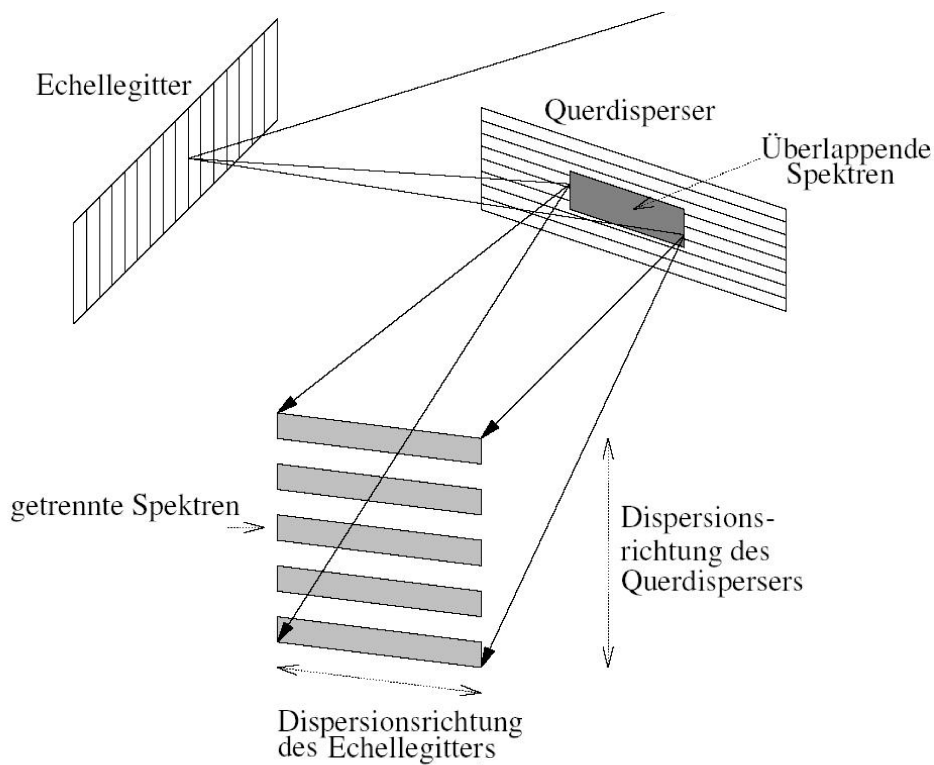


Abbildung 3.3: Prinzip eines Echelle-Spektrographen

FOCES zeichnet sich zusätzlich durch eine hohe spektrale Stabilität aus, die durch Aufstellung des Spektrographen in einem separaten Raum gewährleistet wird. Zwar

ergeben sich beim Transport durch Lichtleiter unausweichlich Lichtverluste, jedoch wird dies mehr als ausgeglichen durch die Vorteile der mechanischen Entkopplung vom Teleskop.

Als Detektor für das Sternlicht dient ein CCD (**C**harge **C**oupled **D**evice). In Abb. 3.4 wird die wellenlängenabhängige Quantenausbeute des verwendeten CCDs mit der theoretischen Intensitätsverteilung eines A-Überriesen verglichen, um die Qualität des Spektrums in verschiedenen Wellenlängenbereichen abschätzen zu können. Man darf allerdings nicht vergessen, dass auch andere Komponenten im Aufbau des Spektrographen wie z.B. die Reflexionskoeffizienten der Umlenkspiegel wellenlängenabhängig sind, weshalb das S/N im Blauen nicht so hoch ist wie anhand der Grafik anzunehmen.

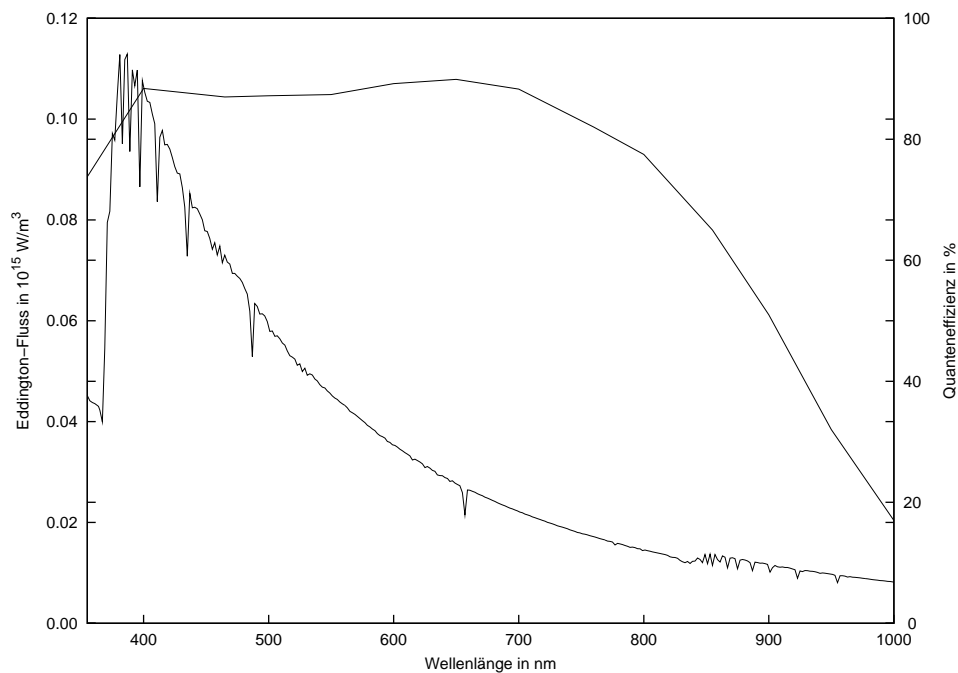


Abbildung 3.4: Eddington-Flussverteilung eines A-Überriesen-Modells bei $T_{\text{eff}} = 9500$ K. Deutlich sichtbar sind die Wasserstofflinien. Gleichfalls dargestellt ist der Verlauf der Quanteneffizienz des verwendeten CCDs SITE#1d.

3.3 Datenreduktion

Vor der Auswertung der Daten stellt sich die Aufgabe, aus den gemessenen zweidimensionalen Intensitätsverteilungen auf der CCD-Rohaufnahme (s. z. B. Abb. 3.5) die wellenlängenkalibrierte spektrale Energieverteilung des Sternlichts zu extrahieren. Die einzelnen Schritte dieser Datenreduktion sollen im folgenden dargestellt werden.

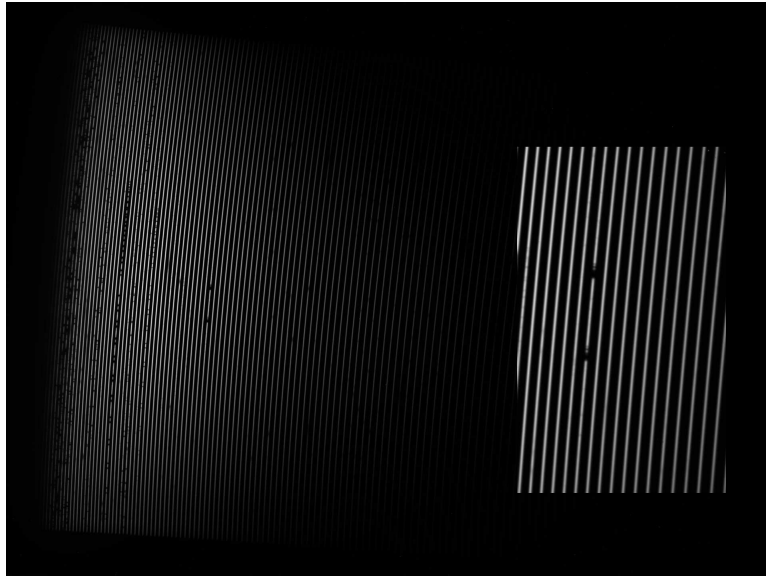


Abbildung 3.5: CCD-Rohaufnahme von HD207673: Die Dispersion durch das Echellegitter verläuft von oben nach unten in den einzelnen Ordnungen, die durch Querdispersion von rechts nach links getrennt wurden. Rechts ein vergrößerter Ausschnitt um das Natrium D-Linienpaar.

Im ersten Schritt eliminiert man den intrinsischen Untergrund des verwendeten CCDs. In diesem Fall bestimmt man dazu die Verteilung des Dunkelstroms durch Mittelung über mehrere unbelichtete Aufnahmen, den sogenannten Bias. Der Bias wird vom Rohbild subtrahiert.

Ein Problem gerade bei längeren Belichtungszeiten sind Einschläge von Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung auf den Detektor, die sogenannten „Cosmics“. Diese machen sich im Rohbild als zufällig verteilte scharfe Intensitätsmaxima bemerkbar. Cosmics lassen sich zum großen Teil durch ein grafisches Mittelungsverfahren unter Wahrung der spektralen Information entfernen.

Zur Bestimmung von Pixel-zu-Pixel Variationen in der Quantenausbeute des CCDs sowie der Lage der Ordnungen werden Aufnahmen des kontinuierlichen Spektrums einer Halogenlampe angefertigt, sogenannte Flatfeldaufnahmen (s. Abb. 3.6). Zur Reduktion des Rauschens wird über mehrere Flatfeldaufnahmen gemittelt. Die Division des Rohbildes durch die resultierende Flatfeldaufnahme korrigiert den Effekt der unterschiedlichen Quantenausbeute der einzelnen Pixel. Da die Lage der spektralen Ordnungen empfindlich von den Einstellungen des Spektrographen abhängt, müssen für jede Konfiguration des Instruments individuelle Flatfeldaufnahmen erstellt werden.

Man kann nun innerhalb der einzelnen Ordnungen eine Relation zwischen Pixel-Position und Wellenlänge herstellen. Diese Kalibration erfolgt mittels Aufnahmen

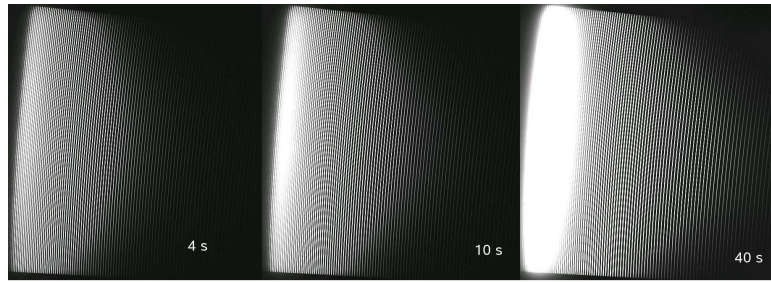


Abbildung 3.6: Rote, grüne und blaue Flatfeldaufnahmen: Sie wurden mit für die Kalibration unterschiedlicher Teile des Spektrums optimierten Belichtungszeiten aufgenommen.

des Spektrums einer Thorium-Argon-Lampe (s. Abb. 3.7), deren Emissionslinien bekannte Wellenlängen haben. Über die Identifikation der Linien wird die Dispersionsrelation durch ein Polynom höheren Grades angenähert. Manuelle Korrekturen für vom Algorithmus misidentifizierte Linien erhöhen die Güte dieser automatisch durchgeführten Wellenlängenkalibrierung.

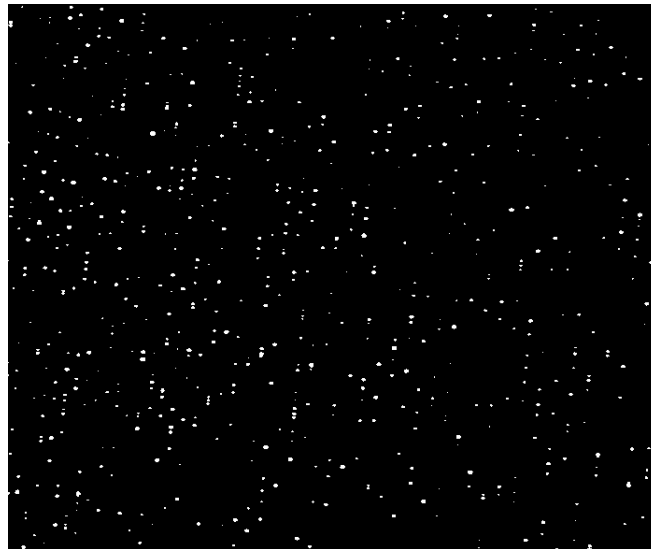


Abbildung 3.7: Ausschnitt aus dem Emissionslinienspektrum der Thorium-Argon-Kalibrationslampe.

Für den Vergleich mit synthetischen Spektren erweist sich eine Flussnormierung als vorteilhaft. Dazu wird abseits der Absorptionslinien das Kontinuum festgelegt. Man bezeichnet diesen Arbeitsschritt als Rektifizierung (s. Abb. 3.8). Dies ermöglicht eine Anpassung theoretischer Linienprofile an das gemessene Spektrum auch ohne eine aufwändige und schwierige exakte Flusskalibration. Äquivalentbreiten lassen sich ebenfalls sehr leicht bestimmen. Komplikationen treten in einigen Bereichen des Spektrums wie z. B. dem Paschensprung oder in dichten „Linienwäldern“ auf. In die-

sen Fällen erweist sich eine Interpolation des Kontinuumsverlaufs über benachbarte Ordnungen als hilfreich. Die Rektifizierung bedeutet im Prozess der Datenreduktion den höchsten Zeitaufwand, da sie für alle Ordnungen manuell ausgeführt werden muss.

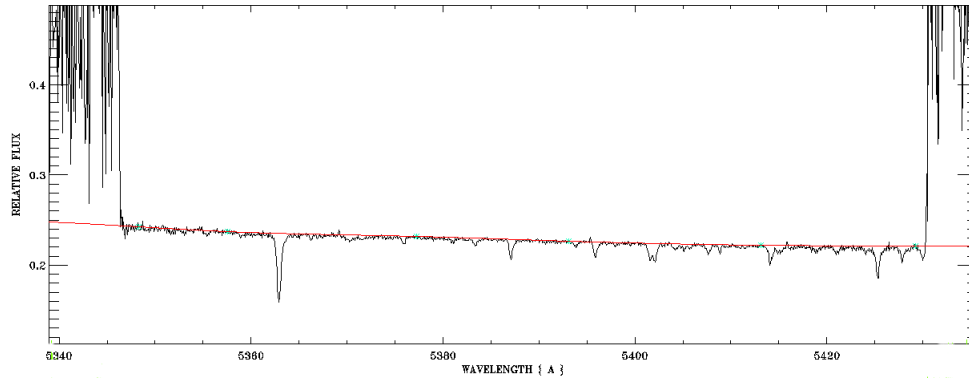


Abbildung 3.8: In den Teilen des Spektrums, die relativ linienfrei sind, lässt sich das Kontinuum durch Anpassung eines Polynoms niedriger Ordnung leicht festlegen.

Im letzten Schritt der Datenreduktion werden die einzelnen Ordnungen eines Spektrums zusammengefügt. Einige spektrale Bereiche bedürfen besonderer Sorgfalt, wie z. B. besonders breite Wasserstofflinien, die sich über mehrere Ordnungen erstrecken. Ergeben sich Fehler an den Schnittstellen der Ordnungen, kann eine erneute Rektifizierung der benachbarten Ordnungen notwendig sein. Während im blauen Spektralbereich der Überlapp zwischen den benachbarten Ordnungen sehr groß und somit auch das Kombinieren relativ problemlos ist, können sich im extrem Roten sogar Lücken im Spektrum auftun.

Um die Linienprofile mit theoretischen Modellen vergleichen zu können muss abschließend noch eine Korrektur der durch die Relativbewegung der Sterne verursachte Dopplerverschiebung vorgenommen werden. Dies geschieht mittels einer Kreuzkorrelation des beobachteten Spektrums (speziell der Metalllinien) mit geeigneten synthetischen Spektren unter Verwendung eines FFT-Algorithmus (Fast Fourier Transform). Eine Korrektur für die Relativbewegung der Erde bzgl. des Schwerpunktes unseres Sonnensystems bzw. der Sonne führt zu baryozentrischen bzw. heliozentrischen Radialgeschwindigkeiten v_{rad} . Dies ermöglicht einen Vergleich mit Literaturwerten unabhängig von der Epoche der Beobachtung. Die Genauigkeit hängt vom Spektraltyp (über die Anzahl der sichtbaren Metalllinien) und von der Qualität des Spektrums ab (Auflösung und S/N). Die Radialgeschwindigkeiten der Programmsterne (s. Tab. 3.2) sollten auf weniger als 1–2 km/s genau sein.

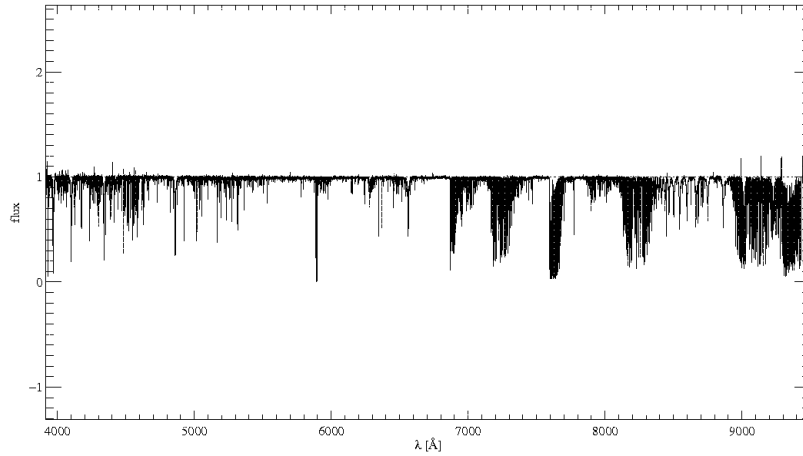


Abbildung 3.9: Normiertes Spektrum von HD 207673 im Bereich 3970-9500Å. Der blaue Bereich wird durch stellare Linien dominiert, während im Roten neben den stellaren Paschenlinien vor allem tellurische H₂O- und O₂- Absorptionsbanden zu sehen sind.

Objekt	v_{rad} (km/s)	Objekt	v_{rad} (km/s)
HD 210221	-28.0	HD 39970	+13.8
HD 13476	-40.1	HD 20041	-7.4
HD 213470	-61.3	HD 223960	-62.6
HD 223385	-45.9	HD 35600	+15.7
HD 207673	-3.8	HD 212593	-27.1
HD 197345	-2.7	HD 202850	-4.8
HD 195324	-18.0	HD 21291	-7.9
HD 187983	+0.9	HD 12301	-22.7
HD 14433	-45.4	BD+602582	-78.8
HD 12953	-33.3	HD 186745	+6.2

Tabelle 3.2: Radialgeschwindigkeiten der Programmsterne

4 Methodik der Parameter- und Häufigkeitsbestimmung

4.1 Die stellaren Parameter

Die grundlegenden Parameter bei der Analyse eines Sternspektrums sind die Effektivtemperatur T_{eff} und die Schwerebeschleunigung g . Die Effektivtemperatur ist über das Stefan-Boltzmann-Gesetz definiert, so dass für den Strahlungsstrom F an der Sternoberfläche

$$F = \int_0^{\infty} F_{\lambda} d\lambda = \sigma T_{\text{eff}}^4$$

gilt, mit der Stefan-Boltzmann-Konstante σ . Die Effektivtemperaturen in dieser Arbeit reichen von 8 000 bis 13 000 K, entsprechend dem Spektralklassenbereich von A3 bis B8. Überriesen sind generell etwas kühler als Hauptreihensterne gleichen Spektraltyps. Die Schwerebeschleunigung bestimmt sich aus Masse M und Radius R des Sterns, es gilt (G ist die Gravitationskonstante):

$$g = \frac{GM}{R^2}.$$

Wie meist in Stellaranalysen üblich wird im Weiteren $\log g$ im cgs-System verwendet, wobei die Werte bei BA-Überriesen zwischen ≈ 0.8 und ≈ 3.0 variieren können. Die Bestimmung beider Parameter erfordert ein quantitatives Verständnis der Entstehung von Spektrallinien und ihrer Reaktion auf Änderungen von T_{eff} und $\log g$.

Zur Illustration dieser Zusammenhänge soll im Folgenden der (einfachere) Fall des lokalen thermischen Gleichgewichts (LTE) diskutiert werden. Das Konzept des thermischen Gleichgewichts, global aufgrund der Abstrahlung eines Linienspektrums offenbar untragbar, wird hierbei auf die einzelnen Volumenelemente der Sternatmosphäre übertragen. Mikroskopisch bedeutet dies, dass jeder atomare Prozess im Plasma mit dem zugehörigen inversen im Gleichgewicht steht. Ein solcher thermodynamischer Zustand lässt sich durch drei Gleichungen charakterisieren:

Die Maxwell-Verteilung:

$$f(\vec{v}_{\text{th}})dv_x dv_y dv_z = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m}{2kT}(v_x^2+v_y^2+v_z^2)} dv_x dv_y dv_z$$

Sie beschreibt die thermische Geschwindigkeitsverteilung von Teilchen der Masse m für die Temperatur T ; k ist die Boltzmannkonstante.

Die Boltzmann-Formel:

$$(n_j/n_i) = (g_j/g_i)e^{\frac{-(E_j-E_i)}{kT}}$$

Sie beschreibt die Verteilung der Atome auf die Atomniveaus (Besetzungszahlen n_i) mit statistischen Gewichten g_i und Anregungsenergien E_i als Funktion von T .

Die Saha-Gleichung:

$$\frac{N_I}{N_{I+1}} = \left(\frac{h^2}{2\pi mk}\right)^{\frac{3}{2}} n_e \frac{U_I}{U_{I+1}} T^{-\frac{3}{2}} e^{\frac{\chi_I}{kT}}$$

χ_I bezeichnet die Ionisationsenergie und h die Planck-Konstante. In Analogie zur Boltzmann-Formel wird hier die Teilchendichte pro Ionisationsstufe bestimmt, wobei $U = \sum_{i=1}^{i_{\text{max}}} g_i \exp(-E_i/kT)$ die Zustandssumme beschreibt. Neben der Temperatur bestimmt auch die Elektronendichte n_e die Ionisationsverhältnisse im Plasma.

Im Fall von Wasserstoff führt eine Erhöhung der Temperatur zunächst zur Besetzung von angeregten Zuständen (Boltzmann-Formel) und damit zu einer Verstärkung der Spektrallinien, die aus den Übergängen zwischen den Energieniveaus resultieren. Die Stärke der Wasserstofflinien erreicht bei etwa 9 500 K ihr Maximum, da die Wasserstoffatome bei noch höheren Temperaturen in zunehmendem Maße ionisiert vorliegen (Saha-Gleichung), so dass keine Übergänge mehr möglich sind. Bei Atomen mit mehreren Elektronen sind bei niedrigeren Temperaturen zunächst in wachsendem Maße Spektrallinien der neutralen Atome sichtbar. Mit steigendem Ionisationsgrad können Linien unterschiedlicher Ionisationsstufen im Spektrum auftreten, wobei die Gesamtzahl der Atome erhalten bleibt. Damit lässt sich das beobachtete Verhalten von Spektrallinien als Funktion der Effektivtemperatur qualitativ verstehen, wie in Abb. 4.1 dargestellt. In den Atmosphären von BA-Überriesen lässt sich die Annahme des LTE jedoch nicht mehr vollständig halten. Genauer wird dies im nächsten Kapitel dargelegt.

Die Bestimmung von T_{eff} und $\log g$ wurde nach der von Przybilla et al. (2006) beschriebenen Methodik vorgenommen. Diese beruht auf der Auswertung von Ionisationsgleichgewichten und der Untersuchung der Verbreiterung von Wasserstofflinien durch den linearen Starkeffekt. Das Ionisationsgleichgewicht stellt sich nur für spezielle Wertekombinationen von T_{eff} und $\log g$ ein, unter der Zwangsbedingung

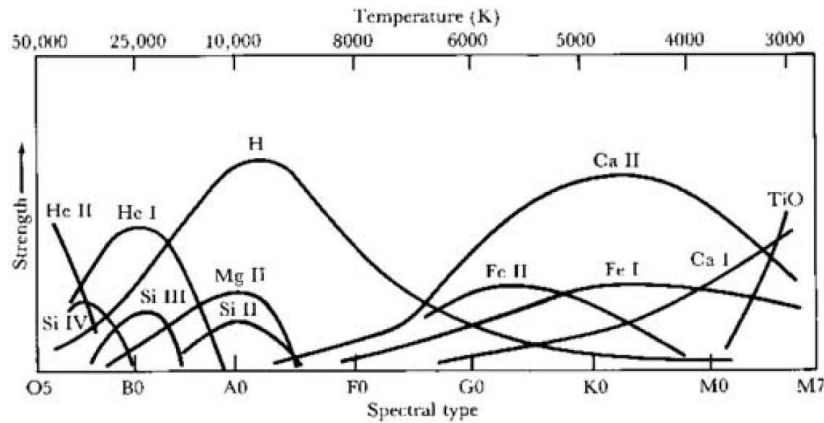


Abbildung 4.1: Die Linienstärke ausgewählter Ionen und neutraler Elemente als Funktion der Temperatur bzw. des Spektraltyps. Das Verhalten lässt sich über Saha- und Boltzmann-Gleichung verstehen und wird am Beispiel der Wasserstofflinien im Text erklärt.

identischer Elementhäufigkeiten in den verschiedenen Ionisationsstufen. Man erhält eine (für kleine Variationen annähernd lineare) Beziehung zwischen T_{eff} und $\log g$ (s. Abb. 4.2). Für eine vollständige Lösung benötigt man also zwei verschiedene Ionisationsgleichgewichte oder einen anderen zusätzlich einschränkenden Indikator.

In dieser Arbeit werden nur die Linien von Wasserstoff, Helium, Magnesium, Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff ausgewertet. In den Photosphären von BA-Überriesen befindet sich Helium vorwiegend im neutralen Zustand, Spektrallinien von He II werden nicht beobachtet. Die vier schwereren Elemente hingegen können gleichzeitig sowohl im neutralen als auch im einfach ionisierten Zustand im Spektrum vorkommen, allerdings nur in begrenzten Bereichen des Parameterraums. Im günstigsten Fall können die Ionisationsgleichgewichte zweier Elemente ausgewertet werden, oft ist dies jedoch nicht möglich. Die Flügel der Balmer-Linien stellen einen weiteren Indikator dar. Bei höheren Leuchtkräften lassen sich zwar die Kerne der Wasserstofflinien durch hydrostatische Modelle nicht länger realistisch beschreiben, da sie dem Einfluss des Sternwinds unterliegen. Die Flügel liefern dennoch Informationen. Diese werden durch den linearen Stark-Effekt verbreitert, dessen Stärke von Temperatur und Druck (und damit auch der Schwerebeschleunigung) abhängt, s. Abb. 4.3 für Reaktionen der Balmerlinien auf Parameteränderungen.

Es existieren noch weitere Variablen, die Einfluss auf die Linienstärken nehmen. Die Mikroturbulenz ξ parametrisiert Strömungsfelder mit Dimensionen kleiner als die mittlere Weglänge der Photonen. Sie wird als additiver Term zur thermischen Dopplerverbreiterung berücksichtigt. Sie macht sich zum einen als zusätzlicher Linienverbreiterungsmechanismus bemerkbar, zum anderen nimmt sie Einfluss auf die Schichtung von Modellatmosphären über einen verstärkten Linienabsorptionseffekt (s. Kap. 4.2). Eine Erhöhung der Mikroturbulenz verstärkt Linien auf dem flachen

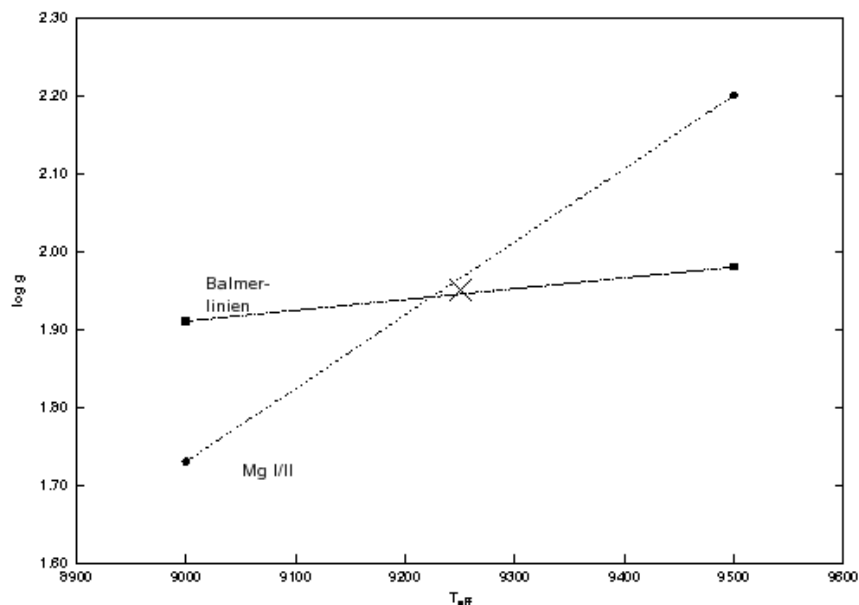


Abbildung 4.2: Das Mg-Ionisationsgleichgewicht und die Balmerlinien können als Indikatoren für $\log g$ und T_{eff} fungieren, hier gezeigt am Beispiel des Objekts HD 195324. Das Kreuz markiert das Ergebnis der Analyse. Man beachte, dass Änderungen der Mikroturbulenz oder Heliumhäufigkeit die Lage der Geraden verändern können.

Teil der Wachstumskurve und lässt schwache Linien beinahe unverändert. Sie kann aus der Analyse eines größeren Linienensembles abgeleitet werden, das sowohl den linearen als auch den flachen Teil der Wachstumskurve abdeckt. Es hat sich als erfolgreich herausgestellt, feste Startwerte für eine iterative Bestimmung der Mikroturbulenz in Abhängigkeit von der Leuchtkraftklasse zu wählen: 4 km/s für Ib, 6 km/s für Iab und 8 km/s für Ia.

Zum anderen spielt die Heliumhäufigkeit eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Eine Erhöhung des Heliumanteils lässt die mittlere Teilchenmasse des Plasmas ansteigen und ähnelt daher in der Wirkung einer Erhöhung der Schwerebeschleunigung. Die Heliumhäufigkeit wird mittels Spektrumssynthese aus den in allen behandelten Sternen sichtbaren Heliumlinien bestimmt.

4.2 Das Modellgitter

Die Bestimmung der Sternparameter und Elementhäufigkeiten erfolgt durch den Vergleich von synthetischen Spektren mit der Beobachtung. Die geringen atmosphärischen Dichten in BA-Überriesen reduzieren die Rate von Teilchenstößen und lassen die mittlere freie Weglänge der Photonen anwachsen. Beide Faktoren be-

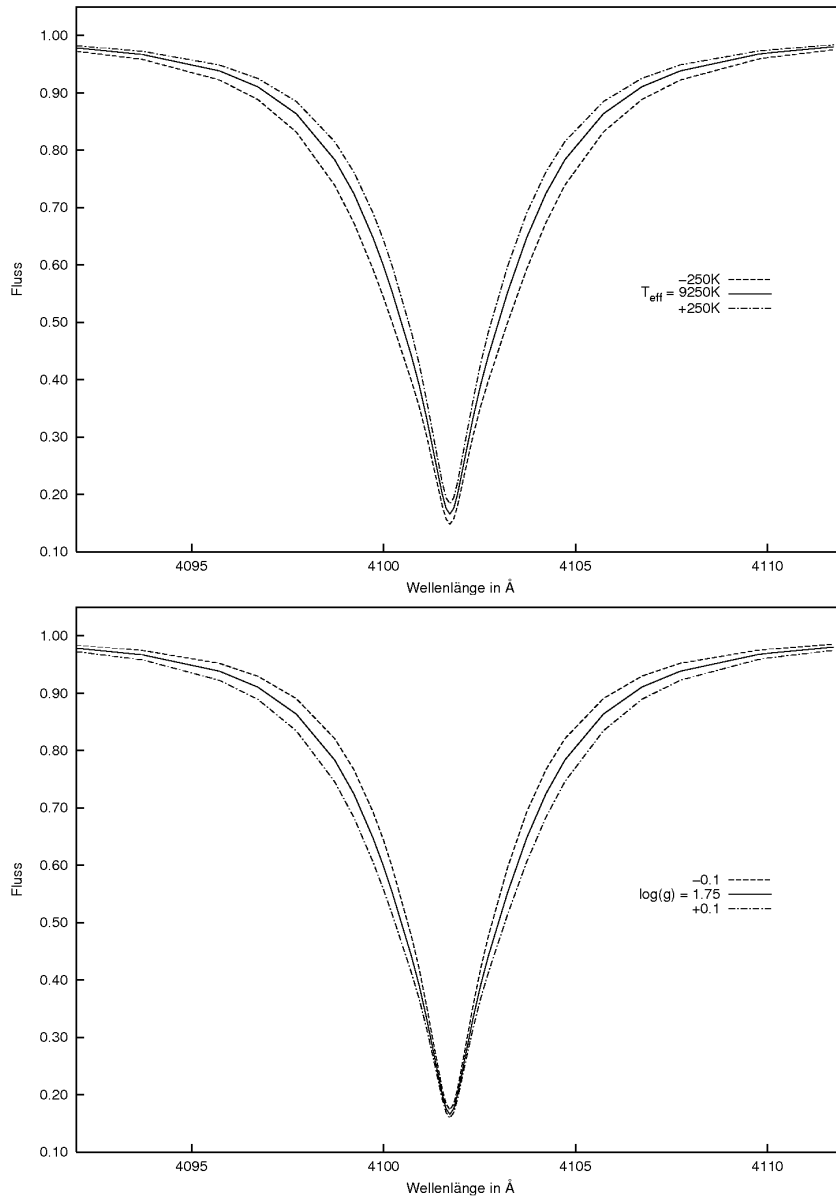


Abbildung 4.3: Einfluss von T_{eff} - und $\log g$ -Variationen auf die Profile der Balmerlinien, hier anhand von H_{δ} in einem für frühe A-Überriesen typischen Wertebereich gezeigt.

günstigen Abweichungen vom LTE in den äußeren Photosphärenschichten, so dass realistische Linienentstehungsrechnungen non-LTE-Effekte berücksichtigen müssen.

Die quantitative Analyse der Programmsterne erfolgt nach dem Ansatz von Przybilla (2002). Non-LTE-Linienentstehungsrechnungen werden dabei auf LTE-Atmosphärenstrukturen durchgeführt. Einen Überblick über die Methodik bietet Abb. 4.4.

Auf die Grundlagen der Berechnung von klassischen Sternatmosphärenmodellen kann hier nur kurz eingegangen werden, für eine weitergehende Einführung s. z. B. Hubeny (1997). Eine Vereinfachung der Problematik wird durch die Annahme von *planparalleler Geometrie* mit *Homogenität* der horizontalen Schichten erreicht. Damit wird die Betrachtung von ursprünglich drei räumlichen Dimensionen auf eine reduziert. Zeitabhängigkeiten werden durch die Postulierung von *Stationarität* eliminiert. Weiterhin wird die Schwerebeschleunigung in der Atmosphäre als konstant aufgefasst, da die Masse der Atmosphäre um viele Größenordnungen kleiner als die Sternmasse ist.

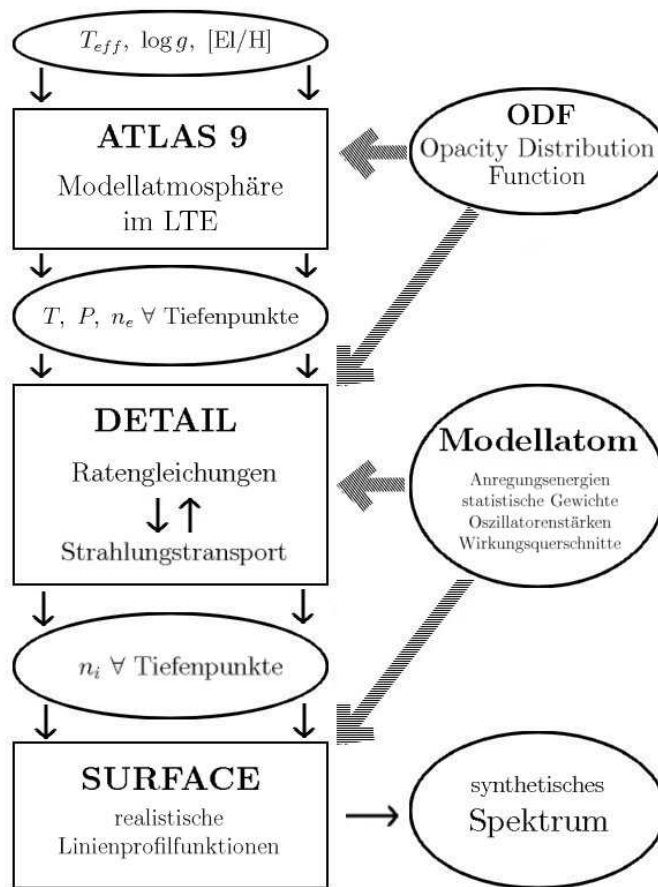


Abbildung 4.4: Übersicht über die Erstellung der Modellspektren.

Von großer Bedeutung für die Entstehung des Sternspektrums ist der *Strahlungstransport*. Bedeutsam dabei ist das frequenzabhängige Absorptions- und Emissionsverhalten der atmosphärischen Sternschichten, das sich im Absorptionskoeffizienten

χ_ν und Emissionskoeffizienten η_ν manifestiert. Mit diesen Größen lässt sich die sogenannte Strahlungstransportgleichung aufstellen:

$$\cos\theta \frac{dI_\nu}{dz} = \eta_\nu - I_\nu \chi_\nu$$

I_ν bezeichnet dabei die spezifische Intensität, z die Koordinate in Richtung der Oberflächennormale \hat{n} und θ den Winkel zwischen Strahlungsausbreitung und \hat{n} . Durch eine Integration über $\mu = \cos\theta$ lässt sich aus der spezifischen Intensität der Strahlungsfluss F_ν durch eine Fläche senkrecht zur z -Achse berechnen:

$$F_\nu = 2\pi \int_{-1}^1 I_\nu(\mu) \mu d\mu.$$

Nimmt man nun *Strahlungsgleichgewicht* an, d. h. der gesamte Energietransport findet über Strahlung statt, bleibt der über alle Frequenzen ν integrierte Strahlungsfluss konstant:

$$\int_0^\infty F_\nu d\nu = \text{konstant} = \sigma T_{\text{eff}}^4.$$

Mit dieser Bedingung lässt sich die Temperaturschichtung der Atmosphäre bestimmen. Um den Druckverlauf zu erhalten, postuliert man *hydrostatisches Gleichgewicht*

$$dP/dz = -\rho(g - g_{\text{rad}}),$$

wobei ρ die Dichte und $(g - g_{\text{rad}})$ die effektive Schwerebeschleunigung darstellt. Die Beschleunigung g_{rad} der Materie durch den Strahlungsdruck wirkt der Gravitation entgegen. Der Druck P ist zusätzlich über die ideale Gasgleichung mit den Teilchendichten verknüpft. Wegen der Neutralität der Sternmaterie kann man zusätzlich von *Ladungserhaltung* ausgehen, die sich durch

$$\sum_i n_i Z_i - n_e = 0$$

ausdrücken lässt. Die Anzahl der freien Elektronen erhält man aus der Gesamtladung aller Ionen.

Mit der Atmosphärenschichtung ändern sich auch die Besetzungszahlen, die man in der LTE-Näherung aus Saha- und Boltzmann-Gleichung gewinnt. Veränderte Besetzungszahlen bedeuten veränderte Opazitäten und Emissivitäten, die wiederum

in die Transportgleichung einfließen. Die Lösung des Strahlungstransportproblems muss daher iterativ geschehen.

Für die explizite Lösung ist es nützlich, einige zusätzliche Größen einzuführen. Über den Absorptionskoeffizienten lässt sich die optische Tiefe bestimmen:

$$d\tau_\nu = -\chi_\nu dz.$$

Sie misst die Tiefe der Atmosphäre entgegen der Oberflächennormalen (z -Richtung) in freien Weglängen für Photonen. Die sogenannte Quellfunktion, definiert durch

$$S_\nu = \eta_\nu / \chi_\nu,$$

gleichet tief im Inneren eines Sterns, wo LTE in strenger Näherung gültig ist, der Planck-Funktion, gemäß dem Kirchhoffschen Satz.

Wenn sie bekannt ist, lässt sich durch Integration über alle Tiefen die ausgehende Intensität I_ν in Abhängigkeit vom Winkel θ der ausgehenden Strahlung bestimmen:

$$I_\nu(\theta) = \int_0^\infty S_\nu(t) \exp(-t / \cos \theta) d(t / \cos \theta).$$

Ein Stern besitzt natürlich keine unendliche optische Tiefe, aufgrund des exponentiellen Abfalls der integrierten Funktion spielt dies jedoch keine Rolle. Der Hauptanteil der Intensität kommt typischerweise aus einer optischen Tiefe von ungefähr eins. Die in den Rechnungen behandelte Größe ist die über alle Winkel θ gemittelte Intensität $J_\nu(\tau_\nu)$ die sich durch die Wirkung des sogenannten Λ -Operators auf die Quellfunktion beschreiben lässt:

$$J_\nu(\tau_\nu) = \Lambda_{\tau_\nu}[S(t)].$$

In einer Modellatmosphäre mit einer endlichen Anzahl von Tiefenpunkten lässt sich der Λ -Operator als Matrix darstellen, so dass das Problem des Strahlungstransports mit Hilfe numerischer Verfahren lösbar ist.

Die LTE-Modellatmosphären wurden mit ATLAS9 (Kurucz 1993) erstellt, unter Berücksichtigung der Modifikationen von Przybilla (2002). In die Berechnungen fließen T_{eff} , $\log g$ und die Häufigkeiten aller Elemente ein, allen voran Wasserstoff und Helium. Der Effekt von Millionen von Spektrallinien auf den Strahlungstransport – das sogenannte line blanketing – wird statistisch über eine Verteilungsfunktion der Absorption (Opacity Distribution Function – ODF) berücksichtigt. Durch die Linienabsorption wird die Atmosphärenstruktur modifiziert (Erwärmung tieferer Schichten bzw. Kühlung der Oberfläche). Der absorbierte Strahlungsfluss muss zur Erhaltung des Gesamtflusses zu anderen Wellenlängen hin umverteilt werden.

Beispiel dafür ist die Verschiebung des Flusses vom UV ins Sichtbare bei A-Überriesen, s. Abb. 4.5. Die berechneten Modellatmosphären verfügen über 64 Tiefenpunkte, wobei für jeden Tiefenpunkt Temperatur T , Gasdruck P und Elektronenzahl n_e tabelliert werden.

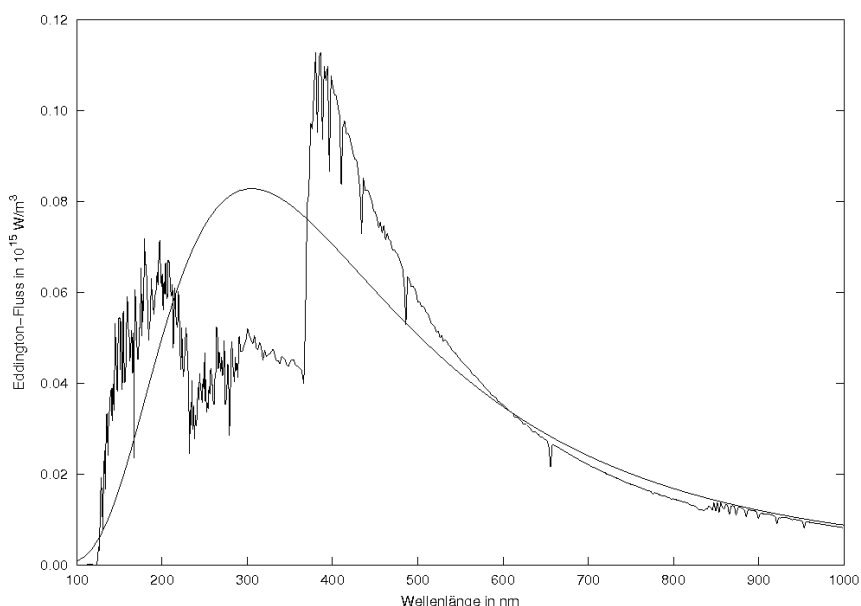


Abbildung 4.5: Theoretische spektrale Energieverteilung eines Überriesen mit $T_{\text{eff}} = 9\,500\text{ K}$ und $\log g = 1.7$ verglichen mit einem Planck-Strahler der gleichen Temperatur.

Diese Schichtung bildet die Grundlage für die Lösung des non-LTE-Strahlungsproblems mittels des Programmpakets DETAIL/SURFACE (Giddings 1981; Butler & Giddings 1984). Der Ansatz von DETAIL zur Einbeziehung der Abweichungen vom LTE ist die Ersetzung der Saha- und Boltzmann-Gleichungen zur Bestimmung von Besetzungszahlen n_i durch die Forderung des statistischen Gleichgewichts atomarer Prozesse. Daraus ergibt sich ein System von Ratengleichungen:

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

Sie berücksichtigen explizit alle Prozesse, die zur Be- bzw. Entvölkerung eines Energieniveaus i von bzw. zu einem Niveau j führen. Dabei ist R_{ij} die Absorptionsrate und R_{ji} die Rate der (spontanen und stimulierten) Emission von Photonen. C_{ij} und C_{ji} beschreiben Stoßraten.

Für die Bestimmung der Ratenkoeffizienten benötigt man eine Vielzahl atomarer Größen wie Anregungsenergien und statistische Gewichte der Niveaus, Ionisationsenergien, Oszillatorenstärken für die Übergänge, sowie Wirkungsquerschnitte für Anregung und Ionisation. Diese Daten stammen entweder aus Experimenten oder

quantenmechanischen Rechnungen und bilden die Grundlage eines Modellatoms. In dieser Arbeit werden neuere Versionen der in Przybilla (2002) vorgestellten C-, N-, O- und Mg-Modellatome verwendet. Ein Grotrian-Diagramm für neutrales Magnesium zeigt Abb. 4.6. Dieses stellt auch alle im non-LTE berücksichtigten Linienergänge dar. In die Berechnung der Strahlungsübergangsraten geht die mittlere Strahlungsintensität J_ν ein, die über die Strahlungstransportgleichung bestimmt wird.

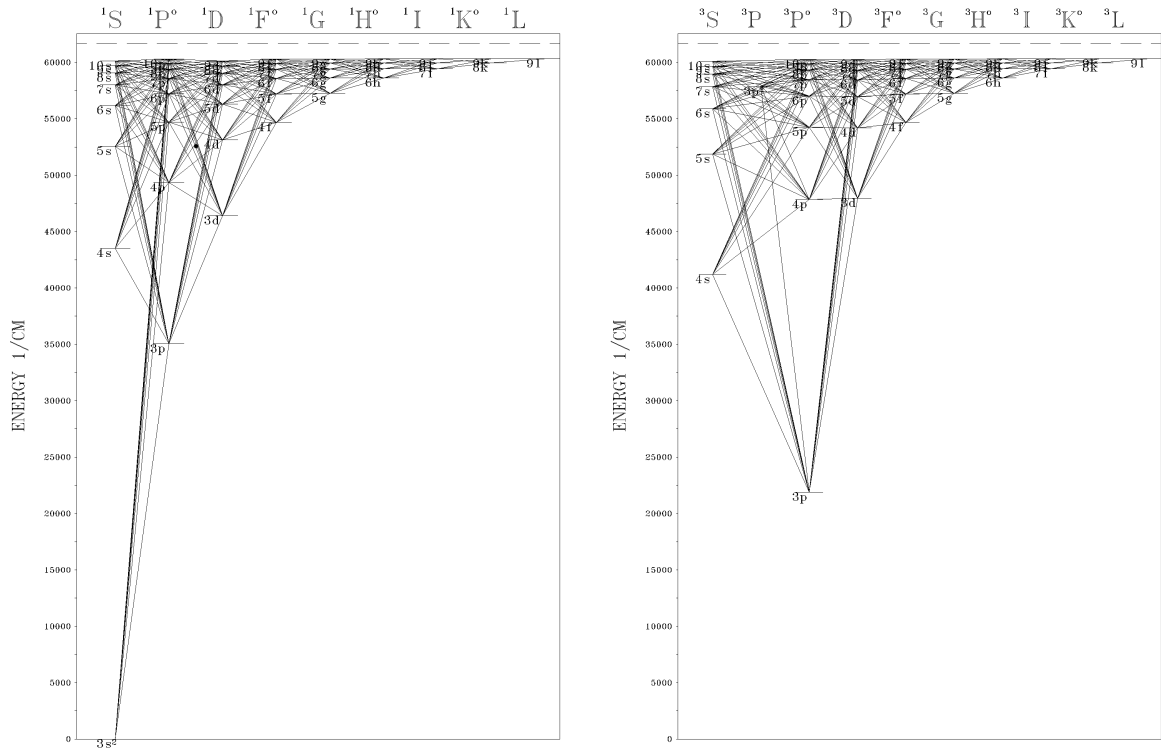


Abbildung 4.6: Grotrian-Diagramme für das neutrale Magnesiumatom (Przybilla et al. 2001). Zu sehen sind links das Singulett-, rechts das Triplett-Spinsystem. Alle Linienergänge, die hier zu sehen sind werden explizit im non-LTE behandelt, hinzu kommen noch Übergänge zwischen den Spinsystemen und zum ionisierten Magnesium, die hier nicht dargestellt sind.

DETAIL benutzt ein ALI (Accelerated Lambda Iteration)-Verfahren nach Rybicki & Hummer (1991) zur Lösung des Strahlungstransportproblems unter Auswertung der Ratengleichungen. Das Programm berechnet für jeden Tiefenpunkt non-LTE-Besetzungszahlen aller behandelten Zustände.

Die Besetzungszahlen werden für die formale Lösung der Transportgleichung durch SURFACE übernommen. Der emergente Fluss wird unter Verwendung der wichtig-

sten Kontinuumsopazitäten und realistischer Linienprofilfunktionen berechnet. Für die meisten Spektrallinien werden Voigt-Profile angenommen:

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

Das Voigt-Profil resultiert aus der Faltung eines Gaussprofils (Dopplerverbreiterung) mit einem Lorentzprofil (Strahlungs- und Stoßdämpfung). $\Delta\nu = \nu - \nu_0$ ist der Abstand von der zentralen Frequenz der Linie ν_0 . Die Halbwertsbreite $\gamma = \gamma_{\text{rad}} + \gamma_{\text{col}}$ des Lorentzprofils ist zusammengesetzt aus der Strahlungsdämpfungskonstante γ_{rad} und der Stoßdämpfungskonstante γ_{col} . $\Delta\nu_D$ ist die sogenannte Dopplerbreite, die Halbwertsbreite des Dopplerprofils, gegeben durch

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m_A} + \xi^2} .$$

Hier fließen die thermische Geschwindigkeitsverteilung und die Mikroturbulenz ξ ein, m_A ist die Atommasse des betrachteten Elements und c die Lichtgeschwindigkeit. Im Falle der Wasserstofflinien erfolgt die Behandlung der Verbreiterung durch den linearen Stark-Effekt über tabellierte Profilfunktionen nach Stehlé & Hutcheon (1999).

Damit werden aber nur mikroskopische Effekte auf die Profilbildung abgedeckt, es gibt aber auch makroskopische Effekte, die durch die Integration des Spektrums über die Sternscheibe entstehen. Beispiel hierfür ist die Rotation des Sterns, deren Dopplereffekt über die Sternscheibe variiert. Das Aufaddieren von Spektren mit unterschiedlicher Rot- bzw. Blauverschiebung resultiert in einem Verbreiterungseffekt, der letztlich proportional zu $v_{\text{rot}} \sin i$ ist ($i =$ Inklinationswinkel der Rotationsachse). Ein weiterer solcher Effekt ist die Makroturbulenz, die die Verbreiterung des Linienprofils durch großräumige radial-tangentiale Strömungen (z. B. Konvektionszellen) in der Sternatmosphäre beschreibt. In den radiativen Sternatmosphären von BA-Überriesen scheidet Konvektion als Ursache aus. Eine alternative Erklärung bieten nichtradiale Pulsationen der Atmosphäre. Die Rotationsverbreiterung allein reicht zur Erklärung der Profile nicht aus.

Bei der Integration über die Sternscheibe muss außerdem die Mitte-Rand-Verdunkelung beachtet werden, d. h. der Abfall der Strahlungsintensität zum Rand der Sternscheibe. Sie wird oft durch eine lineare Funktion

$$I(\mu)/I(1) = 1 - \epsilon(1 - \mu)$$

angenähert, die den Verlauf der Intensität als Funktion des Winkels $\theta = \cos^{-1} \mu$ relativ zur Scheibenmitte beschreibt. Ausführliche Tabellierungen des wellenlängenabhängigen Randverdunkelungskoeffizienten ϵ finden sich bei Wade & Rucinski (1985).

Um effizient mehrere Parameter an die Objektspektren anpassen zu können, wurde ein ganzes Gitter an synthetischen Spektren berechnet, s. dazu Abb.4.7. Ein nützliches Werkzeug zur Bestimmung der Parameter stellt FITPROF (Napiwotzki et al. 1999) dar. Damit ist es möglich innerhalb des Gitters zu interpolieren, und zusätzlich für bis zu drei Variablen simultan auf Basis des χ^2 -Ausgleichs der Linienprofile nach der besten Lösung zu suchen. In diesem Programm ist auch eine Verbreiterung mit einem gaussförmigen Instrumentenprofil sowie eine Rotationsverbreiterung mit Berücksichtigung der Mitte-Rand-Verdunkelung nach Gray (1992) implementiert. Für diese Arbeit wurde FITPROF um eine Routine zur Faltung mit einem radial-tangentialen Makroturbulenzprofil (s. Abb. 4.8) erweitert.

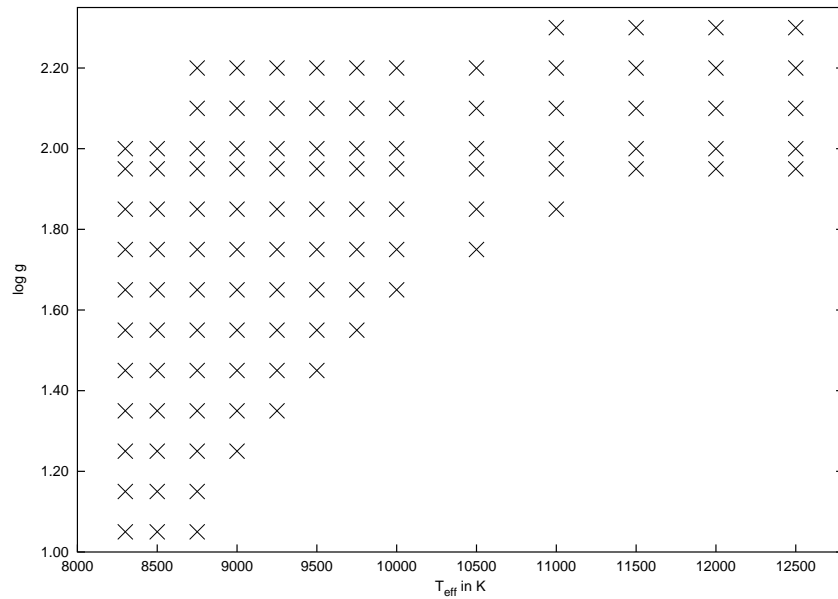


Abbildung 4.7: Das Modellgitter für $\varepsilon(\text{He}) = 0.15$ und $\xi = 4 \text{ km/s}$. Für jeden Gitterpunkt wurden Modellspektren für je drei verschiedene Häufigkeiten von C, N, O und Mg berechnet. Eben solche Gitter gibt es für je zwei weitere Werte der Heliumhäufigkeit und Mikroturbulenz. Bei höheren Mikroturbulenzen verschiebt sich das Gitter hin zu höheren $\log g$ -Werten. Insgesamt wurden etwa 10 000 Modellspektren erstellt.

Man beachte, dass die Methode der nacheinander durchgeführten Faltungen mit Makroturbulenz- und Rotationsprofil mathematisch nicht vollkommen korrekt ist, die Integration über die Sternscheibe müsste simultan für beide Parameter durchgeführt werden (s. Gray 1992). Die bestimmten Werte sind als Näherungen aufzufassen, erlauben aber eine korrekte Wiedergabe der Linienprofile, was für die Analyse sehr wichtig ist. Zudem beeinflussen die makroskopischen Linienverbreiterungseffekte nicht die Stärke der Linien, die Äquivalentbreiten bleiben bei der Faltung konstant.

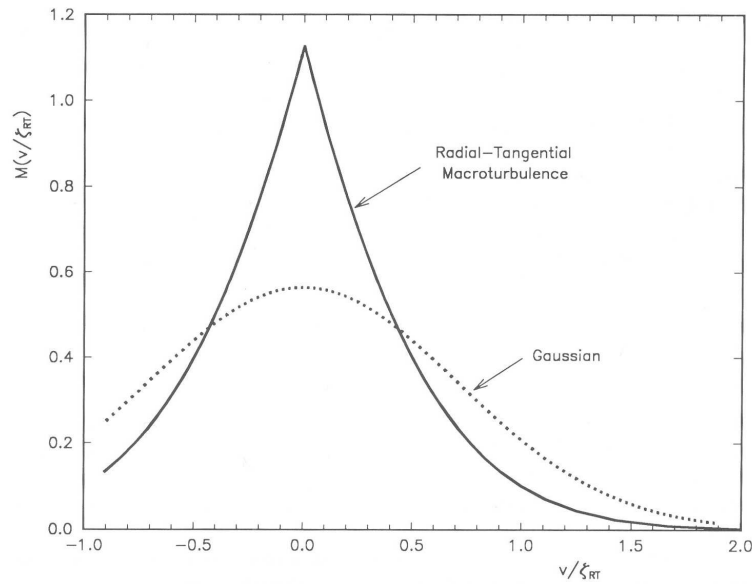


Abbildung 4.8: Die von Gray (1992) durch Integration über die Sternscheibe berechnete Verteilungsfunktion für radial-tangentiale Makroturbulenz der Geschwindigkeit ζ_{rt} .

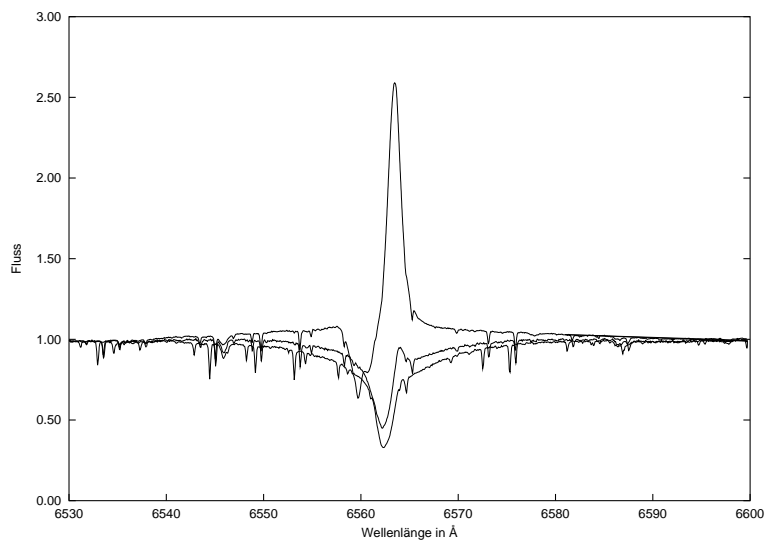


Abbildung 4.9: Die für den Sternwind sensible Linie H_{α} in drei Überriesen des Spektraltyps A3. Von oben nach unten: HD223385, ein Objekt der Leuchtkraftklasse Iae, zeigt ein ausgeprägtes P-Cygni-Profil. HD13476 (LK Iab) zeigt ansatzweise P-Cygni-Charakter, HD210221 (LK Ib) leichte Linienasymmetrie. Der Effekt schwächt sich entlang der Balmerreihe ab, und ist nur bei sehr leuchtkräftigen Objekten noch in H_{δ} zu sehen.

Einige Charakteristika der Sternspektren lassen sich mittels der durchgeführten Modellrechnungen nicht reproduzieren. Die Ursachen hierfür lassen sich auf die vereinfach-

chenden Approximationen in der Modellierung zurückführen, s. Przybilla (2002) für eine detaillierte Diskussion. In den Modellatmosphärenrechnungen wird die Näherung planparalleler Geometrie für die Beschreibung sphärischer Sterne verwendet. Dies ist gerechtfertigt, solange die Dicke der beobachteten Atmosphäre (und damit der Linienentstehungsregion) klein ist gegenüber dem Sternradius. Die schwachen Linien entstehen primär in den tiefen Atmosphärenschichten, für die sich die Näherung der planparallelen Geometrie sehr gut eignet. Tatsächlich liegen die Probleme der Modellierung von Objektspektren bei sehr starken Linien, deren Entstehungsregionen weite Teile der ausgedehnten Atmosphäre überdecken. Solche Linien werden für die Analyse nicht verwendet. Weitere Komplikationen bereitet der starke Sternwind bei den leuchtkräftigsten BA-Überriesen (s. Abb. 4.9). Windeffekte betreffen ausschließlich die stärkeren Linien, solange die Massenverlustrate nicht zu hoch ist. Aus diesem Grund bleiben die leuchtkräftigsten Objekte in dieser Studie unberücksichtigt, wohingegen sich die weniger leuchtstarken Sterne gut in der hydrostatischen Approximation behandeln lassen.

5 Analyse der Programmsterne

Im folgenden werden die Resultate der quantitativen Analysen von zehn Programmsternen diskutiert. Die restlichen Objekte weisen höhere Leuchtkräfte bzw. höhere Effektivtemperaturen auf, die zusätzlicher Vorarbeiten für eine erfolgreiche Analyse bedürfen.

5.1 Die Linienspektren der untersuchten Elemente

Zunächst sollen die untersuchten Elementspektren und ihre Bedeutung für die Analyse vorgestellt sowie Probleme bei der Reproduktion der Spektren im Detail beschrieben werden.

Wasserstoff

Die Liniestärken der Wasserstofflinien erreichen in der Spektralklasse A ihr Maximum (s. Abb. 4.1). Sie bilden die auffälligsten Merkmale der Spektren von BA-Überriesen. Im erfassten Wellenlängenbereich sind sowohl Linien der Balmer- als auch der Paschenserie zu finden. Die Paschenlinien werden in dieser Arbeit nur auf Konsistenz mit den Ergebnissen geprüft und nicht in den Parameterfindungsprozess mit eingebunden. Dies liegt zum einen an Schwierigkeiten mit der Rektifizierung im Bereich des Paschensprungs (Übergang der Paschenserie zum Paschenkontinuum), zum anderen an terrestrischen Absorptionsbanden.

Die Balmerlinien hingegen werden direkt zur Parameterbestimmung eingesetzt. Beispiele für die Güte der Anpassung der Modellspektren an beobachtete Balmerlinien (sog. „Linienfits“) werden in Abb. 5.1 gegeben. Im Vergleich zu den Ionisationsgleichgewichten von Magnesium und Stickstoff sind die Balmerlinien ein empfindlicherer Indikator für die Bestimmung der Schwerebeschleunigung. Die Modellierung der beobachteten Linienprofile ist nicht unproblematisch, da sie durch den Sternwind beeinflusst sein können. Die Lösung dieses Problems erfordert den Einsatz von hydrodynamischen statt hydrostatischen Modellatmosphären, was im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht möglich war. Daher werden in der Analyse vom Sternwind affektierte Linienprofile gemieden. Der Einfluss des Sternwindes nimmt entlang der Balmerliniensequenz ab, wie in Abb. 5.1 zu sehen ist. H_α ist demnach in BA-Überriesen generell kaum auszuwerten, während die Linienprofile H_γ und H_δ besser zu

reproduzieren sind. Zur Analyse werden vor allem die Linienflügel herangezogen. Da der Sternwind mit zunehmender Leuchtkraft an Bedeutung gewinnt, werden zudem Objekte mit sehr hoher Leuchtkraft von der Untersuchung ausgenommen. Komplikationen für den χ^2 -Ausgleich bereiten die Metalllinien in den breiten Linienflügeln. Die schmalen Wellenlängenbereiche wurden deshalb für diesen Analyseschritt manuell ausgeklammert.

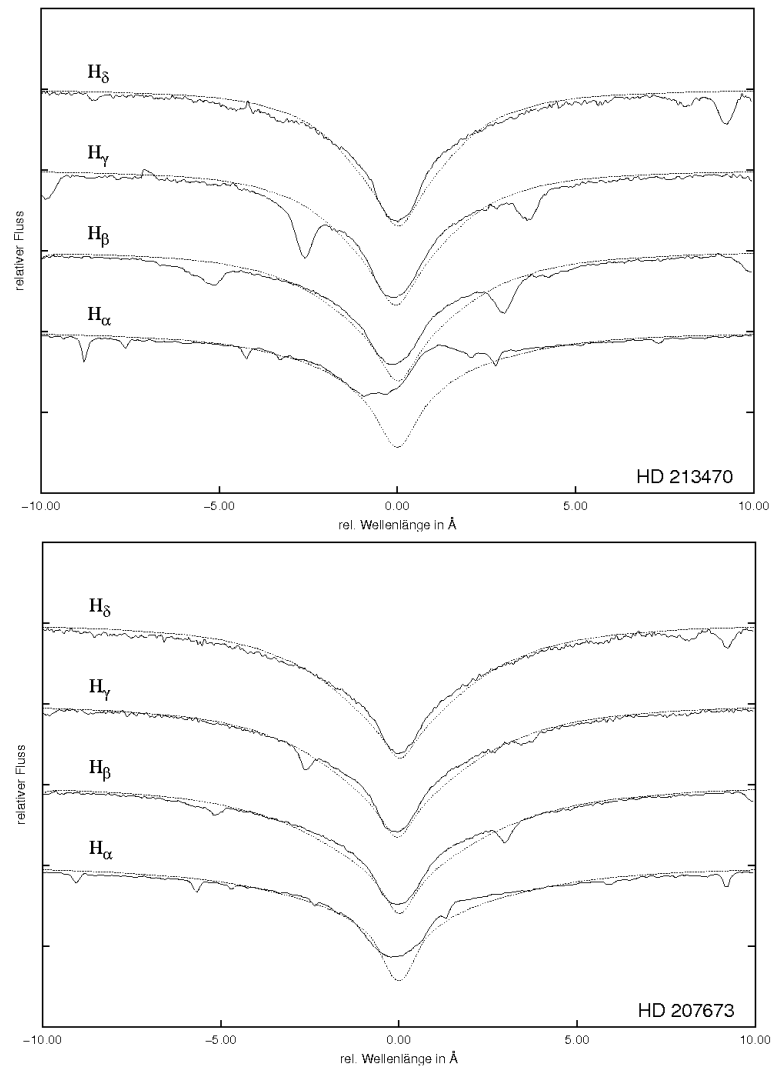


Abbildung 5.1: Die Balmerlinien der Objekte HD207 673 und HD213 470 im Vergleich mit entsprechenden Modellspektren zu den abgeleiteten Sternatmosphärenparametern. Der Einfluss des Sternwindes auf die Linienprofile nimmt auf der Balmersequenz ab. Für die Analyse wurden die Linienflügel verwendet.

Helium

In allen betrachteten Objekten werden zahlreiche Linien des neutralen Heliums beobachtet. Die Äquivalentbreiten nehmen mit der Temperatur stark zu. Da die Heliumhäufigkeit als bedeutender Parameter Einfluss auf die Atmosphärenschichtung und damit auf die Ergebnisse für T_{eff} und $\log g$ hat, wird sie in mehreren Schritten iterativ bestimmt.

Magnesium

Die Magnesiumlinien dienen in dieser Arbeit vor allem als Indikatoren zur Bestimmung der Atmosphärenparameter. Bei den Programmsternen der Spektralklassen A3 bis A1 eignet sich das Ionisationsgleichgewicht von Magnesium hervorragend zur Kalibrierung von T_{eff} und $\log g$, aber auch von ξ . Es stehen jeweils mehrere Linien unterschiedlicher Stärke von Mg I und Mg II zur Verfügung. Die Reaktion der Magnesiumlinien auf die Änderungen der verschiedenen Parameter wird in Abb. 5.2 illustriert. Die Mikroturbulenz kann auf 0.5 km/s genau bestimmt werden. Falls die erforderlichen Stickstoff- oder Kohlenstofflinien im selben Objektspektrum vorhanden sind, findet sich auch eine gute Übereinstimmung mit dem N I/N II- oder dem C I/C II-Ionisationsgleichgewicht.

Zu höheren Temperaturen hin nimmt die Stärke der Mg I-Linien ab, weshalb bei den Objekten der Spektralklasse B9 nur noch eine ungeblendete Linie bei 5183 Å für die Analyse zur Verfügung steht. Das auf dieser einen Linie beruhende Ionisationsgleichgewicht ist nicht mit den aus dem N I/N II-Gleichgewicht und den Balmerlinien abgeleiteten Parametern vereinbar. Auch andere Indikatoren, wie die Stärke der He- und Mg II-Linien, deuten darauf hin, dass die Linie vom Modell zu schwach vorhergesagt wird. Hier ist auf zukünftige Verbesserungen am non-LTE-Modellatom zu hoffen.

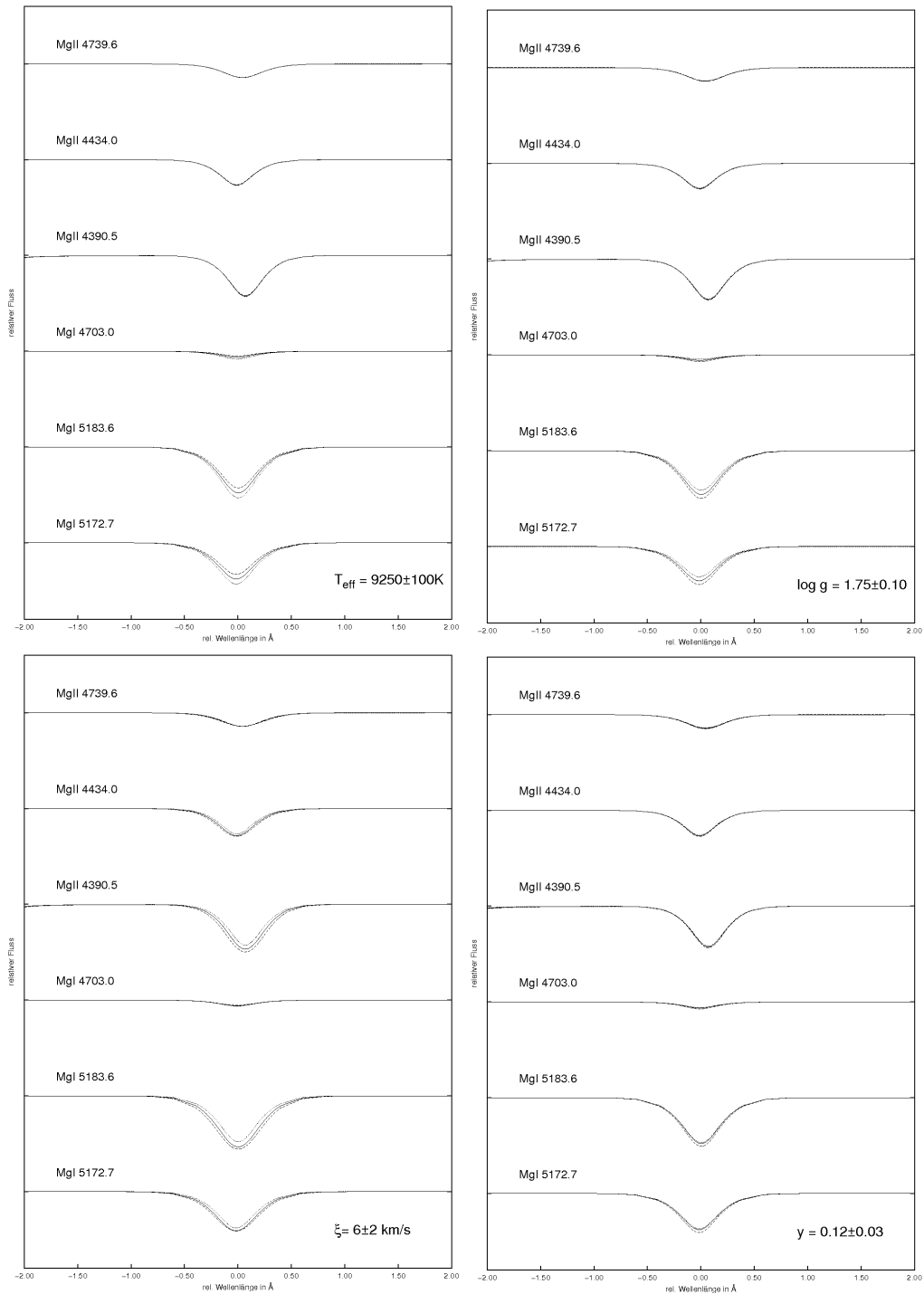


Abbildung 5.2: Das Verhalten der Magnesiumlinien bei Variationen der verschiedenen atmosphärischen Parameter. Gepunktete Linien repräsentieren jeweils den niedrigeren, durchgezogene Linien den mittleren und gestrichelte Linien den höheren Wert.

Stickstoff

Stickstofflinien stehen in allen Sternen in ausreichender Zahl zur Ermittlung der Elementhäufigkeit zur Verfügung. Die beobachteten Linienprofile werden im Allgemeinen sehr gut vom Modell wiedergegeben. Das Ionisationsgleichgewicht kann bereits in den Spektralklassen A1 und A2 zur Überprüfung der Ergebnisse aus der Parameterbestimmung mit Hilfe von Magnesium dienen. In der Spektralklasse B9 sind die Stickstofflinien zusammen mit den Balmerlinien die bedeutendsten Instrumente zur Festlegung der Sternparameter. Ihre Reaktion auf Parameteränderungen wird in Abb. 5.3 gezeigt.

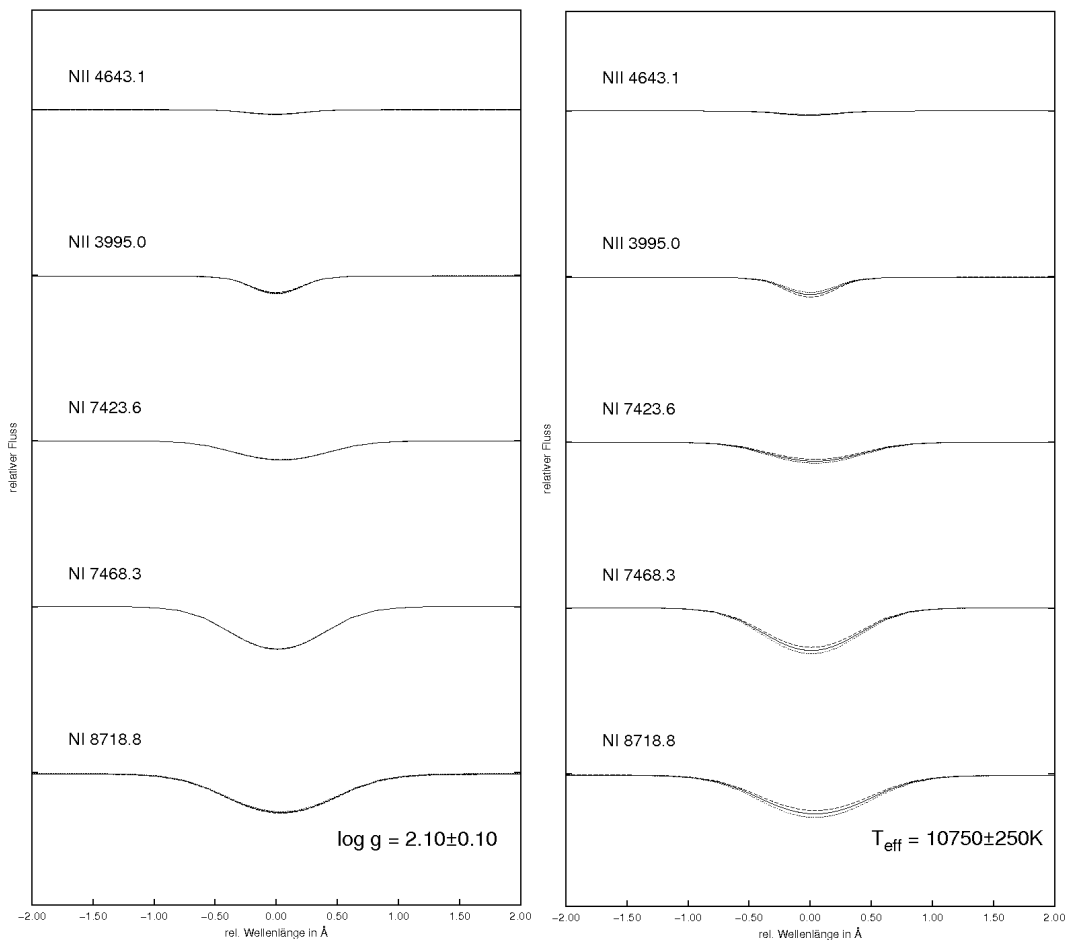


Abbildung 5.3: Die Reaktion der Stickstofflinien auf Änderungen von T_{eff} und $\log g$. Gepunktete Linien repräsentieren jeweils den niedrigeren, durchgezogene Linien den mittleren und gestrichelte Linien den höheren Wert.

Kohlenstoff

Von allen untersuchten Metallen sind die Häufigkeiten des Kohlenstoffs mit den größten Unsicherheiten behaftet. Nur bei den kältesten untersuchten Sternen (Spektralklasse A3) können schwache Linien des neutralen Kohlenstoffs zur Analyse dienen und das C I/C II-Ionisationsgleichgewicht zur Bestimmung der Atmosphärenparameter genutzt werden. Zwar gibt es einige starke C I-Linien um 9100 \AA , die auch in Spektren heißerer Sterne zu finden sind, jedoch sind diese aus mehreren Gründen nicht zur quantitativen Analyse geeignet. Zum einen gibt es Hinweise, dass sie von den Modellrechnungen aufgrund unzureichender Atomdaten nicht zuverlässig reproduziert werden können, ähnlich wie im Falle von Venn (1995b). Zum anderen liegen sie inmitten einer Spektralregion mit starken terrestrischen H_2O -Absorptionsbanden. Bei Sternen der Spektralklasse A2 und früher ist man deshalb auf lediglich drei C II-Linien angewiesen, von denen zwei im Flügel von H_α liegen und somit vom Sternwind affektiert sein können. Eine Lösung dieser Probleme könnte durch eine Verbesserung des C-Modellatoms sowie durch eine (aufwändige) Entfernung der terrestrischen Absorptionsbanden aus dem Spektrum erreicht werden.

Sauerstoff

Linien ionisierten Sauerstoffs treten erst ab Spektraltyp B8 in analysierbaren Stärken in den Spektren von BA-Überriesen auf. Deshalb wurden zur Häufigkeitsbestimmung nur die ausreichend vorhandenen O I-Linien verwendet. Das Profil des O I-Tripletts bei 6158 \AA eignet sich insbesondere auch zur Bestimmung von Makroturbulenz- und Rotationsverbreiterung.

5.2 Bestimmung der Atmosphärenparameter und Häufigkeiten

Die Parameterbestimmung ist ein iterativer Prozess: Zunächst werden Standardwerte für Mikroturbulenz und Heliumgehalt benutzt, um mit Hilfe von Ionisationsgleichgewichten und Balmerlinien T_{eff} und $\log g$ zu ermitteln. Für diese Werte kann man im nächsten Schritt Heliumhäufigkeit und Mikroturbulenz bestimmen und diese wiederum in ein neues Modell einfließen lassen. Durch Wiederholung dieser Schritte nähert man sich schnell der optimalen Lösung, zumal die Anfangswerte für die Mikroturbulenz meist nicht weit vom Endresultat entfernt und die Auswirkungen der Heliumhäufigkeit im betrachteten Rahmen klein sind gegenüber den verwandten Effekten der Schwerebeschleunigung. Die Stellarparameter der Programmsterne sind in Tab. 5.1 aufgeführt.

Da die Analyse der Parameter und Häufigkeiten auf der Auswertung von Linienprofilen beruht, werden Makroturbulenz- und Rotationsgeschwindigkeiten bereits im ersten Schritt bestimmt. Die adaptierten Werte sind ebenfalls in Tab. 5.1 zusammengefasst. Die Mikroturbulenzgeschwindigkeit variiert zwischen 20 und 25 km/s, $v \sin i$ zwischen 0 und 25 km/s.

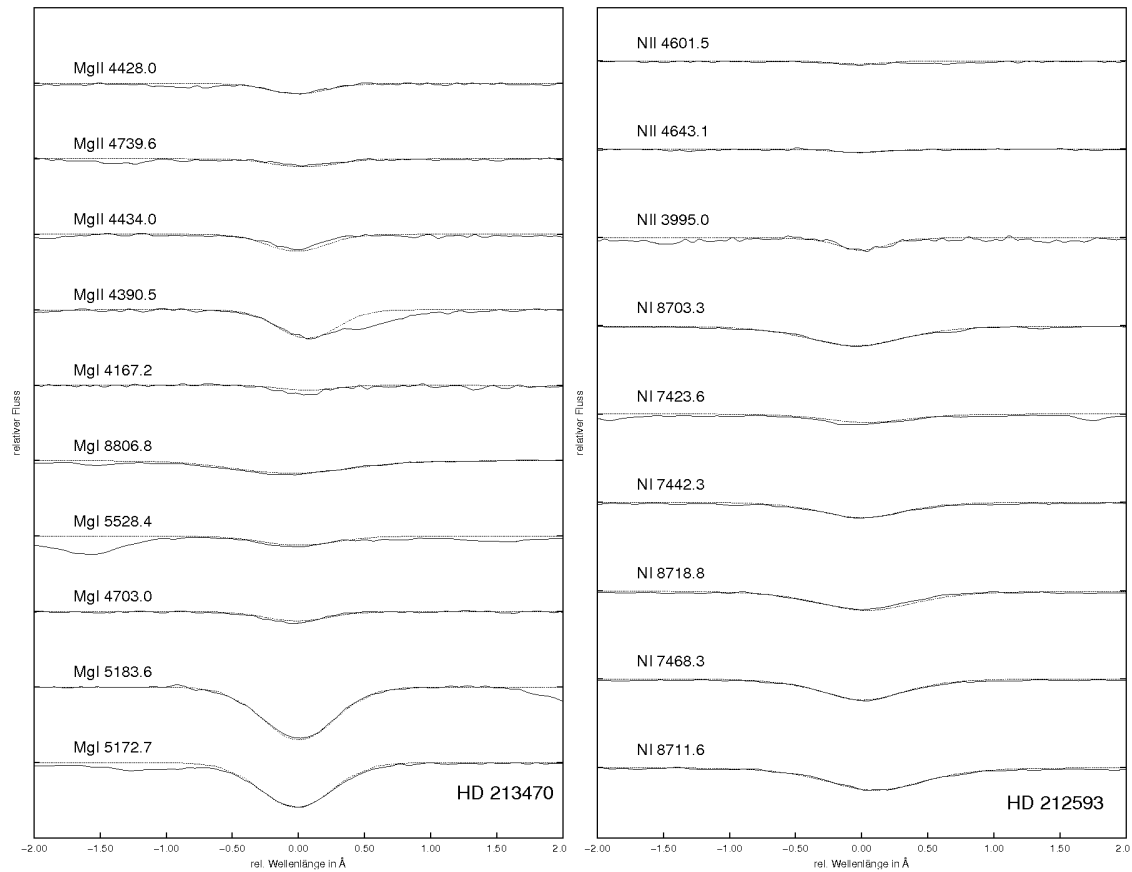


Abbildung 5.4: Vergleich von finalen Modellspektren mit den Magnesiumlinien von HD213470 und den Stickstofflinien von HD212593. Abgesehen von einigen Linienblends ist gute Übereinstimmung erkennbar.

Obwohl die hier untersuchten BA-Überriesen über einen begrenzten Parameterbereich verteilt sind, unterscheiden sich die Details der Analysemethodik bei unterschiedlichen Spektral- und Leuchtkraftklassen erheblich. Dies wirkt sich auf die Genauigkeit der einzelnen Analysen aus. Für höhere Leuchtkräfte und damit niedrigere Schwerebeschleunigungen treten größere Schwierigkeiten bei der Reproduktion der Wasserstofflinien auf, dies wird jedoch durch die größere Sensitivität der Balmerlinien bzgl. Änderungen in $\log g$ ausgeglichen. Bei höheren Temperaturen steigen aufgrund der Verwendung des NI/N II- statt des Mg I/Mg II-Ionisationsgleichgewichts die Unsicherheiten in der Temperaturbestimmung. Dies resultiert aus der geringe-

ren Empfindlichkeit des N I/N II-Ionisationsgleichgewichts auf T_{eff} -Varationen. Die Unsicherheiten der Atmosphärenparameter sind ebenfalls in Tab. 5.1 aufgeführt.

Objekt	T_{eff} (K)	$\log g$	ξ (km/s)	ζ_{rt} (km/s)	$v \sin i$ (km/s)
HD210221	8 400±150	1.45±0.10	4±1	25	0
HD13476	8 600±150	1.40±0.10	5±1	20	15
HD213470	8 450±150	1.25±0.10	6±1	20	20
HD207673	9 250±100	1.80±0.10	4±1	25	0
HD195324	9 250±100	1.95±0.10	4±1	21	0
HD187983	9 300±150	1.60±0.10	5±1	25	17
HD14433	9 250±150	1.45±0.10	5±1	25	25
HD35600	10 800±250	2.30±0.15	4±1	20	30
HD212593	11 200±200	2.10±0.10	5±1	25	10
HD202850	10 750±250	1.95±0.10	7±1	25	25

Tabelle 5.1: Die für die zehn Programmsterne ermittelten Atmosphärenparameter samt Fehlergrenzen sowie die für die Analyse verwendeten Rotations- und Makroturbulenzgeschwindigkeiten.

Die kühleren Programmsterne sind der Spektralklasse A3 zugeordnet. Bei späteren Typen, unterhalb von $T_{\text{eff}} \simeq 8\,000$ K, limitieren einige Faktoren die Anwendbarkeit der Analysemethodik. Dazu zählen die Abwesenheit von Linien neutralen Heliums, das Einsetzen von Konvektion sowie das Auftreten von Druckinversion in den Atmosphärenmodellen (Przybilla et al. 2006). Zu höheren Temperaturen hin werden die Grenzen der grundlegenden Analysemethodik in dieser Arbeit nicht erreicht.

Zur Bestimmung der Atmosphärenparameter mittels χ^2 -Ausgleich wurde eine Vielzahl von Linien genutzt. Beispiele für eingestellte Ionisationsgleichgewichte bei einem A3- und einem B9-Überriesen zeigt Abb. 5.4. Für die Häufigkeitsanalyse wurden die Linien hingegen einzeln herangezogen, um Tendenzen aufgrund unzureichend eingestellter Mikroturbulenz oder Linienblends erkennen zu können. Bei Problemen mit terrestrischer Absorption oder Linienüberlagerungen wurden zudem des öfteren nur Teilprofile analysiert. Eine Übersicht zur Häufigkeitsanalyse der Programmsterne bietet Tab. 5.3.

5.3 Stellare Fundamentalparameter

Die Bestimmung der stellaren Fundamentalparameter wie Masse, Radius und Leuchtkraft von galaktischen BA-Überriesen ist mit verhältnismäßig großen Unsicherheiten belegt. Grund dafür sind die nur unzureichend bekannten Entfernungen zu den Objekten. Die präziseste Methode zur astronomischen Entfernungsbestimmung nutzt

trigonometrische Parallaxen. Die Distanz d berechnet sich aus der trigonometrischen Parallaxe π zu

$$d = 1/\pi,$$

wobei d in pc und π in Bogensekunden gemessen wird. Selbst verhältnismäßig nahe BA-Überriesen sind für diese Methode jedoch zu weit entfernt, um verlässliche Entfernungen zu erhalten. Präzisionsmessungen werden erst durch künftige Satellitenmissionen ermöglicht werden.

Die scheinbare Helligkeit m und absolute Helligkeit M eines Sterns sind mit der Entfernung über den sogenannten *wahren Entfernungsmodul*

$$(m - M)_0 = 5 \log d - 5$$

verknüpft. Die absolute Helligkeit entspricht der Helligkeit eines Stern in einer Standardentfernung von 10 pc. Die Entfernungsmoduln zu vielen galaktischen Sternhaufen und -assoziationen werden in der Literatur diskutiert (s. z. B. Humphreys 1978).

Die Kenntnis des Entfernungsmoduls ermöglicht die Bestimmung der absoluten Helligkeit eines Sterns. Dabei sind allerdings Effekte der Rötung und Extinktion durch das interstellare Medium zu beachten. Der *scheinbare Entfernungsmodul*

$$(m - M) = 5 \log d - 5 + A$$

berücksichtigt die interstellare Extinktion A zwischen dem Objekt und dem Beobachter. Diese kann aus der Differenz zwischen gemessenem und theoretischem Farbindex (aus synthetischen Spektren), dem sogenannten Farbezcess, abgeschätzt werden, wobei in dieser Arbeit Farbmessungen mit Johnson-Filtern (B und V) berücksichtigt werden. Unter Annahme eines Standard-Rötungsgesetzes gilt hierbei

$$A_V = 3.1 \times E(B - V)$$

Aus der absoluten visuellen Helligkeit M_V lässt sich die bolometrische Helligkeit M_{bol} ermitteln, der über alle Wellenlängen integrierte Fluss. Hierzu muss die *bolometrische Korrektur B.K.* bekannt sein:

$$M_{\text{bol}} = M_V + B.K.$$

Sie korrigiert die absolute visuelle Helligkeit um den Strahlungsfluss außerhalb des visuellen Spektralbereichs. Die *B.K.* kann aus synthetischen Spektren gewonnen werden, die Informationen über das Spektrum in allen Spektralbereichen beinhalten. Die absolute bolometrische Helligkeit steht mit der stellaren Leuchtkraft L in Beziehung:

$$M_{\text{bol}} = -2.5 \log L/L_{\odot} + M_{\text{bol},\odot}$$

Dabei ist $M_{\text{bol},\odot} = 4.74$ die absolute bolometrische Helligkeit der Sonne.

Die bereits in der Einleitung erwähnte Relation zwischen flussgewichteter Schwerkbeschleunigung und Leuchtkraft (FGLR) ermöglicht eine Bestimmung von M_{bol} allein aus den spektroskopisch gewonnenen Größen T_{eff} und $\log g$. Empirisch gilt:

$$-M_{\text{bol}} = -3.71 \log \left(\frac{g}{(T_{\text{eff}}/10000 \text{ K})^4} \right) + 13.49$$

Die Genauigkeit dieser zu extragalaktischen Distanzmessungen entwickelten Methode wird von Kudritzki et al. (2003) mit $\lesssim 0.1$ mag angegeben, für ein Ensemble von Überriesen. Die Abschätzung der Unsicherheiten im Falle eines einzelnen Sterns führt auf $\Delta M_{\text{bol}} \approx 0.3$ mag.

Aus der Leuchtkraft lässt sich über

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$$

der Sternradius R ermitteln. Die sogenannte spektroskopische Masse M^{spec} erhält man aus

$$M^{\text{spec}}/M_{\odot} = g/g_{\odot} (R/R_{\odot})^2.$$

Allerdings bringen die auf diese Art abgeleiteten Werte Unsicherheiten von mehreren 10% mit sich. Zusätzlich können durch Vergleich der Positionen der Objekte im HRD mit Sternentwicklungsmodellen (s. Abb. 6.2) Entwicklungsmassen M^{evol} und theoretische Anfangsmassen M^{ZAMS} auf der Alter-Null-Hauptreihe bestimmt werden.

Tabelle 5.2: Übersicht über die Bestimmung der Elementhäufigkeiten. Linien die aufgrund von Linienblends, Rektifizierungsproblemen oder anderer Anomalien nicht zur Analyse mittels χ^2 -Ausgleichs geeignet waren, sind mit einem x gekennzeichnet. Die Ermittlung der „Fitwerte“ wurde durch eine simultane Anpassung vieler Linien vorgenommen. Hier und im Rest der Arbeit wird für Elementhäufigkeiten der Wert $\log \varepsilon(X) = \log(N_X/N_H) + 12$ mit absoluten Teilchendichten N_X und N_H verwendet.

	HD187983	HD14433	HD212593	HD202850	HD195324
Helium					
Fitwert	11.13	11.13	11.09	11.09	11.17
Stickstoff					
N I 7424	8.25	8.43	x	x	8.81
N I 7442	8.26	8.38	8.50	8.72	8.80
N I 8703	8.29	8.41	8.47	8.69	x
N I 8712	x	8.46	8.45	8.64	x
N I 8719	x	8.43	8.43	8.61	x
N I 7468	8.25	8.45	8.49	8.69	8.82
N I 8680	x	x	x	x	x
N II 3995	–	–	8.46	x	–
N II 4643	–	–	8.43	8.60	–
Fitwert	8.25	8.42	8.48	8.67	8.81
Mittelw.	8.26	8.42	8.46	8.66	8.81
Std.abw.	0.02	0.03	0.03	0.05	0.01
Sauerstoff					
O I 4774	8.81	8.67	x	x	8.74
O I 7771	–	–	–	–	–
O I 6157	8.87	8.70	8.78	8.76	8.81
O I 9263	x	x	x	x	–
O I 7002	8.86	8.70	8.91	x	8.86
O I 5331	x	x	8.93	8.84	8.87
O I 4969	8.88	8.82	x	x	8.78
Fitwert	8.88	8.72	8.81	8.80	8.82
Mittelw.	8.85	8.72	8.87	8.80	8.81
Std.abw.	0.03	0.07	0.08	0.06	0.05
Kohlenstoff					
C I 5052	8.49	8.37	–	–	8.13
C I 4932	–	–	–	–	–
C I 7115	–	–	–	–	8.05
C I 4776	–	–	–	–	x
C II 4267	8.35	8.20	x	8.01	8.05
C II 6578	x	8.29	8.23	7.97	x
C II 6583	x	8.34	8.26	8.07	8.12
Fitwert	8.31	8.29	8.24	8.00	8.11
Mittelw.	8.42	8.30	8.25	8.02	8.09
Std.abw.	0.10	0.07	0.02	0.05	0.04
Magnesium					
Fitwert	7.61	7.60	7.62	7.54	7.61
N/C	0.81	1.56	1.92	5.11	6.16
$\Delta(N/C)$	0.04	0.29	0.15	0.82	0.63
N/O	0.22	0.44	0.34	0.63	0.87
$\Delta(N/O)$	0.02	0.07	0.07	0.11	0.11

	HD207673	HD35600	HD210221	HD213470	HD13476
Helium					
Fitwert	11,19	11,05	11,13	11,00	11,00
Stickstoff					
N I 7424	8.71	8.25	8.69	8.56	8.55
N I 7442	8.69	8.23	8.68	8.54	8.55
N I 8703	8.70	8.13	8.65	8.56	8.52
N I 8712	8.66	–	8.55	8.49	8.46
N I 8719	8.60	8.24	8.55	8.48	8.51
N I 7468	8.70	8.21	8.71	8.57	8.57
N I 8680	x	8.16	x	x	x
N II 3995	8.73	8.26	–	–	–
N II 4643	–	–	–	–	–
Fitwert	8.68	8.18	8.64	8.53	8.54
Mittelw.	8.69	8.21	8.63	8.53	8.53
Std.abw.	0.04	0.05	0.07	0.04	0.04
Sauerstoff					
O I 4774	8.78	x	8.76	x	x
O I 7771	–	–	–	–	–
O I 6157	8.80	8.76	8.84	8.67	8.72
O I 9263	x	x	x	x	x
O I 7002	x	x	8.85	8.70	8.74
O I 5331	x	8.90	8.90	8.70	8.77
O I 4969	8.77	8.89	8.86	8.79	8.68
Fitwert	8.82	8.81	8.84	8.69	8.72
Mittelw.	8.79	8.85	8.84	8.72	8.73
Std.abw.	0.02	0.08	0.05	0.05	0.04
Kohlenstoff					
C I 5052	8.13	–	8.29	8.28	8.21
C I 4932	x	–	8.22	8.28	8.18
C I 7115	x	–	8.20	8.27	8.30
C I 4776	–	–	x	8.29	x
C II 4267	7.99	8.16	8.23	x	x
C II 6578	x	8.12	x	–	x
C II 6583	x	8.18	–	–	–
Fitwert	8.17	8.15	8.29	8.24	8.22
Mittelw.	8.06	8.15	8.23	8.28	8.23
Std.abw.	0.10	0.03	0.04	0.01	0.06
Magnesium					
Fitwert	7.57	7.42	7.65	7.59	7.57
N/C	4.91	1.33	2.95	2.09	2.31
$\Delta(N/C)$	1.22	0.18	0.55	0.19	0.39
N/O	0.70	0.20	0.55	0.58	0.55
$\Delta(N/O)$	0.07	0.04	0.11	0.09	0.07

6 Zusammenfassung der Ergebnisse und Vergleich mit vorherigen Arbeiten

Ziel dieser Arbeit war die quantitative Spektralanalyse eines größeren Ensembles von BA-Überriesen. Insbesondere sollten deren Spektren auf Durchmischung der Sternatmosphären mit CNO-prozessiertem Material hin untersucht werden. Grundlage der Analyse bildete der Vergleich der Beobachtung mit synthetischen Spektren. Zunächst wurden die Atmosphärenparameter mit hoher Genauigkeit bestimmt. Erst deren genaue Kenntnis ermöglicht eine konsistente Analyse von Elementhäufigkeiten. Die Fehler in den abgeleiteten Effektivtemperaturen variieren zwischen 100 und 200 K, während die Unsicherheiten in $\log g$ lediglich bei etwa 0.1 dex liegen. Bei BA-Überriesen sind zusätzlich zu Effektivtemperatur und Schwerebeschleunigung auch Mikroturbulenz und Heliumhäufigkeit wichtige Atmosphärenparameter mit Auswirkungen auf Linienentstehungsrechnungen. Deshalb wurden auch diese mit hinreichender Genauigkeit bestimmt. Sobald die Wasserstoff- und Heliumlinien sowie die Ionisationsgleichgewichte korrekt von den Modellen wiedergegeben wurden, begann die Ermittlung der Häufigkeiten der untersuchten Elemente C, N und O. Die Linienspektren insbesondere von Stickstoff und Sauerstoff konnten sehr gut reproduziert werden, die intrinsischen statistischen Fehler der Häufigkeitsanalysen sind niedrig. Die Ergebnisse für Kohlenstoff weisen etwas höhere Fehlergrenzen auf.

Einen Vergleich mit den Atmosphärenparametern aus anderen Arbeiten zeigt Tab. 6.2. Generell ist festzustellen, dass mit den Ergebnissen von Venn (1995b) gute Übereinstimmung erzielt wird. In deren Arbeit wurde allerdings die Heliumhäufigkeit sowohl bei der Bestimmung der Sternparameter als auch der Häufigkeiten vernachlässigt, was zu systematischen Fehlern führen kann. Die Effektivtemperaturen bei Takeda & Takada-Hidai (2000) sind systematisch um etwa 5 bis 10 % höher als in der vorliegenden Arbeit. Die Ergebnisse von Verdugo et al. (1999) basieren nicht auf einer detaillierten Spektralanalyse, sondern aus einem Vergleich von spektralen Energieverteilungen mit theoretischen Flüssen aus ATLAS9. Eine $\log g$ -Schrittweite von 0.5 dex impliziert ebenfalls Fehler bei der Temperaturbestimmung.

In Tab. 6.3 werden anhand vier gemeinsame Objekte die CNO Häufigkeiten aus dieser Arbeit mit denen von Venn (1995b) verglichen. Man beachte, dass die non-LTE-Stickstoffhäufigkeiten bei den Sternen, die in der Revision von Venn & Przybilla

Tabelle 6.1: Fundamentalparameter der Sterne

Objekt	HD210221	HD13476	HD213470	HD207673	HD195324
T_{eff} (K)	8400	8600	8450	9250	9250
$\log g$ (cgs)	1.45	1.40	1.25	1.80	1.95
V (mag)	6.18	6.46	6.70	6.49	5.91
$B - V$	0.35	0.50	0.46	0.34	0.37
$E(B - V)$	0.34	0.49	0.42	0.38	0.41
$(m - M)_0$	–	11.8 ^b	12.7 ^b	10.1 ^c	9.8 ^c
$B.K.$	-0.09	-0.13	-0.11	-0.23	-0.23
M_{bol} ^a	–	-6.99	-7.42	-5.00	-5.38
M_{bol} (FGLR)	-6.99	-7.32	-7.77	-6.31	-5.75
$\log L/L_{\odot}$	4.69±0.12	4.82±0.08	5.00±0.08	4.42±0.12	4.20±0.12
R/R_{\odot}	105±15	117±11	149±14	63±9	49±7
$M^{\text{spec}}/M_{\odot}$	11±4	13±4	14±4	9±3	8±3
$M^{\text{evol}}/M_{\odot}$	13±2	14±2	17±2	11±1	10±1
$M^{\text{ZAMS}}/M_{\odot}$	14±2	15±2	18±2	11±1	10±1
Bemerkung	Feld	Per OB1	Cep OB1	Feld	Feld
Objekt	HD187983	HD14433	HD35600	HD212593	HD202850
T_{eff} (K)	9300	9250	10800	11200	10750
$\log g$ (cgs)	1.60	1.45	2.30	2.10	1.95
V (mag)	5.60	6.39	5.73	4.60	4.26
$B - V$	0.58	0.58	0.14	0.06	0.09
$E(B - V)$	0.60	0.59	0.23	0.14	0.16
$(m - M)_0$	–	11.8 ^b	10.6 ^b	10.3 ^c	10 ^d
$B.K.$	-0.25	-0.25	-0.52	-0.61	-0.49
M_{bol} ^a	–	-7.48	-6.09	-6.75	-6.72
M_{bol} (FGLR)	-7.09	-7.60	-5.45	-6.43	-6.72
$\log L/L_{\odot}$	4.73±0.12	4.94±0.08	4.08±0.12	4.47±0.12	4.58±0.08
R/R_{\odot}	90±13	115±11	31±5	46±7	57±6
$M^{\text{spec}}/M_{\odot}$	12±4	14±4	7±3	10±4	11±3
$M^{\text{evol}}/M_{\odot}$	13±2	16±2	8±1	11±1	12±1
$M^{\text{ZAMS}}/M_{\odot}$	14±2	17±2	8±1	12±1	13±1
Bemerkung	Feld	Per OB1	Aur OB1	Feld	Cyg OB4
^a aus Entfernungsmodul; ^b Humphreys (1978); ^c Blaha & Humphreys (1989) ^d Ruprecht (1966)					

(2003) enthalten sind, wesentlich höher sind und damit näher an den in dieser Arbeit erhaltenen Werten liegen. Dies liegt an der Implementierung eines neuen Stickstoffmodellatoms von Przybilla (2002).

Tabelle 6.2: Vergleich von $(T_{\text{eff}}(\text{K}), \log g)$ mit früheren Arbeiten

Objekt	Diese Arbeit	Venn(1995a)	Verdugo(1999)	Takeda(2000)
HD207673	9250, 1.80	9300, 1.75	9000, 1.5	–
HD35600	10800, 2.30	–	–	11500, 2.10
HD210221	8400, 1.45	8200, 1.30	8750, 1.5	–
HD213470	8450, 1.25	–	–	–
HD13476	8600, 1.40	8400, 1.20	9000, 1.5	9000, 1.50
HD187983	9300, 1.60	–	–	–
HD14433	9250, 1.45	–	–	–
HD212593	11200, 2.10	–	10000, 1.5	–
HD202850	10750, 1.95	–	–	11500, 1.80
HD195324	9250, 1.95	9300, 1.90	–	–

Tabelle 6.3:

Sternname	Quelle	$\log \varepsilon(\text{C})$	$\log \varepsilon(\text{N})$	$\log \varepsilon(\text{O})$
HD 210221	Diese Arbeit	8.23 ± 0.04	8.63 ± 0.07	8.84 ± 0.05
	Venn(NLTE)	7.99 ± 0.09	$8.63 \pm 0.20^*$	–
	Venn(LTE)	8.39 ± 0.09	8.88 ± 0.10	8.88 ± 0.14
HD 13476	Diese Arbeit	8.23 ± 0.06	8.53 ± 0.04	8.73 ± 0.04
	Venn(NLTE)	8.05 ± 0.16	$8.34 \pm 0.06^*$	–
	Venn(LTE)	8.47 ± 0.15	8.76 ± 0.11	8.73 ± 0.12
HD 207673	Diese Arbeit	8.06 ± 0.10	8.69 ± 0.04	8.79 ± 0.02
	Venn(NLTE)	7.86 ± 0.10	8.04 ± 0.04	–
	Venn(LTE)	8.39 ± 0.11	8.86 ± 0.10	8.85 ± 0.06
HD 195324	Diese Arbeit	8.09 ± 0.04	8.81 ± 0.01	8.81 ± 0.05
	Venn(NLTE)	7.89 ± 0.07	$8.67 \pm 0.02^*$	–
	Venn(LTE)	8.39 ± 0.07	8.92 ± 0.11	8.90 ± 0.02
* revidiert durch Venn & Przybilla (2003)				

Die Untersuchung der Programmsterne auf Mischung mit CNO-prozessiertem Material bringt einige interessante Ergebnisse. Die ermittelten durchschnittlichen Elementhäufigkeiten der Programmsterne werden in Tab. 6.4 mit denen der Sonne und Ergebnissen aus Analysen an B-Hauptreihensternen – den Vorläufern der BA-Überriesen – verglichen. Gegenüber den B-Hauptreihensternen lässt sich konsequent eine Erhöhung des Stickstoffgehalts feststellen. Eine neuere Untersuchung von Nieva & Przybilla (2006), die auf einer ähnlichen Analysemethodik beruht und daher einen guten Vergleich ermöglicht, deutet leicht niedrigere Kohlenstoffhäufigkeiten in den BA-Überriesen an (s. Abb. 6.1).

Tabelle 6.4:

Element	Diese Arbeit	Gal AI ^a	Gal BV ^b	Gal BV ^c	Sonne ^d
He	11.10 ± 0.07	–	11.13 ± 0.22	11.05 ± 0.10	10.99 ± 0.02
C	8.20 ± 0.12	8.14 ± 0.13	8.20 ± 0.10	8.22 ± 0.15	8.52 ± 0.06
N	8.52 ± 0.19	8.37 ± 0.21*	7.75 ± 0.27	7.78 ± 0.27	7.92 ± 0.06
O	8.80 ± 0.06	8.77 ± 0.12	8.64 ± 0.20	8.52 ± 0.16	8.83 ± 0.06
Mg	7.58 ± 0.07	7.48 ± 0.17**	7.59 ± 0.22	7.38 ± 0.12	7.58 ± 0.01

* Venn & Przybilla (2003); ** Mg I; ^a Venn (1995a,b); ^b Kilian (1992, 1994)
^d Grevesse & Sauval (1998); ^c Gummersbach et al. (1998)

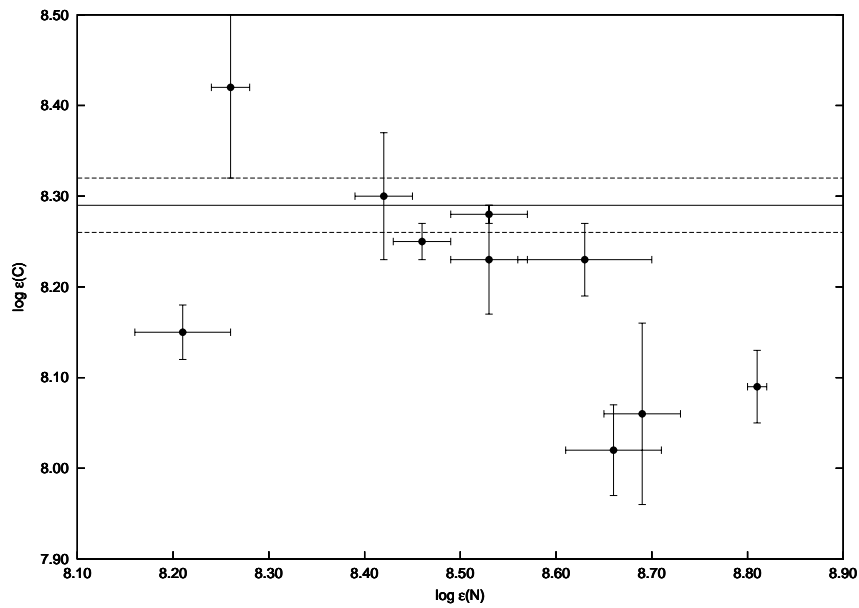


Abbildung 6.1: Die ermittelten Kohlenstoffhäufigkeiten aufgetragen über die Stickstoffhäufigkeiten. Es lässt sich der im Text beschriebene Trend erkennen. Zum Vergleich wurde der von Nieva & Przybilla (2006) aus quantitativen Analysen an sechs B-Hauptreihensternen erhaltene Mittelwert 8.29 ± 0.03 für die Kohlenstoffhäufigkeit eingezeichnet.

Um weitere Evidenz für das Auftreten kernprozessierten Materials in den Spektren zu illustrieren, zeigt Abb. 6.1 eine Gegenüberstellung der C- und N-Elementhäufigkeiten in den Spektren der Programmsterne. Man erwartet mit dem Anstieg der Stickstoffhäufigkeiten einen Abfall der Kohlenstoffhäufigkeiten. Tatsächlich lässt sich solch eine Beziehung erkennen, nur das leuchtschwächste Objekt HD 35600 fällt aus dem Rahmen. Da dessen ermittelte Parameter sich am Rande des Modellgitters befinden, empfiehlt sich eine nochmalige Überprüfung dieses einzelnen Ergebnisses.

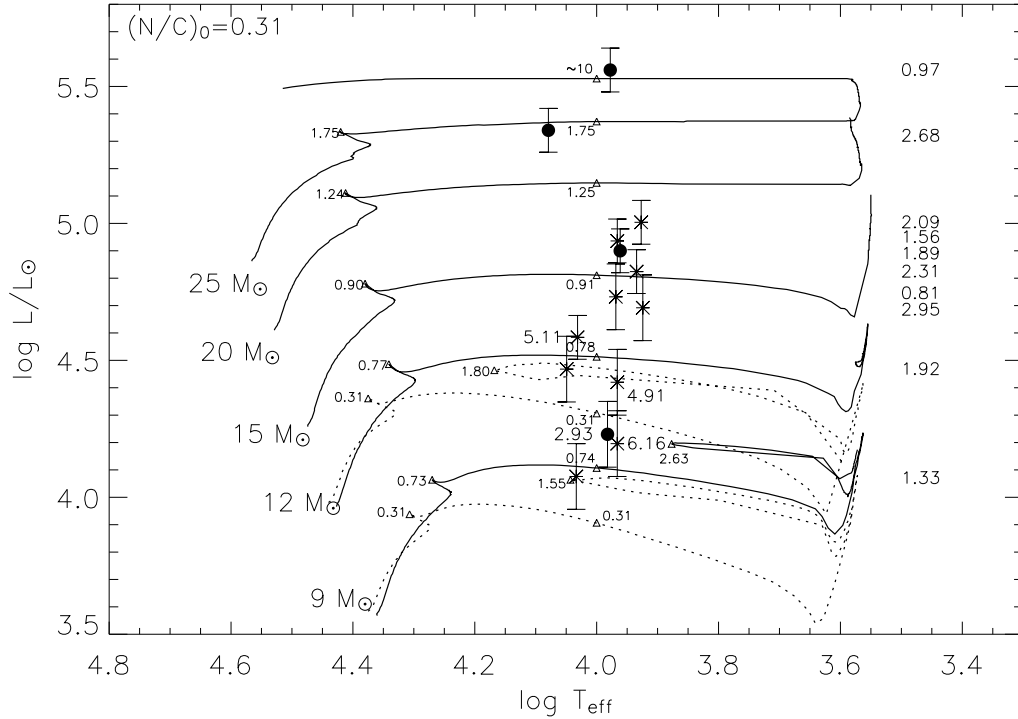


Abbildung 6.2: Das in Abb. 2.6 vorgestellte Hertzsprung-Russell-Diagramm mit den von Meynet & Maeder (2003) berechneten Sternentwicklungswegen. Zum Vergleich mit dem Modell wurden die Positionen der Programmsterne (Sternchen) und der von Przybilla (2002) analysierten Sterne (gefüllte Kreise) eingezeichnet und ihre N/C -Massenverhältnisse ausgewiesen. Bei Blue-Loop-Kandidaten sind die Zahlen direkt an der Position angegeben, bei den anderen Sternen sind sie rechts auf gleicher Höhe zu finden.

Die Einordnung der Programmsterne ins HRD und einen Vergleich mit Vorhersagen der Sternentwicklungstheorie bietet Abb. 6.2. Anhand der N/C -Massenverhältnisse lässt sich eine stärkere Anreicherung mit CNO-prozessiertem Material erkennen, als von der Theorie vorhergesagt (alternativ müsste von sehr hohen Werten für die anfängliche Rotationsgeschwindigkeit ausgegangen werden). Einige Programmsterne, deren Leuchtkräfte mit den vorhergesagten Blue Loops in Einklang stehen, lassen übermäßig hohe N/C -Massenverhältnisse erkennen. Extremstes Beispiel dafür ist HD 195324 ($N/C = 6.16 \pm 0.63$). Eine Klassifizierung dieser Sterne als Blue-Loop-Objekte erscheint sinnvoll. Der vorhergesagte Trend des Anstiegs der N/C -Werte mit der Leuchtkraft ist nicht zu beobachten, allerdings lässt sich dies mit unterschiedlichen Anfangsrotationsgeschwindigkeiten erklären. Weitere Analysen an einer größeren Zahl von Objekten könnten hier Aufschluss bringen.

Abschließend lässt sich feststellen, dass die Ziele der Arbeit erreicht wurden. Für Atmosphärenparameter und Elementhäufigkeiten wurden mittels konsistenter quanti-

tativer Spektralanalyse Ergebnisse hoher Genauigkeit erzielt. Dadurch wurde ein Vergleich der Eigenschaften einzelner Programmsterne mit den Vorhersagen der Theorie der Sternentwicklung möglich. Es ist zu hoffen, dass die Ergebnisse zur Kalibrierung von Sternentwicklungsrechnungen – insbesondere im Hinblick auf Mischungsprozesse in rotierenden Sternen und die Ausdehnung der Blue Loops – genutzt werden. In der Zukunft sind weitere Verfeinerungen in der Analysemethodik, wie die Einbeziehung hydrodynamischer Modellatmosphären und die Verwendung präziserer Atomdaten, speziell im Fall des Kohlenstoffatommodells, nötig. Zudem bedarf es einer Ausweitung quantitativer Untersuchungen auf eine größere Zahl von Objekten zur Erhöhung der statistischen Signifikanz. Solche Schritte würden auch die Erfüllung weiterer Ziele ermöglichen, z. B. die Bestimmung von Häufigkeitsgradienten in der Milchstraße mittels BA-Überriesen.

Anhang

Zusätzlich zu den Analysen der Linienprofile wurden die Äquivalentbreiten der untersuchten Linien vermessen. Die Äquivalentbreite ist ein Maßstab für die Linienstärke und definiert sich über

$$W_\lambda = \int_0^\infty \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda.$$

Sie ist identisch mit der Breite eines rechteckigen Streifens unter dem Kontinuum, dessen Fläche gleich der zwischen Linienprofil (Fluss F_λ) und Kontinuum (Fluss F_c) eingeschlossenen Fläche ist. Die Wellenlängen der Linien sind in Klammern in Å angegeben, die Äquivalentbreiten in mÅ. Linien mit unsicherer Äquivalentbreitenbestimmung aufgrund von Linienblends oder anderer Anomalien wurden mit einem S markiert. Enge Multipletts wurden des öfteren zusammengefasst, die Linienzahl ist dann in Klammern angegeben.

	He I(3964.7)	He I(4009.3)	He I(4120.8)	He I(4169.0)	He I(4388.0)	He I(4471.7)	He I(4713.2)	Cl(4371.7)	Cl(4770.0)	Cl(4771.7)
HD210221	S(52)	S	S	S	S	S(70)	27	S	11	S(26)
HD13476	S(48)	S	S(11)	S	S	S(64)	29	S	7	S(18)
HD213470	S(48)	S	S(9)	S	S	S	29	S	S	S(16)
HD223385	S(49)	S(28)	S(13)	–	S	S	24	S	S	S
HD207673	S(44)	S(45)	30	12	S	S	42	S	S	S(10)
HD197345	S(60)	S	20	S	S	S	36	S	S	S(6)
HD195324	–	–	30	S	S	S	33	S	S	S(9)
HD187983	S(49)	S	26	S	S	S	44	S	S	S(10)
HD14433	S(32)	S(52)	41	9	S(50)	S(117)	39	S	–	–
HD12953	S(41)	S	36	S	S(56)	S(130)	45	–	–	–
HD39970	S(78)	S(93)	56	31	S(126)	S(226)	75	–	–	–
HD20041	S(64)	80	46	20	S(88)	S(206)	64	–	–	–
HD223960	S(74)	S(99)	64	17	S(113)	S(260)	87	–	–	–
HD35600	S(57)	104	54	25	S(125)	S	67	–	–	–
HD212593	S(84)	146	69	37	S(167)	S	96	–	–	–
HD202850	S(106)	114	72	54	S(148)	S	105	–	–	–
HD21291	S(102)	98	79	28	S(150)	S	103	–	–	–
HD12301	S(148)	234	125	58	S(274)	S(552)	173	–	–	–
BD+602582	S(131)	174	S(108)	47	S(255)	S(505)	145	–	–	–
HD186745	S	180	S(108)	56	S(234)	S(531)	176	–	–	–

	Cl(4775.9)	Cl(4932.0)	Cl(5052.2)	Cl(7115.2)	Cl(9111.8)	Cl(4267.2)	Cl(5145.1)	Cl(5133(2))	Cl(6578.1)	Cl(6582.9)
HD210221	19	13	38	S(24)	S(296)	S	–	–	S(4)	S
HD13476	9	6	9	17	S(260)	S	–	–	S	S
HD213470	S	S	17	S	S	S	–	–	–	–
HD223385	S	S	S	6	S	S	–	–	S(13)	S
HD207673	S	–	6	S	S(89)	S(23)	–	–	S(13)	S
HD197345	S	–	9	S	S	S	–	–	S(13)	S
HD195324	S	–	3	S	–	S(20)	–	–	S(9)	S
HD187983	S	–	S	S	S	S	–	–	S(33)	S(16)
HD14433	S	–	–	S	S	S(34)	–	–	S(23)	S
HD12953	–	–	–	–	S	S(32)	–	–	S(35)	S
HD39970	–	–	–	–	S	S(70)	–	–	S(61)	S(37)
HD20041	–	–	–	–	S	S(62)	–	S	S(50)	S(36)
HD223960	–	–	–	–	S	S(76)	–	–	S(82)	S(65)
HD35600	–	–	–	–	S	S(68)	–	S	S(27)	S
HD212593	–	–	–	–	S	S(101)	–	S	S(62)	S(44)
HD202850	–	–	–	–	S	S(88)	–	S	S(51)	S
HD21291	–	–	–	–	S	S(87)	–	23	S(95)	S(63)
HD12301	–	–	–	–	–	S(180)	S	16	S(201)	S(140)
BD+602582	–	–	–	–	–	S	S	S	S(174)	S(128)
HD186745	–	–	–	–	–	S(168)	S	S(26)	S(259)	S(165)

	NI(7423.6)	NI(7442.3)	NI(7468.3)	NI(8629.2)	NI(8680.3)	NI(8703.3)	NI(8711.7)	NI(8718.8)	NI(3995.0)	NI(4447.0)
HD210221	S(125)	203	239	S(269)	S(497)	286	332	290	S	-
HD13476	S(125)	195	244	S(274)	S(511)	290	321	285	S	-
HD213470	S(140)	208	261	S(270)	S(537)	310	326	287	S	-
HD223385	S(118)	198	260	S(219)	S(553)	299	312	255	S	-
HD207673	S(95)	150	192	S(207)	S(413)	232	265	243	16	-
HD197345	S(170)	218	303	S(269)	S(555)	313	387	299	13	S
HD195324	S(112)	169	214	S(255)	S(449)	280	297	228	-	S
HD187983	S(56)	90	147	S(141)	S(387)	171	205	144	S	-
HD14433	S(61)	109	165	S(143)	S(364)	188	205	179	S	-
HD12953	S(77)	139	212	S(129)	S(469)	206	246	185	S	S
HD39970	S(42)	69	91	S	S(265)	111	138	95	25	-
HD20041	S(51)	102	122	S	S(325)	144	177	145	16	-
HD223960	S(59)	89	150	S	S(347)	175	S	S	S(30)	9
HD35600	S	S(49)	67	S	S(165)	84	S	S	18	S
HD212593	40	70	99	S(47)	S(252)	104	126	88	26	5
HD202850	S	120	172	S(116)	S(375)	194	230	183	35	S
HD21291	49	87	119	S	S(333)	144	162	127	30	S
HD12301	15	26	35	-	S(128)	44	64	55	44	13
BD+602582	S	S	99	S	S(254)	108	S	S	S(49)	26
HD186745	S	48	65	-	S(269)	76	S	S	S(90)	45

	NI(4607.2)	NI(4643.1)	NI(5666.6)	NI(5679.6)	O I(3947(3))	O I(4773.8)	O I(4968.8)	O I(5330.7)	O I(7774(3))	O I(6156(3))
HD210221	-	-	-	-	S	S(12)	S(20)	S(50)	1872	265
HD13476	-	-	-	-	S	9	S(17)	S(40)	2081	230
HD213470	-	-	-	-	S	5	S(14)	S(31)	2103	222
HD223385	-	-	-	-	S(25)	S	S	S(26)	2067	183
HD207673	S	-	-	S	S(35)	S(4)	S	S(38)	1580	212
HD197345	S(5)	S(2)	-	S(2)	S(28)	S(10)	S	S(36)	1876	217
HD195324	S	S	-	S	-	8	S(14)	42	1396	217
HD187983	S	S	-	S	S(28)	S	S	S(45)	1955	245
HD14433	S	S	S	S	S	S	S	S(38)	1860	177
HD12953	S	S	S	S	S	S(3)	S	S(22)	1920	141
HD39970	S	S(5)	S	13	S(14)	S	S	S(25)	1570	165
HD20041	S(9)	S(5)	S	S(10)	S	-	S	S(32)	1700	165
HD223960	S(10)	S(10)	S	20	S	S	S	S	1480	119
HD35600	S(5)	S	S	S	S	-	S	S	960	156
HD212593	11	10	S(7)	15	S	-	-	S(28)	1230	150
HD202850	20	12	S(14)	19	S	-	-	S	1500	162
HD21291	11	12	S(14)	20	S	-	-	S(16)	1490	132
HD12301	15	12	S(21)	35	-	-	-	S(21)	1140	110
BD+602582	20	31	21	45	S	-	-	S	1300	89
HD186745	24	31	34	65	-	-	-	S	1350	130

	O II(3954.4)	O II(4349.4)	O II(4641.8)	O II(4649.1)	Mg I(3968.7)	Mg I(4167.2)	Mg I(4703)	Mg I(5167.3)	Mg I(5172.7)	Mg I(5183.6)
HD210221	-	-	-	-	S(19)	50	68	S(136)	S(235)	254
HD13476	-	-	-	-	S(9)	27	32	S(83)	S(186)	212
HD213470	-	-	-	-	16	30	43	S(106)	S(216)	242
HD223385	-	-	-	-	3	S(7)	14	S	S(97)	117
HD207673	-	-	-	-	S(2)	S(11)	21	S(43)	103	119
HD197345	-	-	-	-	S(4)	12	26	S	S(131)	155
HD195324	-	-	-	-	-	24	27	S(62)	127	141
HD187983	-	-	-	-	-	-	18	S	S(94)	104
HD14433	-	-	-	-	-	S(4)	S(11)	S	S(73)	93
HD12953	-	-	-	-	-	-	-	S	S	56
HD39970	-	-	S	-	-	-	-	S	S	25
HD20041	-	-	S	S(3)	-	-	-	S	S(38)	45
HD223960	-	-	-	-	-	-	-	S	S	21
HD35600	-	-	-	S(5)	-	-	-	S	S(25)	29
HD212593	-	-	4	11	-	-	-	S	S(19)	21
HD202850	S	S	S	S(13)	-	-	-	S	S(28)	37
HD21291	-	S	S	12	-	-	-	S	S(23)	21
HD12301	S	S	9	15	-	-	-	-	-	-
BD+602582	S(2)	S	S(9)	S(15)	-	-	-	-	-	S
HD186745	S(5)	S	s(20)	S(20)	-	-	-	-	-	-

	Mg I(5528.4)	Mg I(8808.8)	Mg II(4390.5)	Mg II(4428.0)	Mg II(4434.0)	Mg II(4739.6)	Mg II(6546.0)
HD210221	S(72)	S(120)	S(96)	S	56	S(29)	S(70)
HD13476	S(41)	S(80)	S(117)	S(36)	49	S(30)	S(57)
HD213470	S(55)	S(99)	S(119)	33	46	S(33)	S(58)
HD223385	S(17)	S(40)	S(76)	S(13)	27	18	S
HD207673	S(14)	S(34)	S(92)	32	49	S(28)	S(68)
HD197345	S(29)	S(44)	S(118)	33	50	S(24)	S(80)
HD195324	S(20)	S(50)	S(98)	34	54	32	S(66)
HD187983	S	S(23)	S(98)	30	40	33	S(82)
HD14433	S	S	S(79)	22	34	S(23)	S
HD12953	-	S	S(58)	21	25	23	S
HD39970	S	-	S	12	27	18	S(53)
HD20041	-	-	S(74)	19	31	16	S(62)
HD223960	-	-	S	S	S	16	S
HD35600	-	-	62	23	31	20	S(54)
HD212593	-	-	78	19	30	24	S(56)
HD202850	-	-	73	27	34	25	S(60)
HD21291	-	-	54	S	S(17)	17	S(52)
HD12301	-	-	38	S	S(18)	12	S
BD+602582	-	-	S	-	-	S(15)	S
HD186745	-	-	S	-	-	S	S

Bildnachweis

- Abb. 1.1 entnommen aus Kudritzki et al. (2003)
- Abb. 1.2 erstellt von T.Powell
- Abb. 2.1 entnommen aus Vanbeveren et al. (1998)
- Abb. 2.2 entnommen aus Hirschi et al. (2004)
- Abb. 2.3 entnommen aus Unsöld & Baschek (2005)
- Abb. 2.4 entnommen aus Scheffler & Elsässer (1990)
- Abb. 2.5 erstellt von G.Meynet
- Abb. 3.1 entnommen aus Espinosa et al. (1997)
- Abb. 3.2 entnommen aus Espinosa et al. (1997)
- Abb. 3.3 entnommen aus Pfeiffer (????)
- Abb. 4.1 entnommen aus Unsöld & Baschek (2005)
- Abb. 4.6 entnommen aus Przybilla et al. (2001)
- Abb. 4.8 entnommen aus Gray (1992)

Literaturverzeichnis

- Blaha, C. & Humphreys, R. M. 1989, *AJ*, 98, 1598
- Bresolin, F., Kudritzki, R.-P., Mendez, R. H., & Przybilla, N. 2001, *ApJ*, 548, L159
- Butler, K. & Giddings, J. R. 1984, in: *Newsletter on Analysis of Astronomical Spectra* No. 9 (University of London)
- Espinosa, J. R., Herrero, A., & Sanchez, F. 1997, *Instrumentation for Large Telescopes* (Cambridge University Press)
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., et al. 2001, *ApJ*, 553, 47
- Giddings, J. R. 1981, Ph.D. Thesis
- Gieren, W., Pietrzynski, G., Bresolin, F., et al. 2005, *The Messenger*, 121, 23
- Gray, D. F. 1992, *The Observation and Analysis of Stellar Photosphere* (Cambridge University Press)
- Grevesse, N. & Sauval, A. J. 1998, *Space Science Reviews*, 85, 161
- Gummersbach, C. A., Kaufer, A., Schaefer, D. R., Szeifert, T., & Wolf, B. 1998, *A&A*, 338, 881
- Heger, A., Langer, N., & Woosley, S. E. 2000, *ApJ*, 528, 368
- Hirschi, R., Meynet, G., & Maeder, A. 2004, *A&A*, 425, 649
- Hubeny, I. 1997, in: de Greve J. P., Blomme R., Hensberge, H. (eds.), *Stellar Atmospheres: Theory and Observations* (Berlin: Springer)
- Humphreys, R. M. 1978, *ApJS*, 38, 309
- Kilian, J. 1992, *A&A*, 262, 171
- Kilian, J. 1994, *A&A*, 282, 867
- Kudritzki, R. P. 1998, in *Stellar astrophysics for the local group: VIII Canary Islands Winter School of Astrophysics*, 149–+
- Kudritzki, R. P., Bresolin, F., & Przybilla, N. 2003, *ApJ*, 582, L83

- Kudritzki, R. P., Puls, J., Lennon, D. J., et al. 1999, *A&A*, 350, 970
- Kurucz, R. 1993, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid*. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993., 13
- Maeder, A. & Meynet, G. 2000, *ARA&A*, 38, 143
- Meynet, G. & Maeder, A. 2003, *A&A*, 404, 975
- Napiwotzki, R., Green, P. J., & Saffer, R. A. 1999, *ApJ*, 517, 399
- Nieva, M. F. & Przybilla, N. 2006, (*ApJL*, in Druck)
- Pfeiffer, M. J. ????, Doktorarbeit, unvollendet
- Pfeiffer, M. J., Frank, C., Baumüller, D., Fuhrmann, K., & Gehren, T. 1998, *A&AS*, 130, 381
- Przybilla, N. 2002, Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München
- Przybilla, N., Butler, K., Becker, S. R., & Kudritzki, R. P. 2001, *A&A*, 369, 1009
- Przybilla, N., Butler, K., Becker, S. R., & Kudritzki, R. P. 2006, *A&A*, 445, 1099
- Puls, J., Kudritzki, R.-P., Herrero, A., et al. 1996, *A&A*, 305, 171
- Ruprecht, J. 1966, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 17, 33
- Rybicki, G. B. & Hummer, D. G. 1991, *A&A*, 245, 171
- Scheffler, H. & Elsässer, H. 1990, *Physik der Sterne und der Sonne* (Wissenschaftsverlag)
- Stehlé, C. & Hutcheon, R. 1999, *A&AS*, 140, 93
- Takeda, Y. & Takada-Hidai, M. 2000, *PASJ*, 52, 113
- Unsöld, A. & Baschek, B. 2005, *Der Neue Kosmos* (Springer)
- Vanbeveren, D., De Loore, C., & Van Rensbergen, W. 1998, *A&A Rev.*, 9, 63
- Venn, K. A. 1995a, *ApJS*, 99, 659
- Venn, K. A. 1995b, *ApJ*, 449, 839
- Venn, K. A. & Przybilla, N. 2003, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 20–+
- Verdugo, E., Talavera, A., & Gómez de Castro, A. I. 1999, *A&A*, 346, 819
- Wade, R. A. & Rucinski, S. M. 1985, *A&AS*, 60, 471
- Xu, H. Y. & Li, Y. 2004, *A&A*, 418, 213

Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt habe.

Bamberg, 31.01.2006