

Non-LTE Spektralanalyse von OB-Sternen im Sternhaufen NGC 602 in der kleinen Magellanschen Wolke

Diplomarbeit

eingereicht am
Institut für Physik und Astronomie
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Universität Potsdam



von

Rainer Hainich

rhainich@astro.physik.uni-potsdam.de

Potsdam, den 31. Januar 2012

Betreuer: Prof. Dr. Wolf-Rainer Hamann
Zweitgutachter: Prof. Dr. Philipp Richter

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Strahlungstransport und statistische Gleichungen	7
2.1	Strahlungstransport	8
2.1.1	Spezifische Intensität	8
2.1.2	Spezielle Symmetrien	8
2.1.3	Momente des Strahlungsfeldes	9
2.1.4	Strahlungstransportgleichung	10
2.2	Statistisches Gleichgewicht	14
3	Modellierung von Non-LTE-Spektren mittels PoWR	17
3.1	Beschleunigte Lambda-Iteration	17
3.2	Temperaturschichtung	20
3.3	Atomdaten und Modellatome	22
3.4	Dielektrische Rekombination	24
3.5	Modellparameter	25
3.6	Programmablauf	28
4	Spektralanalyse	31
4.1	Datenmaterial	32
4.2	Entfernung und Extinktion	37
4.3	Klassifikation	39
4.4	Analyseverfahren	41
4.5	Spektroskopische Masse	45
4.5.1	Strahlungsdruck auf freie Elektronen	45
4.5.2	Berechnung der spektroskopischen Masse	47
4.6	Doppelsternanalyse	48
4.7	Individuelle Analyse der einzelnen Objekte	50
4.7.1	NGC 602a #8	50
4.7.2	NGC 602a #2	55
4.7.3	NGC 602b #1	57
4.7.4	NGC 602a #11	57
4.7.5	NGC 602a #12	58
4.7.6	NGC 602a #6	59
4.7.7	NGC 602a #13 und NGC 602a #14	60
4.7.8	NGC 602a #15	61
4.7.9	Cluster A #1	63
5	Diskussion der Ergebnisse	65
5.1	Sternentwicklung	65

5.2	Massenverlustraten	69
5.3	Rotationsgeschwindigkeit der B-Sterne	71
5.4	Anfängliche Massenfunktion	72
6	Fazit und Ausblick	75
	Anhang	77

Kapitel 1

Einleitung

Ferdinand Magellan war der erste Europäer, welcher die *Magellanschen Wolken* im Zuge seiner Weltumsegelung 1519 beschrieb und die daher bis heute seinen Namen tragen. Es handelt sich dabei um zwei irreguläre Zwerggalaxien, die zur Lokalen Gruppe gehören und die sich aufgrund der geringen Entfernung, der geringen interstellaren Absorption sowie der im Vergleich zur Milchstraße deutlich geringeren Metallizität als ideale Studienobjekte für die Entstehung und Entwicklung der Sterne erweisen.

Die O-Sterne gehören zu den massereichsten Sternen, deren Leuchtkraft bis zu 1 Mio. Sonnenleuchtkräfte betragen kann. Charakteristisch für die Spektren dieser Sterne sind die Absorptionslinien des neutralen Heliums (He I), des einfach ionisierten Heliums (He II) und der hoch ionisierten Metallionen (Si IV, N III, N IV, N V, C III), wobei mit „Metalle“ im astrophysikalischen Sinne alle Elemente schwerer als Helium bezeichnet werden. Des Weiteren sind die Spektren der O-Sterne im optischen Spektralbereich gekennzeichnet durch markante Wasserstofflinien der Balmer-Serie, welche im Vergleich zu den B-Sternen jedoch weniger stark ausgeprägt sind. Die Abgrenzung zwischen B-Sternen und O-Sternen erfolgt spektroskopisch durch die geringe Intensität bzw. das schlussendliche Verschwinden der He II-Linien aus den jeweiligen Spektren der Sterne im Übergangsbereich. Die B-Sterne die weniger massereich aber häufiger als die O-Sterne sind, zeigen neben den bereits erwähnten Balmer-Linien auch starke He I-Linien sowie eine Reihe weiterer typischer Metalllinien zu denen z. B. Mg II-, C II- und Si III-Linien zählen.

Aufgrund der im Vergleich zur Sonne deutlich höheren Zentraltemperatur der OB-Sterne und der sich daraus ergebenden effizienteren Kernfusion sowie des weitaus schnelleren Verbrauchs des zur Verfügung stehenden Fusionsmaterials ist die Lebensdauer dieser Sterne wesentlich geringer. Im Zuge dieser relativ kurzen Zeitspanne, die bei den massereichsten OB-Sterne nur wenige Millionen Jahre beträgt, durchlaufen diese Sterne alle Brennphasen bis zum Eisen und enden schließlich in einer Supernova-Explosion, welche das umgebende interstellare Medium mit schweren Elementen anreichert. Die Anreicherung des interstellare Mediums beginnt jedoch bereits früher infolge der teilweise erheblichen Winde mit Massenverlusten von bis zu $10^{-6} M_{\odot}/a$. Aus diesen Gründen und wegen ihrer starken ionisierenden Strahlung beeinflussen die OB-Sterne wesentlich die weitere Sternentstehung in ihrer Umgebung sowie den kosmischen Materiekreislauf im Allgemeinen.

Eine besondere Gruppe unter den B-Sternen bilden die Be-Sterne, die gekennzeichnet sind durch markante Emissionslinien, welche den photosphärischen Balmer-Absorptionslinien überlagert sind. Diese Emission wird durch eine zirkumstellare Gaskomponente verursacht, welche die Form einer äquatorialen Scheibe besitzt. Das Gas in dieser Scheibe wird vor allem von der kurzwelligen UV-Strahlung des Sterns ionisiert und gibt die bei der Rekombination frei werdende Energie bei größeren Wellenlängen, z. B. im optischen

Spektralbereich, wieder ab. Abhängig vom jeweiligen Inklinationwinkel ergeben sich wie in Abbildung 1.1 dargestellt Emissionslinien die mehrere Komponenten aufweisen können. Steht die Rotationsachse des Sterns senkrecht auf dem Sehstrahl des Beobachters (Fall C in Abbildung 1.1), sieht man also auf die Kante der zirkumstellaren Scheibe, so resultiert (vereinfacht dargestellt) aus dem Unterschied in der radialen Komponente der Rotationsgeschwindigkeit eine zweikomponentige Emissionslinie. Liegt die Rotationsachse hingegen parallel zur Sichtachse (Fall A in Abbildung 1.1), so ist die radiale Komponente der Rotationsgeschwindigkeit gleich null und es ergibt sich eine einkomponentige Emissionslinie. Die Entstehung der zirkumstellaren Scheibe ist bisher nicht vollständig geklärt, es liegt jedoch nahe dass die häufig beobachteten hohe Rotationsgeschwindigkeiten dieser Sterne mindestens teilweise dafür verantwortlich sind. Des Weiteren werden starke Sternwinde, Magnetfelder sowie Pulsationen des Sterns mit der Bildung der Scheibe in Verbindung gebracht.

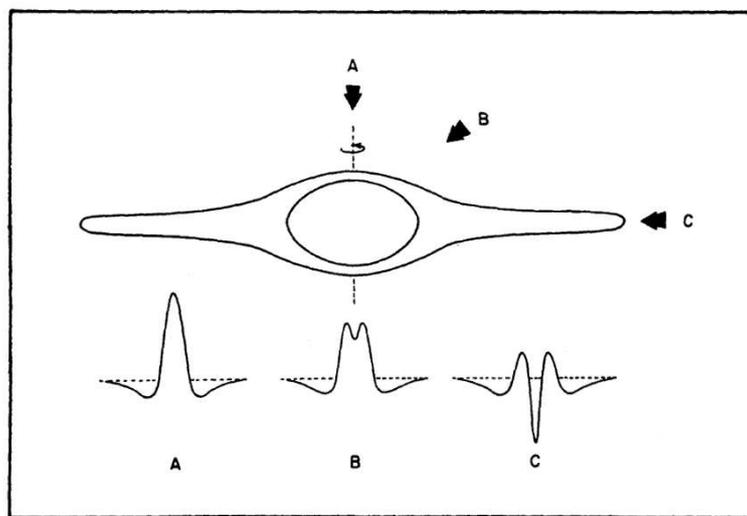


Abbildung 1.1 – Schematische Übersicht über die Variation der Emissionslinienstruktur bei den Be-Sternen in Abhängigkeit vom Inklinationwinkel. Die Grafik wurde Slettebak (1988) entnommen.

Die spektrale Analyse der OB-Sterne in dem Sternentstehungsgebiet NGC 602 am Rande der *Kleinen Magellanschen Wolke* (englisch: Small Magellanic Cloud, kurz: SMC) soll das Ziel der vorliegenden Arbeit sein. Nach einem Überblick über die theoretischen Aspekte, die dieser Arbeit zugrunde liegen (Kapitel 2), sowie einer Einführung in das verwendete Computerprogramm (Kapitel 3) folgt in Kapitel 4 die Analyse der untersuchten Sterne. Die ermittelten stellaren Parameter werden im weiteren Verlauf (Kapitel 5) mit den Vorhersagen der Sternentwicklungstheorie verglichen und früheren Untersuchungen gegenübergestellt. Die Ergebnisse werden anschließend im letzten Kapitel noch einmal zusammengefasst.

Kapitel 2

Strahlungstransport und statistische Gleichungen

Im thermodynamischen Gleichgewicht können alle statistischen Verteilungsfunktionen, sowohl der massebehafteten Teilchen als auch der Photonen, mittels einer Zustandsgröße T , der Temperatur, beschrieben werden. Das Strahlungsfeld lässt sich in diesem Fall über die Planckfunktion (3.32), die Verteilung der Geschwindigkeiten der Teilchen über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung (2.50), die Besetzungszahlen der atomaren Niveaus über die Boltzmann-Verteilung (3.28) und das Ionisationsgleichgewicht über die Saha-Boltzmann-Gleichung (2.40) beschreiben.

Das Strahlungsfeld und der Zustand des Gases sind daher aneinander gekoppelt und befinden sich im Gleichgewicht. Dies ist streng allerdings nur für abgeschlossene und isotherme System gültig. Auf Sterne und deren Atmosphären ist dies aufgrund der Abgabe von Materie und Strahlung an die jeweilige Umgebung sowie der, mit dem Radius des Sterns, variierenden Temperatur nicht anwendbar. Sind die Änderung der Temperatur und der Dichte hinreichend klein bzw. deren Gradientenlänge hinreichend groß gegenüber der freien Weglänge von Photonen, können die Dichte und die Temperatur lokal als näherungsweise konstant angenommen werden, sodass die Näherung des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (englisch: lokal thermodynamical equilibrium, kurz LTE) angewendet werden kann. Für die Teilchen des Gases gilt in guter Näherung weiterhin die Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung, sowie die Boltzmann-Verteilung respektive Saha-Boltzmann-Verteilung. Jedoch kann das Strahlungsfeld nicht mehr über die Planckfunktion beschrieben werden.

In den Atmosphären „heißer“ Sterne, und insbesondere in expandierenden Sternatmosphären ist die Näherung des lokales thermodynamisches Gleichgewicht nicht mehr anwendbar. Sowohl das Strahlungsfeld und der damit assoziierte Strahlungstransport als auch alle Zu- und Abgänge aller Energieniveaus aller Ionen müssen nun explizit berechnet werden. Die diese Problemstellung beschreibenden Prinzipien und Gleichungen, werden für sphärisch symmetrische Systeme im Folgenden kurz vorgestellt.

2.1 Strahlungstransport

2.1.1 Spezifische Intensität

Für die Untersuchung weit entfernter Objekte wie z. B. Planeten, Sterne, Galaxien und auch das Gas zwischen diesen Objekten ist, abgesehen von der Kosmischen Strahlung, den Neutrinos und den Gravitationswellen, die allerdings noch theoretischer Natur sind, die elektromagnetische Strahlung die einzige mögliche Informationsquelle. Als nützliche Größe hat sich dabei die *spezifische Intensität* I_ν erwiesen, da sie ein Strahlungsfeld vollständig zu beschreiben vermag. Die spezifische Intensität ist eine differentielle Größe und gibt die Energie dE an, die pro Zeiteinheit dt , pro Raumwinkel $d\omega$ und pro Frequenzeinheit $d\nu$ durch ein Detektorflächenelement dA mit der Orientierung \vec{n} am Ort \vec{r} hindurch tritt.

$$I_\nu(\nu, \vec{n}, \vec{r}, t) := \frac{dE}{d\nu \cdot d\omega \cdot dt \cdot dA} \quad (2.1)$$

Bei starken Magnetfeldern muss darüber hinaus auch die Polarisation des Strahlungsfeldes beachtet werden, was an dieser Stelle aber vernachlässigt werden soll.

Die spezifische Intensität kann nicht nur wie in Gleichung (2.1) demonstriert in Abhängigkeit von der Frequenz sondern auch in Abhängigkeit von der Wellenlänge definiert werden. Bei Umrechnung dieser beiden Größen in die jeweilig andere, ist allerdings zu berücksichtigen, dass es sich hierbei um differentielle Größen handelt, sodass folgende Bedingung beachtet werden muss:

$$I_\lambda \cdot |d\lambda| = I_\nu \cdot |d\nu|. \quad (2.2)$$

Mit der allseits bekannte Gleichung für die Phasengeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen $c = \lambda \cdot \nu$ ergeben sich daraus folgende Umrechnungen:

$$I_\lambda = \frac{c}{\lambda} I_\nu \quad (2.3)$$

$$I_\nu = \frac{c}{\nu} I_\lambda \quad (2.4)$$

2.1.2 Spezielle Symmetrien

Auf das Strahlungstransportproblem mit der zugehörigen Strahlungstransportgleichung, die im Abschnitt 2.1.4 genauer behandelt werden soll, können im Fall der Sternatmosphären verschiedene vereinfachende Symmetrieannahmen angewendet werden. Diese Annahmen reduzieren die Dimensionalität und somit die Komplexität des betrachteten Systems und ermöglichen es unter anderem, den numerischen Aufwand zur Lösung der Strahlungstransportgleichung in beherrschbaren Grenzen zu halten. Im Falle statischer Sternatmosphären ist die Ausdehnung der Atmosphäre klein im Vergleich zum Sternradius und kann daher als planparallele Schichtung approximiert werden. Diese Annahme ist im Falle von expandierenden Sternatmosphären nicht mehr gültig. Expandierende Sternatmosphären können allerdings mit Hilfe der sphärisch symmetrischen Symmetrie beschrieben werden, die wiederum nur solange Gültigkeit besitzt wie eine Abplattung durch Rotation vernachlässigbar ist. Durch diese Symmetrieannahme reduziert sich das ursprünglich dreidimensionale Problem auf ein de facto eindimensionales, da sich alle physikalischen Größen nur mit dem Abstand von Mittelpunkt des Sterns ändern.

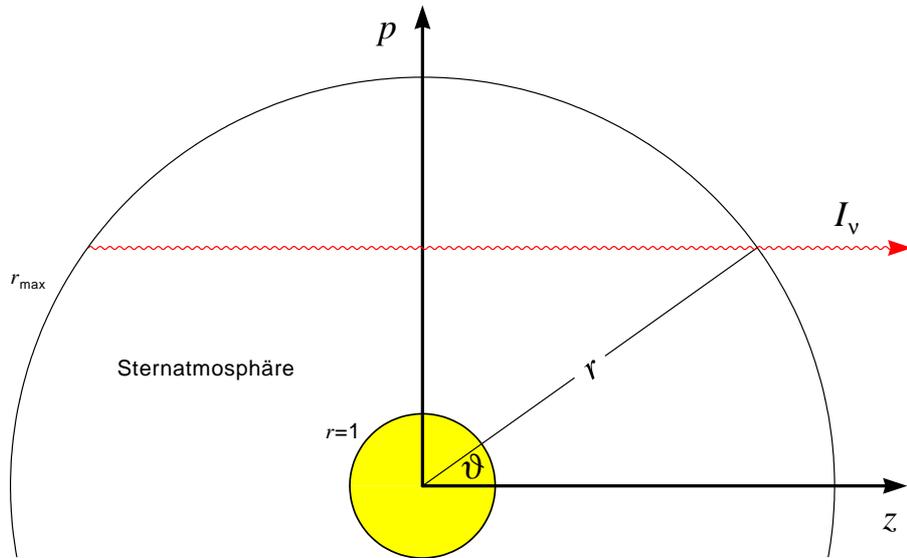


Abbildung 2.1 – Koordinatensystem einer sphärisch symmetrischen Sternatmosphäre

Das in Abbildung 2.1 dargestellte Koordinatensystem einer sphärisch symmetrischen Sternatmosphäre trägt dem Rechenhaft. Der Sehstrahl eines weit entfernten Beobachters verläuft parallel zur z -Achse des in Abbildung 2.1 dargestellten Koordinatensystems. Senkrecht zu dieser Achse ist der sogenannte Impaktparameter p aufgetragen, der den Abstand des Sehstrahls vom Sternzentrum angibt. Die sphärischen Koordinaten sind folglich der Winkel θ , zwischen dem Sehstrahl und der radialen Richtung bzw. der Kosinus dieses Winkels

$$\mu := \cos(\theta) = \frac{z}{r} \quad (2.5)$$

sowie der Radius r , der sich über den Satz des Pythagoras aus der Koordinate z und dem Impaktparameter berechnen lässt:

$$r = \sqrt{z^2 + p^2}. \quad (2.6)$$

Die Koordinaten p und r sind definiert in Einheiten des Sternradius R_* , der die innere Grenze der Sternatmosphäre und die äußere Grenze des „stellaren Kerns“ bildet. Als Sternatmosphäre wird im Folgenden jener Bereich erachtet, welcher bei $r = 1$ beginnt und $r = r_{max}$ endet.

2.1.3 Momente des Strahlungsfeldes

Für die Bestimmung der spezifische Intensität eines Himmelsobjektes ist die Kenntnis des Raumwinkels vonnöten, unter dem dieses Objekt erscheint. Aus diesem Grund kann die spezifische Intensität nur für diejenigen Objekte bestimmt werden, die mit dem jeweiligen Beobachtungsinstrument auch räumlich aufgelöst werden können. Für Punktquellen, zu denen die allermeisten Sterne zu zählen sind, muss man deshalb zu anderen Größen übergehen, um einen Vergleich zwischen Beobachtung und theoretischen Modellierungen zu ermöglichen.

Die Momente des Strahlungsfeldes lösen dieses Problem. Als Momente des Strahlungsfeldes bezeichnet man die Winkelintegrale über die spezifische Intensität, die in ein-dimensionaler Geometrie entsprechend der Nummerierung der Momente unterschiedlich stark mit Potenzen von μ gewichtet werden:

$$[J_\nu, H_\nu, K_\nu, N_\nu] := \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu(\mu) [1, \mu, \mu^2, \mu^3] d\mu. \quad (2.7)$$

Das 0. Moment ist die ungewichtete und über alle Richtungen gemittelte spezifische Intensität J_ν , welche proportional zur Energiedichte

$$u_\nu = \frac{4\pi}{c} J_\nu \quad (2.8)$$

ist.

Das 1. Moment wird als sogenannter *Eddington-Fluss* H_ν bezeichnet. Dieser ist mit dem *astrophysikalischen Fluss* F_ν , der sich aus der Integration der spezifischen Intensität über die Sternenscheibe ergibt, über folgende Beziehung

$$F_\nu = \frac{\mathcal{F}_\nu}{\pi} = 4 \cdot H_\nu \quad (2.9)$$

verknüpft.

Der physikalische Fluss \mathcal{F}_ν ist wiederum der Energiefluss durch eine Flächeneinheit. Bei der Aufnahme von Spektren wird der astrophysikalische Fluss, der im Folgenden nur noch mit Fluss bezeichnet wird, pro Wellenlängen- bzw. Frequenzintervall bestimmt.

Aus den einzelnen Momenten können mittels Quotientenbildung die sogenannten *Eddingtonfaktoren*

$$f := \frac{K_\nu}{J_\nu} \quad (2.10)$$

$$g := \frac{N_\nu}{H_\nu} \quad (2.11)$$

gebildet werden, die für eine effiziente Lösung des Strahlungstransport nötig sind (siehe Abschnitt 2.1.4 und 3.1). Da der Eddington-Fluss prinzipiell auch negativ sein kann, ist es nicht ausgeschlossen, dass der Eddingtonfaktor g singularär wird. Da dies numerische Probleme verursachen kann, wird stattdessen

$$g := \frac{N_\nu}{H_\nu + \epsilon \cdot J_\nu} \quad (2.12)$$

verwendet, wobei der Parameter ϵ so gewählt wird, dass die Abweichungen von Gleichung 2.11 möglichst gering sind.

2.1.4 Strahlungstransportgleichung

In diesem Abschnitt wird aufbauend auf Mihalas (1978) sowie Gräfener (1999) der prinzipielle Mechanismus des Strahlungstransportes über die Strahlungstransportgleichung beschrieben. Die Änderung der spezifischen Intensität in Abhängigkeit von der zurückgelegten Wegstrecke dz wird über die Strahlungstransportgleichung beschrieben.

Für die stationäre Form dieser Differentialgleichung gilt:

$$\frac{dI_\nu}{dz} = \eta_\nu - \kappa_\nu \cdot I_\nu \quad (2.13)$$

wobei η_ν die Emissivität und κ_ν die Opazität „stoffabhängige“ Größen sind, welche die Emissions- bzw. Absorptions- und Streuprozesse im Plasma beschreiben. Für Linienübergänge berechnet sich die Opazität aus dem frequenzabhängigen Wirkungsquerschnitt $\sigma(\nu)$ der jeweiligen Übergänge, den Besetzungszahlen n sowie den statistischen Gewichten g der am Übergang beteiligten Niveaus:

$$\kappa_\nu^{lu}(\nu) = n_l \cdot \sigma(\nu) - \frac{g_l}{g_u} n_u \cdot \sigma(\nu) \quad (2.14)$$

Ein tiefgestelltes u bzw. l kennzeichnet jeweils das energetisch höher respektive niedriger liegende Niveau. Der zweite Term in Gleichung (2.14) beschreibt dabei die induzierte Emission, die als negative Absorption aufgefasst werden kann. In die Emissivität geht die spontane Emission ein, sodass sich für diese

$$\eta_\nu^{lu}(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{g_l}{g_u} n_u \cdot \sigma(\nu) \quad (2.15)$$

ergibt.

Alternativ können die Emissivität und die Opazität für gebundene Übergänge auch über die Einsteinkoeffizienten formuliert werden. In komplexen Systemen mit einer Vielzahl von individuellen Übergängen ergeben sich die Gesamtopazität und Gesamtemissivität als Summen der Einzelprozesse:

$$\eta_\nu^{\text{tot}} = \sum_i \eta_\nu^i \quad (2.16)$$

$$\kappa_\nu^{\text{tot}} = \sum_i \kappa_\nu^i. \quad (2.17)$$

Aus Gründen der Übersicht soll im Folgenden $\eta_\nu^{\text{tot}} = \eta_\nu$ sowie $\kappa_\nu^{\text{tot}} = \kappa_\nu$ gelten. Den Quotienten aus Emissivität und Opazität bezeichnet man als Quellfunktion

$$S_\nu(\nu) := \frac{\eta_\nu(\nu)}{\kappa_\nu(\nu)} \quad (2.18)$$

unter der Voraussetzung, dass $\kappa \neq 0$ gilt, ergibt sich somit für die Transportgleichung

$$\frac{dI_\nu}{dz} = \kappa_\nu(S_\nu - I_\nu). \quad (2.19)$$

Mit Hilfe der in Abschnitt 2.1.2 definierten sphärischen Koordinaten kann das totale Differential auf der linken Seite der Gleichung (2.19) wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{dI_\nu}{dz} = \frac{\partial I_\nu}{\partial r} \cdot \frac{dr}{dz} + \frac{\partial I_\nu}{\partial \mu} \cdot \frac{d\mu}{dz} \quad (2.20)$$

Die Ableitungen auf der rechten Seite dieser Gleichung können unter Verwendung von Gleichung (2.5) sowie (2.6) berechnet werden:

$$\frac{dr}{dz} = \mu \quad (2.21)$$

$$\frac{d\mu}{dz} = \frac{1 - \mu^2}{r}. \quad (2.22)$$

Für die Strahlungstransportgleichung in sphärischen Koordinaten gilt nun:

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial r} + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial I_\nu}{\partial \mu} = \kappa_\nu (S_\nu - I_\nu). \quad (2.23)$$

Für den Beobachter ergibt sich allerdings das Problem, dass in seinem Bezugssystem die Opazität des Plasmas im Falle einer expandierenden Sternatmosphäre nicht isotrop ist. Eine isotrope Opazität hat allerdings den Vorteil, dass diese in winkelmittelten Integralen wie z. B.

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} \kappa_\nu I_\nu(\vec{n}) d\omega = \kappa J_\nu \quad (2.24)$$

vor das Integral gezogen werden kann, sodass wie in diesem Fall, die winkelmittelte Intensität J_ν verwendet werden kann. Dies wird sich bei der Berechnung von Gleichung (2.36) noch als nützlich erweisen. Aus diesem Grund erfolgt eine Transformation der Strahlungstransportgleichung (2.19) in das mitbewegte Bezugssystem (englisch *co-moving-frame*, kurz *cmf*) der expandierenden Sternatmosphäre. In diesem Bezugssystem ist die Opazität isotrop.

In einer differentiell expandierenden Sternatmosphäre bewegen sich jedoch zwei unterschiedliche Volumenelemente auch mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Ein Photon das sich von einem zum anderen Volumenelement bewegt, erfährt daher eine Dopplerverschiebung entsprechend der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen diesen beiden Volumenelementen. Da die Frequenzen der Photonen im lokalen mitbewegten Bezugssystem gemessen werden, ändern die Photonen kontinuierlich ihre Frequenz. Die Frequenz eines Photons ist somit vom Ort abhängig, daher muss Gleichung (2.20) im mitbewegten Bezugssystem um einen dritten Term erweitert werden:

$$\frac{dI_\nu}{dz} = \frac{\partial I_\nu}{\partial r} \cdot \frac{dr}{dz} + \frac{\partial I_\nu}{\partial \mu} \cdot \frac{d\mu}{dz} + \frac{\partial I_\nu}{\partial \nu_{\text{cmf}}} \cdot \frac{d\nu_{\text{cmf}}}{dz} \quad (2.25)$$

wobei ν_{cmf} die Frequenz im mitbewegten Bezugssystem ist.

Die Geschwindigkeiten der Sternwinde betragen im Maximum nur etwa ein hundertstel der Lichtgeschwindigkeit c , daher kann zur Berechnung der Dopplerverschiebung entlang des Sehstrahls die klassische Dopplerformel

$$\frac{\nu_{\text{cmf}} - \nu}{\nu} = \frac{\vec{v} \cdot \vec{n}}{c} = \frac{v \cdot \cos(\theta)}{c} = \frac{v \cdot \mu}{c}, \quad (2.26)$$

verwendet werden. Nach kurzem Umstellen folgt daraus:

$$\nu_{\text{cmf}} = \nu \left(1 + \frac{v(r) \cdot \mu}{c} \right). \quad (2.27)$$

Die Frequenz ν_{cmf} ist folglich eine Funktion der sphärischen Koordinaten r und μ . Die Ableitung $\frac{d\nu_{\text{cmf}}}{dz}$ im dritten Term auf der rechten Seite der Gleichung (2.25) lässt sich daher auch wie folgt schreiben

$$\frac{d\nu_{\text{cmf}}}{dz} = \frac{\partial\nu_{\text{cmf}}}{\partial r} \cdot \frac{dr}{dz} + \frac{\partial\nu_{\text{cmf}}}{\partial\mu} \cdot \frac{d\mu}{dz}. \quad (2.28)$$

Mit Hilfe der Gleichung (2.27) ergeben sich für die partiellen Ableitungen in Gleichung (2.28) folgende Ausdrücke:

$$\frac{\partial\nu_{\text{cmf}}}{\partial r} = \frac{\mu\nu}{c} \frac{dv(r)}{dr} \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial\nu_{\text{cmf}}}{\partial\mu} = \nu \frac{v(r)}{c}. \quad (2.30)$$

Unter Zuhilfenahme der dimensionslose Geschwindigkeit

$$V(r) := \frac{v(r)}{v_{\text{dop}}} \quad (2.31)$$

die in Einheiten der Dopplergeschwindigkeit v_{dop} definiert ist, kann somit die Gleichung (2.28) in die Form

$$\frac{d\nu_{\text{cmf}}}{dz} = \frac{v_{\text{dop}} \cdot \nu}{c} \left(\mu^2 \frac{dV(r)}{dr} + \frac{1 - \mu^2}{r} V(r) \right) \quad (2.32)$$

überführt werden. An dieser Stelle bietet sich die Definition einer dimensionslosen Frequenz x wiederum in Einheiten der Dopplergeschwindigkeit an:

$$dx := \frac{c}{v_{\text{dop}} \cdot \nu} d\nu_{\text{cmf}}. \quad (2.33)$$

Mit dieser dimensionslosen Frequenz folgt durch Substitution sofort, dass

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial\nu_{\text{cmf}}} = \frac{v_{\text{dop}} \cdot \nu}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial x} \quad (2.34)$$

gilt. Daraus ergibt sich die vollständige Strahlungstransportgleichung im mitbewegten Bezugssystem und sphärischer Symmetrie zu

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial r} + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial I_\nu}{\partial\mu} + \left(\mu^2 \frac{dV(r)}{dr} + \frac{1 - \mu^2}{r} V(r) \right) \frac{\partial I_\nu}{\partial x} = \kappa_\nu (S_\nu - I_\nu). \quad (2.35)$$

Analog zu den Momenten des Strahlungsfeldes können mittels der Integration über $d\mu$ auch Momente der Strahlungstransportgleichung, die sogenannten Momentengleichungen gebildet werden. Aufgrund der im mitbewegten Bezugssystem isotropen Opazität, kann diese vor die winkelmittelnden Integrale gezogen werden, sodass sich für die 0. und die 1. Momentengleichung:

$$-\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 H_\nu)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left(\frac{dV(r)}{dr} - \frac{V(r)}{r} \right) \frac{\partial(r^2 K_\nu)}{\partial x} + \frac{V(r)}{r^3} \frac{\partial(r^2 J_\nu)}{\partial x} = \kappa_\nu (J_\nu - S_\nu) \quad (2.36)$$

$$-\frac{\partial K_\nu}{\partial r} - \frac{1}{r} (3K_\nu - J_\nu) + \frac{1}{r^2} \left(\frac{dV(r)}{dr} - \frac{V(r)}{r} \right) \frac{\partial(r^2 N_\nu)}{\partial x} + \frac{V(r)}{r^3} \frac{\partial(r^2 H_\nu)}{\partial x} = \kappa_\nu H_\nu \quad (2.37)$$

ergibt. Die unter 2.1.3 definierten Eddingtonfaktoren ermöglichen es K_ν und N_ν aus den Momentengleichungen zu eliminieren:

$$-\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 H_\nu)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left(\frac{dV(r)}{dr} - \frac{V(r)}{r} \right) \frac{\partial(r^2 f J_\nu)}{\partial x} + \frac{V(r)}{r^3} \frac{\partial(r^2 J_\nu)}{\partial x} = \kappa_\nu (J_\nu - S_\nu) \quad (2.38)$$

$$-\frac{\partial(f J_\nu)}{\partial r} - \frac{1}{r} (3f-1) J_\nu + \frac{1}{r^2} \left(\frac{dV}{dr} - \frac{V}{r} \right) \frac{\partial(r^2 g(H_\nu + \epsilon J_\nu))}{\partial x} + \frac{V}{r^3} \frac{\partial(r^2 H_\nu)}{\partial x} = \kappa_\nu H_\nu \quad (2.39)$$

und auf diese Weise, bei bekannten Eddingtonfaktoren das System der Momentengleichungen zu schließen. Dieses gekoppelte Differentialgleichungssystem wird im Rahmen der numerischen Behandlung des Strahlungstransportes diskretisiert und über ein Differenzschema gelöst.

Die Berechnung des Strahlungstransportes im mitbewegten Bezugssystem birgt allerdings auch einen Nachteil, und zwar die Einschränkung auf monoton verlaufende Geschwindigkeitsfelder des Sternwinds. Diese Einschränkung ist nötig, da andernfalls die gekoppelten Momentengleichungen (2.36) und (2.39) nicht vom hyperbolischem sondern in Teilbereichen vom elliptischen Typ wären, was wiederum zur Folge hätte, dass es sich bei der Lösung der Momentengleichungen nicht mehr um ein Anfangswertproblem handeln würde.

2.2 Statistisches Gleichgewicht

Im lokalem thermodynamischen Gleichgewicht können die Besetzungszahlen über die Saha-Boltzmann-Gleichung

$$\frac{n_e \cdot n_u}{n_l} = 2 \left(\frac{2\pi \cdot m_e \cdot kT}{h^2} \right)^{3/2} \frac{g_u}{g_l} \cdot e^{-\frac{E_u - E_l}{kT}} \quad (2.40)$$

bestimmt werden, die sowohl Linienübergänge als auch Ionisations- und Rekombinationsprozesse beschreibt. Als einziger variabler Parameter muss hierbei die Temperatur T bekannt sein. Sind die Besetzungszahlen allerdings auch vom Strahlungsfeld abhängig, so ist wie eingangs beschrieben die Annahme des lokalem thermodynamischen Gleichgewicht nicht mehr gerechtfertigt. Die Besetzungszahlen müssen dann mittels des statistischen Gleichgewichts bestimmt werden, welches alle Zu- und Abgänge zu jedem einzelnen Niveau $j \in 1, \dots, N$ eines Ions mit N Niveaus bilanziert:

$$\sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^N n_i P_{ij} = n_j \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^N P_{ji} \quad (2.41)$$

wobei P_{ij} der Ratenkoeffizient für den Übergang vom Niveau i zum Niveau j ist und als Wahrscheinlichkeit für den jeweiligen Übergang pro Zeiteinheit interpretiert werden kann. Die rechte Seite der Ratengleichung (2.41) beschreibt daher alle Abgänge vom Niveau j zu allen anderen Niveaus und die linke Seite alle Zugänge zu Niveau j von allen anderen Niveaus. Da allerdings Übergänge zwischen ein und dem selben Niveau nicht auftreten sind die Ratenkoeffizienten der Form P_{ii} gleich null.

Dies kann ausgenutzt werden, um die rechte Seite der Gleichung (2.41) mittels der Definition

$$P_{jj} := - \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^N P_{ji} \quad (2.42)$$

auf die linke Seite zu ziehen, sodass sich Gleichung (2.41) zu

$$\sum_{i=1}^N n_i P_{ij} = 0 \quad (2.43)$$

zusammenfassen lässt. Betrachtet man die Gesamtheit aller Niveaus aller Atome so ergibt sich ein homogenes lineares Gleichungssystem (das System der Ratengleichungen), welches mit den Mitteln der Vektoralgebra wie folgt geschrieben werden kann:

$$\vec{n} \cdot \mathbf{P} = \vec{0}. \quad (2.44)$$

Dabei ist \vec{n} der Zeilenvektor aller Besetzungszahlen n_i , \mathbf{P} die Ratenmatrix, deren Einträge die Ratenkoeffizienten P_{ij} sind, und $\vec{0}$ der Nullvektor. Um die Besetzungszahlen zu bestimmen muss nun die Ratenmatrix invertiert werden. Da allerdings per Konstruktion für alle Zeilen j gilt

$$\sum_{i=1}^N P_{ji} = 0 \quad (2.45)$$

sind die Spaltenvektoren der Ratenmatrix linear abhängig. Deshalb ist die Ratenmatrix singulär und somit nicht invertierbar. Aus diesem Grund streicht man eine beliebige Gleichung (z. B. die letzte) aus der Ratenmatrix und ersetzt diese durch die eine linear unabhängige inhomogene Gleichung wie z. B. die Teilchenzahlerhaltung

$$\sum_{i=1}^N n_i = 1. \quad (2.46)$$

Die Ratenmatrix ist nun invertierbar, sodass sich für die Besetzungszahlen

$$\vec{n} = \vec{b} \cdot \mathbf{P}^{-1} \quad (2.47)$$

ergibt, mit dem Zeilenvektor \vec{b} der bis auf die letzte Stelle nur Nullen enthält:

$$\vec{b} = [0, \dots, 0, 1]. \quad (2.48)$$

Die Koppelung der Besetzungszahlen an das Strahlungsfeld erfolgt über die Ratenkoeffizienten, die sich aus einem Beitrag für die Übergänge durch Stöße C_{ij} , sowie einem Beitrag für die Strahlungsübergänge R_{ij} zusammensetzen:

$$P_{ij} = C_{ij} + R_{ij} \quad (2.49)$$

Zu berücksichtigen sind hierbei Linienübergänge sowie Ionisations- und Rekombinationsprozesse. In heißen Sternen sind nur die Stöße mit Elektronen wesentlich, sodass Stöße

zwischen Ionen an dieser Stelle vernachlässigt werden. Für die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen wird eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$w(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_A}{k_B T} \right)^{3/2} \cdot v^2 \cdot \exp \left(-\frac{m_A v^2}{2k_B T} \right), \quad (2.50)$$

angenommen. Die kinetische Energie der Elektronen lässt sich somit über einen einzigen Parameter, die Temperatur, beschreiben. Dominieren also die Stoßprozesse, so wird das System unabhängig vom Anfangszustand, immer das thermodynamische Gleichgewicht anstreben. Im thermodynamischen Gleichgewicht (hier gekennzeichnet durch das Sternchen) gilt detailliertes Gleichgewicht

$$n_l^* C_{lu} = n_u^* C_{ul} \quad (2.51)$$

für die Übergänge, d.h. ein durch Stöße verursachter Absorption- bzw. Emissionsprozess zwischen zwei Niveaus wird statistisch immer durch den entsprechenden Umkehrprozess zwischen den selben Niveaus ausgeglichen. Da die Kollisionsraten nur von atomaren Eigenschaften abhängen gilt das detaillierte Gleichgewicht auch unabhängig von der LTE-Annahme, daher führen dominierende Stoßprozesse immer ins LTE. Im Non-LTE sind die Strahlungsratenkoeffizienten nicht vernachlässigbar und müssen explizit berechnet werden. Im Falle der Photoionisation z. B. lautet der Ratenkoeffizient wie folgt:

$$R_{lu} = 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \sigma_{lu}(\nu) \frac{J_\nu}{h\nu} d\nu \quad (2.52)$$

mit $\sigma_{lu}(\nu)$ als dem Photoionisationswirkungsquerschnitt. Der Ratenkoeffizient für die Photorekombination ergibt sich aus der spontanen und induzierten Photorekombination zu:

$$R_{ul} = 4\pi \left(\frac{n_l}{n_u} \right)^* \int_{\nu_0}^{\infty} \sigma_{lu}(\nu) \frac{2h\nu^3}{c^2} + \frac{J_\nu}{h\nu} e^{-\frac{h\nu}{kT}} d\nu \quad (2.53)$$

Entsprechende Ratenkoeffizienten lassen sich auch für die Linienübergänge aufstellen:

$$R_{lu} = B_{lu} \bar{J}_L \quad (2.54)$$

$$R_{ul} = A_{ul} + B_{ul} \bar{J}_L \quad (2.55)$$

wobei B_{lu} , B_{ul} und A_{ul} die Einsteinkoeffizienten für die Absorption sowie die spontane und induzierte Emission sind. Das *Streuintegral* \bar{J}_L ist definiert als Frequenzintegral der winkelgemittelte Intensität gewichtet mit der Profildfunktion $\phi(\nu)$ über die Breite der Linie:

$$\bar{J}_L = \int_{Linie} J_\nu \phi(\nu) d\nu. \quad (2.56)$$

Kapitel 3

Modellierung von Non-LTE-Spektren mittels PoWR

Numerisch berechnete Spektren, auch synthetische Spektren genannt, sind die Grundlage moderner Spektralanalysen. Für die Erzeugung eines solchen synthetischen Sternspektrums sind rechenintensive Modellierungen der dem synthetischen Spektrum zugrunde liegenden Sternatmosphäre notwendig. Die hierfür benötigten Computerprogramme müssen die im Kapitel 2 beschriebenen physikalischen Prozesse berücksichtigen und sind je nach Umfang der angewendeten Näherungen mehr oder weniger umfangreich gestaltet. Durch Variation, der in diese Programme eingehenden Parameter, können verschiedenartige synthetische Spektren erzeugt werden, die wiederum mit beobachteten Spektren verglichen werden können und so Rückschlüsse auf die Sternparameter sowie die im Stern bzw. dessen Atmosphäre ablaufende Prozesse ermöglichen.

Die Gesamtheit der in dieser Arbeit für die Analyse verwendeten synthetischen Spektren, wurden von mir mit Hilfe des Potsdamer-Wolf-Rayet-Codes kurz PoWR (siehe z. B. Hamann & Gräfener (2004)), erstellt. Der PoWR-Code berechnet iterativ die Besetzungszahlen der atomaren Niveaus und das Strahlungsfeld in sphärischer Symmetrie und in mitbewegten Koordinaten für eine homogene Sternatmosphäre.

3.1 Beschleunigte Lambda-Iteration

Die Berechnung des Strahlungsfeldes ist im Grunde durch die Lösung der winkelabhängigen Strahlungstransportgleichung (2.35) möglich. Die Integration erfolgt mittels der sogenannten *Short Characteristic Methode*, die in Koesterke et al. (2002) beschrieben ist und die als entscheidenden Vorteil die Eigenschaft aufweist, negative Intensitäten aufgrund von numerischen Ungenauigkeiten zu vermeiden. Auf diese Weise können negative oder sogar singuläre Eddingtonfaktoren vermieden werden, was wiederum numerische Probleme und Instabilitäten vermeidet. Jedoch ist diese Berechnung, die auch als Ray-by-ray-Lösung bezeichnet wird, sehr aufwendig, da jedes mal $\approx 10^9$ Intensitäten (10^5 Frequenzpunkte, 10^2 Radian, 10^2 Winkel) berechnet werden müssen. Ausserdem bereitet die Thomsonstreuung an freien Elektronen bzw. deren Beitrag zur Emissivität und Opazität bei diesem Verfahren Probleme. Da der Beitrag der Thomsonstreuung zur Emissivität

$$\eta^e = \kappa^e \cdot J, \quad (3.1)$$

von der winkelmittelte Intensität J abhängt, sind alle Richtungen gekoppelt. Es müssen also prinzipiell entweder alle Richtungen auf einmal berücksichtigt werden, was jedoch die Rechnung deutlich verlangsamen würde, oder es wird iterativ jeweils der Wert aus der vorangegangenen Iteration für die winkelmittelte Intensität benutzt, sodass nur eine

Startnäherung nötig ist. Von diesen beiden Varianten wurde die Letztere im PoWR-Code verwirklicht. Durch Separation der Beiträge für die Thomsonstreuung κ^e und η^e von der „wahren“ Opazität κ_ν^{tr} und der „wahren“ Emissivität η_ν^{tr} erhält man:

$$\kappa_\nu = \kappa_\nu^{tr} + \kappa^e \quad (3.2)$$

$$\eta_\nu = \eta_\nu^{tr} + \kappa^e \cdot J. \quad (3.3)$$

Setzt man diese beiden Gleichungen in das 0. Moment der Strahlungstransportgleichung (2.36) ein, heben sich die Beiträge der Thomsonstreuung auf, sodass

$$-\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 H_\nu)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left(\frac{dV(r)}{dr} - \frac{V(r)}{r} \right) \frac{\partial(r^2 K_\nu)}{\partial x} + \frac{V(r)}{r^3} \frac{\partial(r^2 J_\nu)}{\partial x} = \kappa_\nu^{tr} (J_\nu - S_\nu^{tr}) \quad (3.4)$$

gilt. Aus diesem Grunde und da die Momentengleichungen nur bereits richtungsgemittelte Größen enthalten, sind sie bei bekannten Eddingtonfaktoren deutlich effizienter zu lösen. Da die Eddingtonfaktoren sich nur langsam ändern, kann das Strahlungsfeld für mehrere Iterationen mit denselben Eddingtonfaktoren über die Momentengleichungen ressourcensparend berechnet werden (Mihalas 1978). Anschließend müssen die Eddingtonfaktoren durch das Lösen der winkelabhängigen Strahlungstransportgleichung (2.35) und die Berechnung der Momente der spezifischen Intensität (2.7) erneut berechnet werden.

Bei bekannten Besetzungszahlen kann daher die Quellfunktion und aus dieser dann wiederum die formale Lösung des Strahlungsfeldes J_ν^{fs} berechnet werden. Darstellen lässt sich dies symbolisch über einen linearen Operator Λ :

$$J_\nu^{\text{fs}} = \Lambda S(n) \quad (3.5)$$

Die neuen Besetzungszahlen errechnen sich wiederum mittels der formale Lösung des Strahlungsfeldes aus den statistischen Gleichungen (2.47), die in der Frequenz gekoppelt sind. Es ergibt sich somit ein vollständig in Raum und Frequenz gekoppeltes Integrodifferentialgleichungssystem. Die wechselseitige Lösung von Gleichung (3.5) und Gleichung (2.47) bezeichnet man als Lambda-Iteration. Für optisch dicke Übergänge ergibt sich allerdings das Problem, dass Informationen über mögliche Korrekturen von einem Punkt aufgrund der hohen optischen Tiefe von $\tau \gg 1$ nur um eine optische Weglänge pro Iteration verbreiten können. Dies wiederum hat zur Folge, dass die Lambda-Iteration in optisch dicken Situationen nur schlecht oder gar nicht konvergiert.

Aus diesem Grunde führt man den approximierten Lambda Operator Λ_* ein (Hamann 1985, 1986), sodass Gleichung (3.5) auch wie folgt geschrieben kann:

$$J_\nu = (\Lambda - \Lambda_*) S_\nu(n) + \Lambda_* S_\nu(n). \quad (3.6)$$

Hieraus lässt sich folgende Iterationsvorschrift ableiten

$$J_\nu^{\text{new}} = (\Lambda - \Lambda_*) S_\nu^{\text{old}} + \Lambda_* S_\nu^{\text{new}} \quad (3.7)$$

mit $S_\nu^{\text{old}} = S_\nu(n^{\text{old}})$ der Quellfunktion in Abhängigkeit von den alten, in der vorherigen Iteration berechneten Besetzungszahlen und S_ν^{new} der Quellfunktion in Abhängigkeit von den neuen noch unbekanntem Besetzungszahlen.

Die Anforderungen an den approximierten Lambda Operator sind daher einerseits, dass dieser leicht invertierbar sein muss, damit S_ν^{new} mit möglichst geringem Aufwand zu berechnen ist. Andererseits sollte Λ_* eine gute Approximation des exakten Lambda Operators in optisch dicken Situationen sein, damit in diesen Fällen $(\Lambda - \Lambda_*)$ möglichst nichts beiträgt, was wiederum nötig ist um Konvergenzprobleme wie bei der normalen Lambda-Iteration zu vermeiden. Mittels Gleichung (3.5) errechnet sich die formale Lösung des Strahlungsfeldes aus der alten Quellfunktion, sodass sich Gleichung (3.7) in der Form

$$J_\nu^{\text{new}} = J_\nu^{\text{fs}} + \Lambda_*(S_\nu^{\text{new}} - S_\nu^{\text{old}}) \quad (3.8)$$

schreiben lässt.

Von Nachteil bei diesem, als beschleunigte oder auch approximierte Lambda-Iteration bezeichneten Iterationsverfahren ist, dass die Ratengleichungen (2.47) jetzt nicht-linear in den Besetzungszahlen sind. Da die neuen Besetzungszahlen mittels des approximierten Strahlungsfeldes J_ν^{new} berechnet werden, dieses Strahlungsfeld seinerseits aber wieder von den neuen Besetzungszahlen abhängt, ist für Gleichung (2.47) nun

$$\vec{n}^{\text{new}} \cdot \mathbf{P}(\vec{n}^{\text{new}}, \vec{n}^{\text{old}}, J^{\text{fs}}) = \vec{b} \quad (3.9)$$

zu schreiben.

Die Lösung dieser Gleichung wird numerisch mittels des Newton-Raphson-Verfahren bzw. über das Broyden-Verfahrens ermittelt. Beide Verfahren beruhen auf der Approximation der Nullstelle einer stetig differenzierbaren Funktion $f(x)$. Beim Newton-Raphson-Verfahren wird die Funktion in einem Punkt x_k in der Nähe der Nullstelle durch ihre Tangente angenähert. Die Nullstelle der Tangente bei x_{k+1} , die sich einfach berechnen lässt, wird wiederum als Näherung der Nullstelle der Funktion $f(x)$ verwendet, sodass sich folgendes Iterationsschema ergibt:

$$x_{k+1} = x_k - \frac{f(x_k)}{f'(x_k)} \quad (3.10)$$

mit $f'(x_k)$ dem Anstieg der Funktion $f(x_k)$ im Punkt x_k . Im Falle von $x_k \equiv \vec{n}_k$ ist $f'(\vec{n})$ die Jacobimatrix. Mit

$$f(\vec{n}_k) = \vec{n}_k \cdot \mathbf{P}(\vec{n}_k) - \vec{b} = 0 \quad (3.11)$$

resultiert daraus folgendes Iterationsschema für die Besetzungszahlen

$$\vec{n}_{k+1} = \vec{n}_k - (\vec{n}_k \cdot \mathbf{P}(\vec{n}_k) - \vec{b}) \cdot M^{-1} \quad (3.12)$$

wobei M die entsprechende Jacobimatrix mit

$$M_{i,j} = \frac{\partial}{\partial n_i} \left(\sum_{m=1} n_m P_{m,j} \right) \quad (3.13)$$

ist. Diese Iteration muss für jeden einzelnen Tiefenpunkt explizit vorgenommen werden. Bei jedem Iterationsschritt ist es notwendig, die Jacobimatrix erneut zu berechnen und zu invertieren. Jedoch ist dies sehr aufwendig, und zudem steigt der Fehler bei der numerischen Inversion mit der Zahl der verwendeten Energieniveaus stark an. Aus diesem

Grund wird nach Möglichkeit das Broydenverfahren verwendet. Der Vorteil beim Broydenverfahren liegt darin, dass die Jacobimatrix nur am Anfang ein jeder Iteration berechnet und invertiert werden muss. Anschließend wird diese invertierte Matrix über eine Updateformel bei jedem Iterationsschritt aktualisiert, wobei Operationen zwischen vollständigen Matrizen vermieden werden, sodass der Rechenaufwand deutlich geringer, als beim Newton-Raphson-Verfahren ist. Für genaue Ausführungen zu diesen Verfahren und deren Umsetzung siehe Koesterke et al. (1992).

Sind die neuen Besetzungszahlen erfolgreich ermittelt worden, folgt anschließend erneut die formale Lösung des Strahlungstransportes, im Falle nicht zu alter Eddingtonfaktoren über die Momentengleichungen oder aber über die winkelabhängigen Transportgleichung, falls eine erneute Berechnung der Eddingtonfaktoren nötig sein sollte.

3.2 Temperaturschichtung

Die Temperaturschichtung innerhalb der Sternatmosphäre resultiert aus der Forderung der Energieerhaltung. Unter der Voraussetzung, dass innerhalb der Atmosphäre einerseits keine Energie z. B. über nukleare Zerfallsprozesse wie in Supernova-Atmosphären, freigesetzt wird und andererseits der Energietransport überwiegend über Strahlung erfolgt, lässt sich dies mittels des Strahlungsgleichgewichtes beschreiben. Gilt das Strahlungsgleichgewicht, so wird pro Volumenelement und Zeiteinheit eben soviel Strahlungsenergie durch Emission ($\propto \eta_\nu$) abgegeben, wie durch Absorption ($\propto \kappa_\nu J_\nu$) aufgenommen wird, sodass über alle Frequenzen integriert

$$\int_0^\infty \kappa_\nu (S_\nu - J_\nu) d\nu = 0 \quad (3.14)$$

gilt. Im Allgemeinen wird eine gegebene Quellfunktion S_ν und ein gegebenes Strahlungsfeld J_ν das Strahlungsgleichgewicht nicht erfüllen und es ist stattdessen

$$\int_0^\infty \kappa_\nu (S_\nu - J_\nu) d\nu = \Delta E \quad (3.15)$$

zu schreiben. In einer grauen Sternatmosphäre ($\kappa_\nu = \kappa$) lässt sich das Frequenzintegral einfach ausführen:

$$\kappa (S - J) = \Delta E \quad (3.16)$$

wobei S die über alle Frequenzen integrierte Quellfunktion und J das über alle Frequenzen integrierte Strahlungsfeld ist. Die Korrektur für die Temperatur ΔT ergibt sich nun aus der Suche nach einem Korrekturterm ΔS für die Quellfunktion, sodass die Forderung nach dem Strahlungsgleichgewicht erfüllt und somit die rechte Seite der Gleichung (3.16) gleich null ist. Im planparallelen und statischen Fall erhält man für das 0. und das 1. Momente der Strahlungstransportgleichung:

$$-\frac{dH_\nu}{dt} = \kappa_\nu (S_\nu - J_\nu) \quad (3.17)$$

$$\frac{dK_\nu}{dt} = \kappa_\nu H_\nu. \quad (3.18)$$

Integriert über alle Frequenzen ergibt sich für diese Momentengleichungen

$$-\frac{dH}{dt} = \kappa(S - J) \quad (3.19)$$

$$\frac{dK}{dt} = \kappa H \quad (3.20)$$

wobei Variablen ohne tiefgestelltes ν ebenfalls über alle Frequenzen integriert wurden. Durch Integration des 1. Momentes über die optische Tiefe $d\tau = \kappa dt$ folgt

$$K(\tau) = \int_{\tau'=0}^{\tau} H(\tau') d\tau' + K(\tau = 0). \quad (3.21)$$

Mittels der Eddingtonfaktoren $f(\tau) = \frac{K(\tau)}{J(\tau)}$ und $h(\tau) = \frac{H(\tau)}{J(\tau)}$ kann schließlich das Strahlungsfeld $J(\tau)$ ermittelt werden

$$J(\tau) = \frac{1}{f(\tau)} \int_{\tau'=0}^{\tau} H(\tau') d\tau' + \frac{H(0)}{h(0)}. \quad (3.22)$$

Auf diesem Wege ergibt sich mit Gleichung (3.16)

$$\frac{\Delta E(\tau)}{\kappa(\tau)} = S(\tau) - \frac{1}{f(\tau)} \int_{\tau'=0}^{\tau} H(\tau') d\tau' + \frac{H(0)}{h(0)}. \quad (3.23)$$

Addiert man zur Quellfunktion $S(\tau)$ den Korrekturterm ΔS zu dem Zwecke, das Strahlungsgleichgewicht sicherzustellen, ergibt sich hingegen

$$0 = S(\tau) + \Delta S(\tau) - \frac{1}{f(\tau)} \int_{\tau'=0}^{\tau} H_0 d\tau' + \frac{H_0}{h(0)} \quad (3.24)$$

wobei $H(\tau) \equiv H_0$ gilt, da im statischen Fall das Strahlungsgleichgewicht äquivalent zur Flußkonstanz ist. Ein Vergleich der letzten beiden Gleichungen liefert die gesuchte Korrektur

$$\Delta S(\tau) = -\frac{\Delta E(\tau)}{\kappa(\tau)} + \frac{1}{f(\tau)} \int_{\tau'=0}^{\tau} (H_0 - H(\tau')) d\tau' + \frac{H_0 - H(0)}{h(0)} \quad (3.25)$$

der Quellfunktion. Unter der Annahme, dass ΔS genauso von der Temperatur abhängt, wie $\Delta B = \frac{\partial B}{\partial T} \Delta T$ wobei B die über alle Frequenzen integrierte Planckfunktion ist bzw. das Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$B(T) := \int_0^{\infty} B_{\nu}(T) d\nu = \frac{\sigma_{SB}}{\pi} \cdot T^4 \quad (3.26)$$

ist, ergibt sich für die Temperaturkorrektur

$$\Delta T(\tau) = \frac{\pi}{4\sigma_{SB}T^3} \Delta S(\tau). \quad (3.27)$$

Die Verallgemeinerung auf sphärisch symmetrisch Non-LTE Atmosphären sowie die Anwendung der beschleunigten Lambda-Iteration auf dieses Problem sind detailliert in Hamann & Gräfener (2003) beschrieben. Die Berechnung der Temperaturkorrektur und somit die Aktualisierung der Temperaturschichtung erfolgt in dem im Abschnitt 3.1 beschriebenen Iterationszyklus jeweils zwischen der Berechnung des Strahlungstransportes und der Berechnung der neuen Besetzungszahlen. Prinzipiell kann die Temperaturkorrektur auch als zusätzliche Gleichung in das System der Ratengleichungen eingefügt werden, jedoch hat sich dies als nicht vorteilhaft erwiesen.

3.3 Atomdaten und Modellatome

Für die Erstellung adäquater Modellspektren sind gute und umfangreiche Atomdaten von nicht zu unterschätzender Bedeutung. Zu diesem Zwecke stehen innerhalb PoWRs für die häufigsten Elemente komplexe Modellatome mit einer zumeist zweistelliger Zahl an Energieniveaus zur Verfügung. Aufgrund der mit der Anzahl der berücksichtigten Energieniveaus steigenden numerischen Ungenauigkeit bei der Inversion der Jacobimatrix im Zuge der Berechnung der Besetzungszahlen (siehe Abschnitt 3.1) ist die Zahl der berücksichtigbaren Energieniveaus auf einige Hundert begrenzt. Auch aus diesem Grunde wird bei der Modellierung der Sternatmosphäre auf die Feinstrukturaufspaltung der Energieniveaus verzichtet. Bei der finalen Berechnung, des emergenten Spektrum im Bezugssystem des Beobachters, wird die Feinstrukturaufspaltung hingegen beachtet, wobei die Aufspaltung über die Boltzmannformel (3.28) und daher in LTE-Approximation erfolgt.

In den für diese Arbeit erstellten Modellspektren sind die Elemente Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Silizium und die Elemente der Eisengruppe (Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni) berücksichtigt. Eine Aufschlüsselung mit der genauen Anzahl der verwendeten Energieniveaus je Ion kann der Tabelle 3.1 entnommen werden. Dabei ist zu beachten, dass für unterschiedliche Temperaturbereiche Modelle mit unterschiedlichen Konfigurationen in den Atomdaten erstellt wurden, um den sich ändernden Ionisationsverhältnissen Rechnung zu tragen.

Die Eisengruppenelemente nehmen eine Sonderrolle ein, da aufgrund ihrer sehr komplexen Elektronenkonfiguration mit 10^5 Energieniveaus bis zu 10^7 Übergänge zu berücksichtigen sind. Eine zu den Energieniveaus der anderen Elementen äquivalente Handhabung kann für eine derart hohe Zahl an Energieniveaus, aus den oben angeführten Gründen, nicht bewerkstelligt werden. Die Eisengruppenelemente können aber auch nicht vernachlässigt werden, da viele der Linien im ultravioletten Spektralbereich zu finden sind und dort sehr dicht beieinander liegen. Dieses als *Line Blanketing* bezeichnete Phänomen kann den Fluss im Ultravioletten effektiv blocken und hat somit indirekt auch Einfluss auf die Besetzungszahlen anderer Elemente. Um numerische Probleme bei der Behandlung der Eisengruppenelemente, trotz der hohen Anzahl an Energieniveaus zu vermeiden, werden viele energetisch dicht beieinander liegende Niveaus zu sogenannten *Superlevels* zusammengefasst und in einem künstlichen Modellatom G vereinigt. Die Superlevel werden als Non-LTE-Niveaus betrachtet. Für die in einem Superlevel zusammengefassten Niveaus wird hingegen LTE angenommen, sodass die relativen Besetzungszahlen sich aus der Boltzmannformel (3.28) ergeben. Im Strahlungstransport muss für die Übergänge zwischen den Superlevels, die auch als Superlinien bezeichnet werden, die Linienopazität aller im Superlevel enthaltenen Niveaus berücksichtigt werden, was in einer sehr komplexen Gesamt-Linienopazität resultiert. Für genauere Ausführungen sei an dieser Stelle auf Gräfener et al. (2002) verwiesen.

Tabelle 3.1 – Übersicht über die Energieniveaus der verwendeten Modellionen. Aufgrund der begrenzten maximalen Anzahl an Energieniveaus, wurden Modelle in zwei unterschiedlichen Temperaturbereichen mit entsprechend angepassten Konfigurationen der Energieniveaus erstellt.

Element	Ionisationsstufe	Zahl der Energieniveaus	
		10-38 kK	39-60 kK
H	I	10	10
	II	1	1
He	I	19	19
	II	16	16
	III	1	1
N	I	1	0
	II	28	1
	III	36	36
	IV	38	38
	V	2	17
	VI	0	1
C	I	1	0
	II	22	3
	III	40	40
	IV	21	21
	V	1	5
O	I	1	0
	II	26	3
	III	33	33
	IV	25	25
	V	2	36
	VI	0	15
	VII	0	1
Si	III	24	24
	VI	7	7
	V	1	1
G (Superlevel)	I	1	0
	II	2	1
	III	8	8
	IV	11	11
	V	1	13
	VI	0	17
	VII	0	11
	VII	0	1

3.4 Dielektrische Rekombination

Unter Rekombination versteht man allgemein das Einfangen eines freien Elektrons durch ein positiv geladenes Ion. Die dabei frei werdende Energie kann simultan über einen Stoß mit einem weiteren Elektron abgegeben oder in Form eines Photons abgestrahlt werden, was als Stoß- bzw. Strahlungsrekombination bezeichnet wird. Die überschüssige Energie kann aber ebenso ein gebundenes Elektron in einen angeregten Zustand überführen. Dieses angeregte Elektron bildet zusammen mit dem eingefangenen Elektron einen doppelt angeregten Zustand, ein sogenanntes Autoionisationsniveau. Die Energie dieser Autoionisationsniveaus kann sowohl unterhalb als auch oberhalb der Ionisationsgrenze liegen. Daraus ergeben sich zwei mögliche Prozesse, im Allgemeinen wird aufgrund der hohen Autoionisationswahrscheinlichkeit dieser Zustände *Autoionisation* stattfinden, bei der eines der Elektronen emittiert wird und ein angeregtes Ion zurückbleibt. Die zweite Möglichkeit sind *stabilisierende Übergänge*, bei denen eines der angeregten Elektronen unter Emission eines Photons in einen energetisch niedrigeren Zustand übergeht. Dies bezeichnet man als *Dielektrische Rekombination*. Durch Anregung eines gebundenen Elektrons in ein Autoionisationsniveau und anschließender Autoionisation, ist ebenso der inverse Prozess möglich. Aufgrund der diskreten Energie der Autoionisationsniveaus handelt es sich bei der Dielektrischen Rekombination um einen resonanten Prozess, was sich in schmalen Spitzen in dem Photoionisationswirkungsquerschnitt des jeweiligen Niveaus äußert.

Numerisch lässt sich die Dielektrische Rekombination mittels zweier unterschiedlicher Verfahrensweisen umsetzen. Bei der ersten Methode, der impliziten Methode, ist der Beitrag der Dielektrische Rekombination bereits in dem Photoionisationswirkungsquerschnitt und somit in den Rekombinationsraten enthalten. Der Vorteil dieser Methode ist, dass sowohl die Oszillatorstärken bzw. die Einsteinkoeffizienten der stabilisierenden Übergänge als auch die einzelnen autoionisierenden Übergänge nicht explizit betrachtet werden müssen. Der Nachteil besteht darin, dass die schmalen Resonanzen des Wirkungsquerschnittes teilweise nur schlecht aufgelöst sind und deshalb starke Resonanzen unter Umständen fehlerhafte Übergangsraten und falsche Zielniveaus zur Folge haben.

Die zweite und in PoWR umgesetzte Methode ist die explizite Verfahrensweise. Bei dieser wird ein resonanzfreier Photoionisationswirkungsquerschnitt kombiniert mit stabilisierenden Übergängen, die direkt in das System der Ratengleichungen eingefügt werden. Für die Autoionisationsniveaus wird dabei angenommen, dass sie sich im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht mit den Grundniveau des rekombinierenden Ions befinden, sodass die Besetzungszahlen nach der Boltzmannformel

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{kT}\right) \quad (3.28)$$

berechnet werden können. Die Annahme des LTE ist gerechtfertigt, da die Autoionisationsniveaus und das Grundniveau des rekombinierenden Ions energetisch so nahe liegen, dass Stoßprozesse sehr häufig sind. Die Vorteile dieser Verfahrens sind, dass einerseits die Nachteile des impliziten Verfahrens vermieden werden und andererseits die betrachteten Resonanzen bei der richtigen Wellenlänge eingefügt werden können. Jedoch müssen dafür alle notwendigen Parameter wie z. B. die Oszillatorstärke und die Übergangsfrequenz bekannt sein. Die Profildfunktion der betreffenden Übergänge sind aber in der Regel nicht bekannt. Aufgrund der sehr geringen Lebensdauer der Autoionisationsniveaus, welche auf die hohe Autoionisationswahrscheinlichkeit zurückzuführen ist, ergibt sich nach der

Energie-Zeit-Unschärfe eine große Energieunschärfe der Niveaus. Dies hat wiederum sehr breite Linien zur Folge, sodass anstatt des Streuintegrals \bar{J}_L , für dessen Berechnung die Profilkfunktion bekannt sein muss, in den Ratengleichungen die richtungsgemittelte Kontinuumsintensität $J_C(\nu)$ an der jeweiligen Linienfrequenz verwendet werden kann. Allerdings weist auch diese Methode Nachteile auf, einerseits sind die für dieses Verfahren benötigten Parameter nur eingeschränkt verfügbar oder nicht mit der nötigen Genauigkeit bekannt, andererseits bergen auch die verwendeten Approximationen gewisse Unsicherheiten in Bezug auf die Übergangsraten der Dielektrischen Rekombination.

3.5 Modellparameter

Die PoWR-Modellatmosphären sind vollständig festgelegt durch Angabe von Parametern in drei Bereichen:

Parameter des stellaren Kerns: stellarer Radius R_* , stellare Temperatur T_* , Leuchtkraft L_* und Oberflächenbeschleunigung g

chemische Zusammensetzung: Massenanteil X_i der Elemente i

Windparameter: Massenverlustrate \dot{M} , Windendgeschwindigkeit v_∞ , Clumpingfaktor D und der β -Parameter (Verlauf des Geschwindigkeitsfeldes)

Der Sternradius R_* bildet wie im Abschnitt 2.1.2 beschrieben den inneren Rand der Sternatmosphäre. Dieser innere Rand wird mittels der Rosseland optischen Tiefe

$$d\tau_{\text{ross}} = \kappa_{\text{ross}}(r) dr \quad (3.29)$$

definiert, wobei üblicherweise $\tau_{\text{ross}} \geq 20$ vorgegeben wird um sicherzustellen, dass am inneren Rand der Sternatmosphäre die Diffusionsnäherung angewendet werden kann. Über den Geschwindigkeitsverlauf (3.35) respektive die Dichteschichtung (3.37) kann gewährleistet werden, dass dieser Wert bei der Integration der Rosseland-Opazität κ_{ross} vom äußeren Rand bei $r = r_{\text{max}}$ bis zum inneren Rand bei $r = 1$

$$\tau_{\text{ross}} = \int_{r_{\text{max}}}^{r=1} \kappa_{\text{ross}}(r) dr \quad (3.30)$$

für eine gegebene Parameterkonfiguration erreicht wird. Der reziproke Wert der Rosseland-Opazität ist hierbei als ein gewichtetes Mittel von $\frac{1}{\kappa_\nu}$ mit der Gewichtsfunktion $\frac{\partial B_\nu}{\partial T}$ definiert:

$$\frac{1}{\kappa_{\text{ross}}} := \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu}{\frac{4\sigma_{SB} T^3}{\pi}} \quad (3.31)$$

wobei σ_{SB} die Stefan-Boltzmann-Konstante und

$$B_\nu(\nu, T) := \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (3.32)$$

die Planckfunktion ist. Da am Start der Modellberechnung nur die Kontinuumsopazitäten für LTE-Besetzungszahlen sowie nur die Temperaturschichtung einer grauen Atmosphäre (frequenzunabhängige Opazität und Emissivität) berechnet werden, ist der Wert τ_{ROSS} , der die innere Grenze der Sternatmosphäre bestimmt, als graue LTE Rosseland optische Tiefe im Kontinuum zu verstehen. Die Non-LTE Rosseland optische Tiefe, die alle Linienopazitäten berücksichtigt, wird erst am Ende der Modelliteration ausgegeben und kann durchaus von dem am Start ermittelten Wert abweichen. Der äußere Rand r_{max} aller in dieser Arbeit verwendeten Modelle wurde bei 100 Sonnenradien angesetzt. Dies ist gerechtfertigt, da es sich bei den Spektren der beobachteten OB-Sterne vor allem um photosphärische Spektren handelt und aus diesem Grunde bei den vermuteten dünnen Winden dieser Sterne kein nennenswerter Beitrag zu den Spektren aus noch größeren Entfernungen von Zentrum des Sterns zu erwarten war.

Die stellare Temperatur T_* bezieht sich auf den Sternradius R_* und ist somit ebenfalls für die selbe optische Tiefe definiert. Aus der effektiven Temperatur und dem Sternradius folgt mittels

$$L_* = 4\pi \cdot \sigma \cdot R_*^2 \cdot T_*^4 \quad (3.33)$$

die Leuchtkraft L_* . Es ist folglich nur die Angabe zweier dieser drei Parameter nötig, der jeweils Fehlende kann anhand der Gleichung (3.33) berechnet werden.

Der Wind und somit der Massenverlust massereicher Sterne wird im Wesentlichen durch den Strahlungsdruck getrieben. Die Beschleunigung des Windes durch den Strahlungsdruck resultiert aus dem Impulsübertrag der Photonen im ultravioletten Spektralbereich auf die Ionen bei der Absorption und Reemission in den Resonanzlinien. Ein Netto-Impulsübertrag auf das Gas ist zu verzeichnen, da die Absorption aufgrund des auswärts gerichteten Flusses eine Vorzugsrichtung kennt, die Reemission allerdings für alle Raumrichtungen gleich wahrscheinlich und somit isotrop ist. Die Massenverlustrate \dot{M} ist der Verlust an Masse pro Zeiteinheit und wird in der Regel in Sonnenmassen pro Jahr M_\odot/a angegeben. Typische Massenverlustraten für O-Sterne liegen im Bereich von $10^{-7}M_\odot/\text{a}$ bis $10^{-6}M_\odot/\text{a}$ und betragen daher nur ungefähr ein Hundertstel bis ein Zehntel der typischen Massenverlustraten der Wolf-Rayet-Sterne, von rund $10^{-5}M_\odot/\text{a}$, bei gleicher Leuchtkraft. Die typischen Massenverlustraten der B-Sterne liegen noch mal deutlich unter denen der O-Sterne, bei $10^{-11}M_\odot/\text{a}$ bis $10^{-8}M_\odot/\text{a}$ jedoch noch weit über der Massenverlustrate der Sonne von rund $10^{-14}M_\odot/\text{a}$.

Das Geschwindigkeitsfeld besteht aus zwei Teilen. Unterhalb des Schallpunktes im photosphärischen Teil der Sternatmosphäre wird eine hydrostatische Dichteschichtung $\varrho(r)$ und ein entsprechendes Geschwindigkeitsfeld $v(r)$ angenommen. Das Geschwindigkeitsfeld ergibt sich aus der Hydrostatischen Grundgleichung

$$\nabla p = \varrho \cdot g \quad (3.34)$$

unter den Annahmen, dass die Temperatur und die mittlere Teilchenmasse \bar{m} über die Ausdehnung der Photosphäre konstant sind zu

$$v(r) = v_{\text{min}} \cdot e^{\frac{r-1}{H}} \quad (3.35)$$

mit v_{min} der Geschwindigkeit am inneren Rand ($r = 1$) der Sternatmosphäre und H der Skalenhöhe.

Für diese wiederum gilt

$$H = \frac{kT_*}{\bar{m}g_{\text{eff}}R_*} \quad (3.36)$$

wobei g_{eff} die um den Strahlungsdruck korrigierte Oberflächenbeschleunigung (Gleichung (4.19)) ist. Auf diesem Wege ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung

$$\varrho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v(r)} \quad (3.37)$$

auch die Dichteschichtung. Durch Variation der Oberflächenbeschleunigung kann somit die Dichteschichtung innerhalb der nahezu statischen Photosphäre beeinflusst werden. Die Dichteschichtung wiederum ist maßgeblich für die Druckverbreiterung der photosphärischen Spektrallinien, sodass aus der spektroskopischen Analyse der Spektren die Oberflächenbeschleunigung gewonnen werden kann, welche andererseits die Bestimmung der spektroskopischen Masse ermöglicht (siehe Abschnitt 4.5).

An die Photosphäre schließt sich der Wind an, in dem das Geschwindigkeitsfeld über das sogenannte *Beta-Law*

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{1}{r}\right)^\beta \quad (3.38)$$

vorgegeben wird. Die Geschwindigkeit v_∞ ist die Windendgeschwindigkeit, die der Sternwind an der äußeren Grenze der Sternatmosphäre erreicht. Der namensgebene Parameter β ist ein freier Parameter, der maßgeblich den Verlauf des Geschwindigkeitsfeldes beeinflusst, wobei ein hoher Wert einer kleinen Beschleunigung entspricht. Alle in dieser Arbeit verwendeten Modellspektren sind aufgrund der größtenteils photosphärischen Spektren und den daher nur schwach oder gar nicht ausgeprägten Windlinien, mit deren Hilfe der β Parameter hätte ermittelt werden können, mit dem kanonischen Wert $\beta = 1$ berechnet worden.

Inhomogenitäten im Sternwind, die klein im Vergleich zur freien Weglänge der Photonen sind können mittels des Prinzips des *Microclumping* beschrieben werden. Dabei wird angenommen, dass die Materie im Wind nicht homogen verteilt, sondern in Klumpen konzentriert ist. Während der Raum zwischen den Klumpen als leer angesehen wird. Dies lässt sich über den Füllfaktor f_V beschreiben, dessen reziproker Wert

$$D := \frac{1}{f_V} \quad (3.39)$$

als Clumpingfaktor bezeichnet wird. Der Clumpingfaktor beschreibt den Dichtekontrast zwischen den Klumpen und der mittleren Dichte, sodass ein Clumpingfaktor von $D = 1$ ein homogenes Modell definiert, wohingegen bei z. B. $D = 5$ die Dichte in den Klumpen fünf mal höher ist als im Durchschnitt und daher nur 20% des Volumens mit Materie gefüllt ist. Dies hat über die Thomson-Streuung vor allem Einfluss auf die Elektronen-Streufügel der Emissionslinien im Wind. Aufgrund der schwach ausgeprägten bzw. nicht vorhandenen Windfeatures in den analysierten Spektren war es nicht möglich den Clumpingfaktor zu bestimmen, sodass es sich bei allen in dieser Arbeit verwendeten Modellen um homogene Modelle handelt.

Die Häufigkeit der einzelnen Elemente kann in Massenbruchteilen, d.h. also relativ zur Gesamtmasse, angegeben werden. Die in dieser Arbeit verwendeten SMC-Häufigkeiten sind Evans et al. (2008) entnommen worden und beruhen auf B-Stern-Analysen. In der Tabelle 3.2 sind diese Häufigkeiten zusammengefasst. Für einige Sterne war es notwendig, diese Werte individuell anzupassen, um ein zufriedenstellendes Ergebnis zu erreichen, darauf wird an gegebener Stelle noch einmal genauer eingegangen.

Tabelle 3.2 – Verwendete SMC Zusammensetzung nach Evans et al. (2008)

Element	relative Teilchenzahl $12 + \log[X/H]$	Massenbruchteil
H	12.0	0.7374
C	7.37	$2.07 \cdot 10^{-4}$
N	6.5	$3.26 \cdot 10^{-5}$
O	7.98	$1.13 \cdot 10^{-3}$
Si	6.79	$1.28 \cdot 10^{-4}$
Fe	6.93	$3.52 \cdot 10^{-4}$
He	10.95	Rest

3.6 Programmablauf

Wie eingangs erwähnt, ist die Berechnung eines emergenten Modellspektrums im Bezugssystem des Beobachters das Ziel der Simulationen. Der zu diesem Zwecke verwendete PoWR-Code besteht aus verschiedenen FORTAN-Programmen, in denen die in den vorigen Kapitel beschriebenen physikalischen Gesetzmäßigkeiten bzw. die Techniken für deren Umsetzung realisiert sind. Gesteuert wird der Programmablauf über Shell-Skripte.

Für die Berechnung des emergenten Spektrums müssen die Besetzungszahlen der Elemente in der Sternatmosphäre bekannt sein, sodass zuerst die Modellatmosphäre simuliert werden muss. Der Start eines neuen Modells beginnt mit dem Einlesen der im Abschnitt 3.5 beschriebenen Parameter. Anschließend wird die Startnäherung erstellt im Zuge dessen werden sowohl das Tiefengitter, das Frequenzgitter, das Geschwindigkeitsfeld, die Dichteschichtung als auch die erste Näherung der Temperaturschichtung aufgesetzt. Daraufhin werden zum ersten Mal die Besetzungszahlen ermittelt. Die Startnäherung kann unter anderem auch auf einem bereits existierenden Modell beruhen, wobei wahlweise die Temperaturschichtung, die Besetzungszahlen oder beide vom alten Modell übernommen und auf das neue Gitter interpoliert werden.

Im weiteren Verlauf erfolgt die Iteration nach dem im Abschnitt 3.1 und 3.2 beschriebenen Zyklus. Zusammengefasst folgt auf die Lösung des Strahlungstransportes über die Momentengleichungen eine erneute Berechnung der Temperaturschichtung sowie der Non-LTE-Besetzungszahlen, mit diesen wiederum erfolgt abermals die Lösung des Strahlungstransportes. Die sich nur langsam ändernden Eddingtonfaktoren müssen in der Regel alle fünf Iterationen erneut berechnet werden, sodass dann die Lösung der winkelgemittelten Strahlungstransportgleichung nötig ist. Daraufhin können die Eddingtonfaktoren über

die Momente des Strahlungsfeldes erneut berechnet werden (2.1.3). In der nachfolgenden Iteration erfolgt die Berechnung des Strahlungstransportes wieder zeitsparend über die Momentengleichung.

Unterschreiten die Korrekturen für die Besetzungszahlen einen vorgegeben Wert ϵ , so ist die Konvergenzbedingung erfüllt und es schließt sich schlussendlich die Berechnung des emergenten Spektrums im Bezugssystem des Beobachters an.

Kapitel 4

Spektralanalyse

Die zehn analysierten OB-Sterne (siehe Tabelle 4.2) sind Teil des offenen Sternhaufens NGC 602, wobei unter dieser Bezeichnung die vier einzelnen Sternhaufen NGC 602a, NGC 602b, NGC 602c sowie der sogenannte „Cluster A“ zusammengefasst werden. Der Sternhaufen NGC 602a ist eingebettet in die H II-Region N 90 und bildet den größten und massereichsten Teil dieser Assoziation. Der Sternhaufen NGC 602b sowie der „Cluster A“ sind deutlich kleiner und kompakter und befinden sich unmittelbarer Nachbarschaft von NGC 602a (siehe Abbildung 4.1).

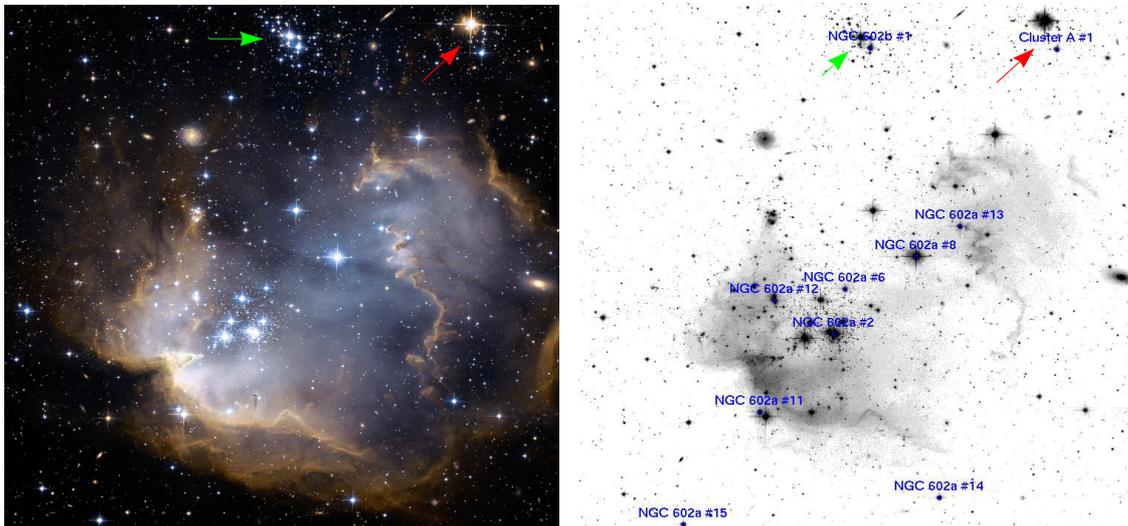


Abbildung 4.1 – Der offene Sternhaufen NGC 602a und die H II-Region N 90 sowie der „Cluster A“ (roter Pfeil) und NGC 602b (grüner Pfeil). Linke Abbildung¹: Ein vom Hubble Heritage Projekt aus Einzelaufnahmen in unterschiedlichen Filtern erstelltes Bild. Rechte Abbildung: HST-F814W-Aufnahme, auf der die untersuchten Sterne markiert und mit der von Hutchings et al. (1991) übernommenen bzw. fortgesetzten Nummerierung identifiziert sind.

Je einer der untersuchten Sterne kann dem „Cluster A“ sowie NGC 602b zugeordnet werden, die übrigen acht Sterne sind dem Sternhaufen NGC 602a zuzurechnen. Der Sternhaufen NGC 602c wiederum liegt 11 Bogenminuten nördlich von NGC 602a, soll im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht näher untersucht werden. Für die in dieser Arbeit analysierten Sterne wurden die Bezeichnungen bzw. Nummerierungen von Hutchings et al. (1991)

¹http://imgsrc.hubblesite.org/hu/db/images/hs-2007-04-a-full_jpg.jpg
eingesehen am 03.12.2011

aufgegriffen und erweitert. Die Bezeichnung orientiert sich dabei jeweils an der Zugehörigkeit zu den einzelnen Teilsternhaufen. Der Tabelle 4.2 können weitere Bezeichnungen der Sterne sowie die in der Beobachtung verwendeten Nummern entnommen werden.

NGC 602 befindet sich am Rand der einzigen bekannten $H\alpha$ -*supergiant-shell* (SGS) in der *Kleinen Magellanschen Wolke* (siehe Abbildung 4.2). Diese als SGS-SMC 1 (Meaburn 1980) bezeichnete Formation gehört mit einem Durchmesser von ungefähr 600pc zu den größten Objekten des *interstellaren Mediums* (ISM) und ist mutmaßlich mit durch Schocks aufgeheiztem Gas gefüllt.

Sowohl SGS-SMC 1 als auch NGC 602 sind in dem als Wing bzw. „Flügel“ bezeichneten Segment der SMC zu finden. Diese wahrscheinlich durch Gezeitenwechselwirkung mit der *Großen Magellanschen Wolke* (englisch Large Magellanic Cloud, kurz LMC) entstandene Formation schließt sich östlich an den Hauptteil der SMC an (siehe Abbildung 4.2) und geht wiederum östlich in die sogenannte Bridge über, die SMC und LMC miteinander verbindet.

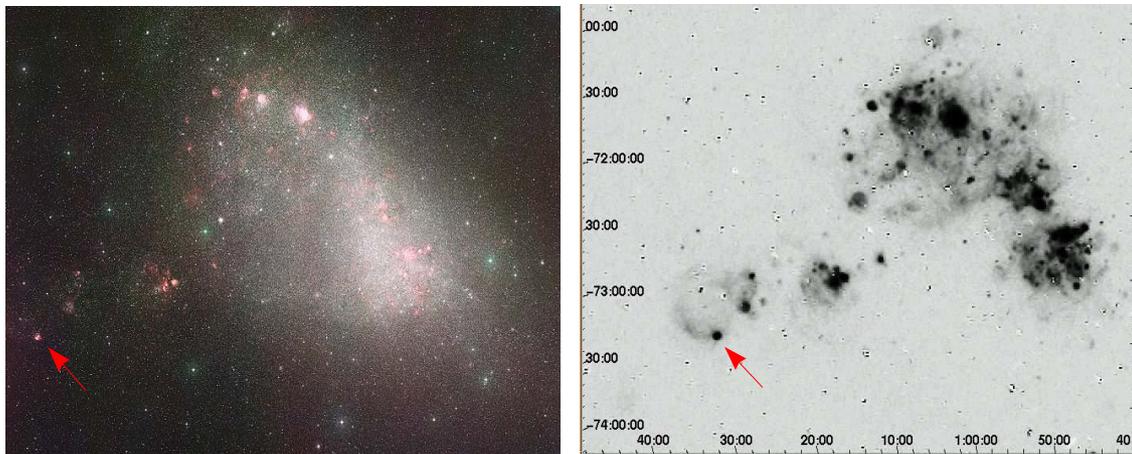


Abbildung 4.2 – Die SMC mit dem deutlich ausgeprägten Hauptteil (jeweils rechte Bildhälfte) und dem sich nach Osten (Osten ist jeweils links) erstreckenden „Flügel“. NGC 602 ist jeweils mit dem roten Pfeil gekennzeichnet. Linke Abbildung²: Aufnahme der SMC vom Anglo-Australian Observatory. Rechte Abbildung: $H\alpha$ -Aufnahme der SMC (Gaustad et al. 2001) mit der sich abzeichnenden SGS-SMC 1 oberhalb von NGC 602.

4.1 Datenmaterial

Die in dieser Arbeit untersuchten Spektren sind Bestandteil einer größeren Durchmusterung der SGS-SMC 1, welche das Ziel verfolgte von möglichst allen frühen Spektraltypen in dieser Region Spektren zu gewinnen. Im Zuge dieser Durchmusterung wurden insgesamt 543 massereiche Sterne untersucht, von denen 4917 Einzelspektren im optischen Spektralbereich gewonnen werden konnten. Die Beobachtungen wurden im Rahmen des ESO-Projektes 086.D-0167 (PI: L. Oskinova, Universität Potsdam) von Chris Evans und seinem PhD-Studenten Vincent Hénault-Brunet vom UK Astronomy Technology Centre

²http://www.aao.gov.au/images/624x832_captio/uks017_72c.jpg eingesehen am 03.12.2011

in Edinburgh im Zeitraum vom 24. bis zum 27. Oktober 2010 am *Very Large Telescope* (kurz: VLT) der ESO auf dem Cerro Paranal in Chile durchgeführt. Zum Einsatz kam dabei das FLAMES-Instrument (Fibre Large Area Multi-Element Spectrograph) im Nasmyth-Fokus des sogenannten Kueyen-Teleskop, dem zweiten Teleskop des aus vier Einzelteleskopen bestehenden VLT-Arrays. Jedes dieser Einzelteleskope, die auch als *Unit Telescope* bezeichnet werden, ist mit einem Hauptspiegel im Durchmesser von 8.2 m ausgestattet und kann sowohl im Einzelbetrieb eingesetzt werden, als auch mit den übrigen drei Unit-Teleskopen sowie vier Unterstützungsteleskope zum VLT-Interferometer (VLTI) zusammen geschaltet werden.

FLAMES ist ein Multi-Objekt-Spektrograph mit mittlerem bis hohem Auflösungsvermögen und ermöglicht durch den Einsatz von faseroptischer Technik die gleichzeitige Beobachtung von vielen Objekten in einem Gesichtsfeld mit einem Durchmesser von 25 Bogenminuten (siehe z. B. Pasquini et al. 2002).

Die Beobachtung erfolgte im sogenannten Medusa-Modus, in dem bis zu 132 Objekte gleichzeitig erfasst werden können. Von jedem Beobachtungsobjekt wurden im optischen Spektralbereich, mit dem als GIRAFFE bezeichneten eigentlichen Spektrographen, in drei Wellenlängenbereichen jeweils mehrere Spektren mit einer Belichtungszeit von je 1800 s aufgenommen. Aufgrund des teilweise stark unterschiedlichen Signal-Rausch-Verhältnisses dieser Spektren wurden nur solche Spektren in die Analyse mit einbezogen, die ein ausreichend hohes Signal-Rausch-Verhältnis aufweisen. Eine Auflistung der pro Stern aufgenommenen und in der Analyse verwendeten Spektren ist in Tabelle 4.2 zusammengestellt. Die Wellenlängenbereiche und das Auflösungsvermögen der drei verwendeten Standardeinstellungen des GIRAFFE-Spektrographen können wiederum der Tabelle 4.1 entnommen werden.

Tabelle 4.1 – Übersicht über die verwendeten GIRAFFE-Einstellungen (Kaufer et al. 2010)

Bezeichnung	Wellenlängenbereich [Å]	Auflösungsvermögen
LR02	3960-4564	7000
LR03	4499-5071	8500
HR15N	6442-6817	16000

Die Reduktion und Aufbereitung der Rohdaten erfolgte durch Vincent Hénault-Brunet, basierend auf der ESO Standard Pipeline, für nähere Ausführungen sei an dieser Stelle auf Evans et al. (2011) verwiesen, wo die Vorgehensweise am Beispiel der VLT-FLAMES-Tarantula Durchmusterung dargelegt ist.

Für einige der untersuchten Sterne stehen Archivaufnahmen im ultravioletten Spektralbereich des *International Ultraviolet Explorer* (IUE) von Hutchings et al. (1991) zur Verfügung. Jedoch sind aufgrund der großen Apertur des IUE-Satelliten nur die Aufnahmen für den Stern NGC 602a #8 verwendbar, da dieser Stern im Gegensatz zu den übrigen Sternen mit verfügbaren IUE-Daten relativ isoliert steht und es daher angenommen werden kann, dass das vorliegende Spektrum nicht durch andere Sterne verunreinigt ist. Für die übrigen Sterne ist diese Bedingung leider nicht erfüllt.

FLAMES bietet hier den Vorteil, dass aufgrund der Glasfaseroptik eine Apertur von nur 1.2 Bogensekunden erreicht wird, sodass auch von dicht beieinander stehende Sterne die Spektren getrennt werden können. Der Vorteil der IUE-Spektren wiederum ist, dass es sich hierbei um flusskalibrierte Spektren handelt, was auf die FLAMES-Spektren leider nicht zutrifft, da bei diesen aufgrund der limitierten Apertur sowie fehlender Informationen über mögliche Verschiebungen der Glasfasern keine Kalibrierung des Flusses möglich ist (siehe Kaufer et al. 2010). Für jedes FLAMES-Spektrum wurde daher mittels WRPLOT durch Setzen von Kontinuumpunkten sowie Interpolation zwischen diesen, ein Kontinuum definiert, mit dem die Spektren anschließend rektifiziert wurden.

Darüber hinaus stehen für alle Sterne photometrische Daten in unterschiedlichem Umfang zur Verfügung. Sofern vorhanden, wurde im optischen ($UBVR$) auf die Daten von Massey (2002) zurückgegriffen. In den Fällen, in denen dies nicht möglich war, wurden für das U -, B - sowie das V -Band die Daten von Braun (2001) und für das R -Band die Daten von Gruendl (private Kommunikation) verwendet. In zwei Fällen – für den Stern NGC 602a #2 und NGC 602a #6 – wurde von diesem Schema abgewichen und trotz vorhandener Daten von Massey (2002) die Daten von Braun (2001) benutzt, da diese eine bessere Übereinstimmung mit den übrigen photometrischen Messungen aufweisen. Im I -Band wurden, wo vorhanden, die Photometriewerte des *DENIS*-Projektes (*Deep Near Infrared Survey of the Southern Sky*, The DENIS Consortium 2005) verwendet bzw., wenn diese nicht verfügbar waren, auf die $F814W$ -Magnitude von Schmalzl et al. (2008) ausgewichen. Im Nahinfrarotbereich (JHK_S) fanden die Daten des *2MASS*-Projektes (*Two Micron All Sky Survey*, Skrutskie et al. 2006) Verwendung. Alle verwendeten photometrischen Daten aller Sterne sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Tabelle 4.2 – Anzahl der verwendeten FLAMES-Spektren sowie weitere bekannte Bezeichnungen

Bezeichnung	Rektaszension	Deklination	Anzahl der Einzelspektren			weitere Bezeichnungen
	J2000	J2000	LR02	LR03	HR15N	
NGC 602a #2	01 ^h 29 ^m 31 ^s :040	−73° 33′ 43″:33	9	4	2	36536 ¹ , NGC 602 #2 ² , NGC 602a #30 ³
NGC 602a #6	01 ^h 29 ^m 30 ^s :070	−73° 33′ 27″:44	3 (9)	4	2	36409 ¹ , NGC 602 #6 ² , NGC 602a #25 ³
NGC 602a #8	01 ^h 29 ^m 24 ^s :560	−73° 33′ 16″:43	9	4	2	35717 ¹ , NGC 602 #8 ² , NGC 602a #15 ³ , Sk 183 ⁴
NGC 602a #11	01 ^h 29 ^m 36 ^s :880	−73° 34′ 10″:58	6	4	2	37280 ¹ , NGC 602 #11 ²
NGC 602a #12	01 ^h 29 ^m 35 ^s :500	−73° 33′ 30″:87	6	4	2	37091 ¹ , NGC 602 #12 ² , NGC 602a #60 ³
NGC 602a #14	01 ^h 29 ^m 23 ^s :360	−73° 34′ 42″:84	6	4	2	35573 ¹ , NGC 602a #13 ³
NGC 602a #15	01 ^h 29 ^m 43 ^s :020	−73° 34′ 50″:07	4 (9)	4	2	37988 ¹
NGC 602a #13	01 ^h 29 ^m 21 ^s :150	−73° 33′ 06″:10	9	4	2	35308 ¹ , NGC 602a #10 ³
NGC 602b #1	01 ^h 29 ^m 27 ^s :570	−73° 32′ 01″:59	9	4	2	36084 ¹
Cluster A #1	01 ^h 29 ^m 13 ^s :350	−73° 32′ 03″:68	5 (9)	4	2	34384 ¹

Notiz: – Ist die Anzahl der in dieser Arbeit verwendeten Spektren nicht mit der Zahl der aufgenommenen Spektren identisch, so ist in Klammern zusätzlich auch diese Zahl vermerkt. Die Koordinaten der Sterne wurden der Beobachtungsliste entnommen.

- ¹ Beobachtungsnummer
- ² Hutchings et al. (1991)
- ³ Westerlund (1964)
- ⁴ Sanduleak (1969)

Tabelle 4.3 – Übersicht über die verwendeten Photometriedaten in Magnituden

Stern	U	B	V	R	$I / F814W$	J	H	K_S
NGC 602a #2	13.41 ± 0.02^5	14.42 ± 0.01^5	14.679 ± 0.006^5	$14.674 \pm 10\%^2$	14.55 ± 0.04^3	14.83 ± 0.07^4	14.9 ± 0.1^4	15.1 ± 0.2^4
NGC 602a #6	15.465 ± 0.007^5	16.288 ± 0.009^5	16.485 ± 0.007^5	$16.607 \pm 10\%^2$	16.76 ± 0.09^3	-	-	-
NGC 602a #8	12.51 ± 0.01^1	13.59 ± 0.01^1	13.82 ± 0.01^1	13.89 ± 0.02^1	14.128 ± 0.003^6	14.43 ± 0.03^4	14.61 ± 0.06^4	14.62 ± 0.09^4
NGC 602a #11	15.4 ± 0.007^5	16.191 ± 0.01^5	16.346 ± 0.008^5	$17.348 \pm 10\%^2$	16.56 ± 0.02^6	-	-	-
NGC 602a #12	14.97 ± 0.07^1	15.72 ± 0.05^1	15.48 ± 0.05^1	15.48 ± 0.09^1	16.35 ± 0.07^3	16.2 ± 0.1^4	15.6 ± 0.2^4	$< 15.104^4$
NGC 602a #13	15.08 ± 0.03^1	15.89 ± 0.04^1	15.85 ± 0.04^1	16.09 ± 0.1^1	16.4 ± 0.01^6	16.5 ± 0.2^4	$< 16.08^4$	$< 15.986^4$
NGC 602a #14	15.64 ± 0.06^1	16.55 ± 0.07^1	16.64 ± 0.07^1	16.7 ± 0.3^1	16.74 ± 0.09^3	-	-	-
NGC 602a #15	15.67 ± 0.03^1	16.61 ± 0.05^1	16.6 ± 0.1^1	6.7 ± 0.2^1	16.7 ± 0.1^3	16.7 ± 0.2^4	17.0 ± 0.2^4	$< 16.217^4$
NGC 602b #1	14.732 ± 0.007^5	15.68 ± 0.01^5	15.89 ± 0.007^5	$16.324 \pm 10\%^2$	16.16 ± 0.2^3	16.4 ± 0.2^4	$< 15.041^4$	$< 16.099^4$
Cluster A #1	15.92 ± 0.03^1	15.9 ± 0.04^1	16.17 ± 0.04^1	16.2 ± 0.2^1	16.6 ± 0.08^3	-	-	-

¹ Massey (2002)² Gruendl (private Kommunikation)³ The DENIS Consortium (2005)⁴ Skrutskie et al. (2006)⁵ Braun (2001)⁶ Schmalzl et al. (2008)

4.2 Entfernung und Extinktion

Die Bestimmung der Leuchtkraft eines Sterns beruht auf dem Vergleich der *spektralen Energieverteilung* (englisch: spectral energy distribution, kurz SED), also dem Fluss F_ν einer Modellatmosphäre, mit den flusskalibrierten Spektren sowie den photometrischen Messungen in unterschiedlichen spektralen Bändern. Sind sowohl flusskalibrierte Spektren als auch ausreichend photometrische Messungen vorhanden, resultiert die größte Unsicherheit bei der Ermittlung der Leuchtkraft aus der Unsicherheit in der jeweiligen Entfernung. Da der Strahlungsfluss mit zunehmender Entfernung vom Beobachter geometrisch verdünnt wird, muss der im Modell errechnete Fluss F_2 entsprechend skaliert werden:

$$\log F_1 = \log F_2 - \frac{\text{D.M.}}{2.5} \quad (4.1)$$

wobei D.M. das Distanzmodul und F_1 der Fluss beim Beobachter ist. Das Distanzmodul wiederum ist definiert als Differenz zwischen *scheinbarer Helligkeit* m_V und *absoluter Helligkeit* M_V und kann bei bekannter Entfernung d über folgende Beziehung berechnet werden:

$$\text{D.M.} := m_V - M_V = 5 \log \frac{d}{10 \text{pc}} \quad (4.2)$$

Im Laufe der Strukturbestimmung der SMC hat sich ein Richtwert von circa 18.9 mag für das Distanzmodul der SMC (z. B. Harries et al. 2003) herauskristallisiert, was einer Entfernung von etwa 59 kpc entspricht. Für den „Flügel“ der SMC existieren jedoch eine Reihe von Hinweisen, dass dieser eine geringere Entfernung als der Hauptteil der SMC aufweist (z. B. Howarth 1982, Mathewson et al. 1986, Kunkel et al. 2000). Da die LMC wiederum eine geringere Entfernung aufweist als die SMC, ist dies konsistent mit der Auffassung, dass der *Wing* und die sich anschließende *Bridge* als Verbindung zwischen SMC und LMC angesehen werden kann. In Übereinstimmung damit plädieren Cignoni et al. (2009) in ihrer Analyse von Aufnahmen des *Hubble-Weltraumteleskop* (englisch: Hubble Space Telescope, kurz HST) für ein Distanzmodul von 18.7 mag für die junge Sternpopulation in NGC 602. Aus dem sich ergebende Unterschied von 0.2 mag im Distanzmodul resultiert über die Beziehung

$$\Delta \log L = -\frac{\Delta \text{D.M.}}{2.5} \quad (4.3)$$

ein Unterschied von 0.08 in der Leuchtkraft auf der logarithmischen Skala. Für die Bestimmung der Leuchtkraft wird in dieser Arbeit jedoch der etablierte Wert von 18.9 mag verwendet, wobei die Unsicherheit im Distanzmodul in den angegebenen Fehler mit einfließt.

Jedoch ist dies im Grunde nur für einen Stern ausschlaggebend, da nur für NGC 602a #8 flusskalibrierte Spektren vorliegen. Für die übrigen Sterne ergibt sich die größte Unsicherheit in der Leuchtkraft aus den Unsicherheiten in den photometrischen Daten bzw. aus der Anpassung der SED an diese.

Neben der geometrischen Ausdünnung des Flusses muss auch der Einfluss der Gas- und Staubteilchen des interstellaren Mediums berücksichtigt werden. Beschrieben wird dies über die sogenannte Extinktion, unter der sowohl Absorptions- als auch Streuprozesse zusammengefasst werden. Die Extinktion beruht im interstellaren Medium vor allem auf

den Staubteilchen. Da es sich hierbei in erster Linie um kleine Staubpartikel handelt, treten vor allem die Mie- sowie die Rayleigh-Streuung in Erscheinung, die besonders effizient sind, wenn die Ausdehnung der Teilchen gleich respektive kleiner als die betrachtete Wellenlänge ist. Daher wird vorwiegend der kurzwellige Anteil des Lichtes gestreut und aus der Sichtlinie des Beobachters entfernt, was zu dem als Rötung bezeichneten Effekt führt. Darüber hinaus bewirkt der Staub eine kontinuierliche Absorption (Interstellare Absorption), die zum Teil zu Reemission im fernen Infrarotbereich führt. Die durch die Extinktion verursachte Abschwächung des Flusses erschwert in vielen Fällen die genaue Entfernungsbestimmung und muss daher unter anderem auch in Gleichung (4.2) berücksichtigt werden:

$$m_V - M_V = 5 \log \frac{d}{10\text{pc}} + A_V \quad (4.4)$$

Der Wert A_V ist die Extinktion im visuellen V-Band bei einer Wellenlänge von 5500 \AA . Der Quotient aus der Extinktion und dem für die Rötung maßgeblichen Farbexzess E_{B-V} :

$$R_V = \frac{A_V}{E_{B-V}} \quad (4.5)$$

gibt Auskunft über die Eigenschaften der Staubteilchen wie z. B. deren durchschnittliche Größe und hat in der Milchstraße einen typischen Wert von $R_V = 3.1$ (Fitzpatrick 1999). Im Allgemeinen wird jedoch zur Korrektur der SED nicht nur A_V , sondern die Funktion A_λ benötigt. Die Abhängigkeit dieser Funktion von der Wellenlänge wird über sogenannte Rötungsgesetze beschrieben. Ist z. B. $X(\lambda)$ mit

$$X(\lambda) := \frac{E(\lambda - V)}{E_{B-V}} = \frac{A_\lambda - A_V}{E_{B-V}} \quad (4.6)$$

als Rötungsgesetz vorgegeben, so ergibt sich daraus leicht

$$A_\lambda = (X(\lambda) + R_V) \cdot E_{B-V}. \quad (4.7)$$

Die Korrektur der Extinktion wurde in dieser Arbeit aufgeteilt in eine Korrektur für die Vordergrundrötung durch die Milchstraße, für die das Rötungsgesetz nach Seaton (1979) mit konstantem $R_V = 3.1$ verwendet wurde, und in eine Korrektur für die Extinktion innerhalb der SMC. Für den Farbexzess der Vordergrundrötung wurde mit $E_{B-V} = 0.04$ die untere Grenze des von Bessell (1991) ermittelten E_{B-V} -Bereichs angesetzt. Für die interne Rötung der SMC wurde im UV-Bereich das Rötungsgesetz von Howarth (1983) für die LMC verwendet und auf SMC dahingehend angepasst, dass der von Bouchet et al. (1985) ermittelte R_V -Wert von 2.7 verwendet wurde. Für den optischen und nahen Infrarotbereich wurde für die interne Rötung das Rötungsgesetz von Fitzpatrick (1999) ebenfalls mit $R_V = 2.7$ verwendet.

4.3 Klassifikation

Von W.W. Morgan und P.C. Keenan wurde 1943, aufbauend auf der Harvardklassifikation, ein spektraler Klassifikationsatlas (Morgan et al. 1943) vorgestellt, der die Grundlage des noch heute eingesetzten zweidimensionalen MK-Klassifikationssystems bildet. Seit 1943 wurde das MK-Klassifikationssystem aufgrund der stetig verbesserten Datenqualität sowie des vergrößerten Datenumfanges mehrmals überarbeitet, verfeinert und erweitert. Das MK-System beruht auf dem visuellen Vergleich der beobachteten Spektren mit Spektren von Standardsternen, die in Leuchtkraftklassen (I bis VI) und Spektralklassen (O, B, A, F, G, K, M, L, T) bzw. deren Unterklassen eingeteilt sind. Während die Spektralklassen eine grobe Temperatursequenz von den heißesten, den O-Sternen, zu den kühlest, den T-Sternen, bildet, sind die Leuchtkraftklassen, wie dem Namen schon zu entnehmen ist, durch die Leuchtkraft bzw. den von der Leuchtkraft primär beeinflussten Eigenschaften bestimmt. Aufgrund des reinen Vergleiches mit Standardsternen bei einheitlicher spektraler Auflösung wird einerseits sichergestellt, dass das Klassifikationssystem unabhängig vom verwendeten Instrument ist. Andererseits beruht das MK-System daher nur auf direkt beobachtbaren spektralen Merkmalen und verzichtet somit auf abgeleitete physikalische Parameter, sodass eine einheitliche Klassifikation auch bei sich ändernden physikalischen Erkenntnissen ermöglicht wird.

Für die Klassifikation der OB-Sterne, soweit diese He II- als auch He I-Linien zeigen, wurde der digitale Atlas von Walborn & Fitzpatrick (1990) verwendet. Die Ermittlung der Spektralklasse erfolgt für diese Sterne über die Linienverhältnisse der He II- zu He I-Linien und ist daher unabhängig von der Metallizität, sodass dieser Atlas galaktischer Standardsterne in diesen Fällen auch auf die metallarme SMC angewendet werden kann. Für B-Sterne später als B1, die keine He II-Linien mehr zeigen und deren Klassifikation daher im wesentlichen auf den Silizium- sowie Magnesium-Linien und deren Vergleich mit He I-Linien basiert, ist eine einfache Übertragung auf die SMC aufgrund der deutlich geringeren Metallizität von $Z = 0.002$ nicht möglich. Es wurden daher die von Lennon (1997) für SMC B-Überriesen abgeleiteten und von Evans et al. (2004) allgemein auf B-Sterne angewendeten Klassifikationskriterien verwendet. Die Spektren wurden zu diesem Zweck geglättet und die Auflösung auf einen einheitlichen Wert, der einem Auflösungsvermögen von $R=4000$ entspricht, degradiert. Jedoch ist aufgrund des zum Teil schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses bei den B-Sternen und der nicht zu vernachlässigenden Rotation eine eindeutige Klassifikation teilweise schwierig, sodass in einigen Fällen nur eine grobe Klassifikation als B2-3 möglich war. Die verwendeten Klassifikationskriterien für die Spektralklassen sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Die Klassifikationskriterien für den Stern NGC 602a #8 sind in dieser Tabelle jedoch nicht enthalten sondern werden im Abschnitt 4.7.1 separat behandelt.

In der SMC hat sich die Festlegung der Leuchtkraftklasse anhand der Metalllinien als nicht zielführend erwiesen (siehe Lennon (1997) sowie Referenzen darin). Daher erfolgte die Ermittlung der Leuchtkraftklasse über die Bestimmung der $H\delta$ -Äquivalentbreite und die Kalibrierung dieser mit dem von Balona & Crampton (1974) abgeleiteten und in Tabelle 4.5 angegebenen Kalibrationsschema. Jedoch ist dies teilweise nur eingeschränkt oder gar nicht anwendbar, da die Balmerlinien häufig mit Nebelemmission überlagert sind und daher die Äquivalentbreite dieser Linien nicht exakt bestimmt werden kann.

Tabelle 4.4 – Die für die Spektralklassifikation verwendeten Klassifikationskriterien (Lennon 1997). Alle angegebenen Wellenlängen sind in Å.

Spektraltyp	Klassifikationskriterium
O8.5	He II $\lambda 4541 \simeq$ He I $\lambda 4387$
O9	He II $\lambda 4200 \simeq$ He I $\lambda 4144$
B0	He II $\lambda\lambda 4686, 4541$ vorhanden He II $\lambda 4200$ schwach
B1	He II $\lambda 4686$ schwach oder nicht vorhanden Si IV $\lambda\lambda 4088, 4116$ vorhanden
B1.5	Si IV $\lambda 4116$ nicht vorhanden Si IV $\lambda 4088 < O II$
B2	Si IV, Si II nicht vorhanden Si III $\lambda 4553 > Mg II \lambda 4481$
B2.5	Si III $\lambda 4553 \simeq Mg II \lambda 4481$
B3	Si III $\lambda 4553 < Mg II \lambda 4481$
B5	Si III nicht vorhanden Si II $\lambda\lambda 4128, 4132 < He I \lambda 4121$
B8	He I $\lambda 4121 < Si II < He I \lambda 4143$ Mg II $\lambda 4481 \leq He I \lambda 4471$
B9	Mg II $\lambda 4481 > He I \lambda 4471$ Fe II $\lambda 4233 < Si II \lambda\lambda 4128, 4132$

Tabelle 4.5 – Die H δ -Äquivalentbreiten als Funktion der MK-Klassifikationstypen. Die Tabelle wurde aus Balona & Crampton (1974) übernommen.

Spektraltyp	Leuchtkraftklasse			
	V	III	Ib	Ia
O9	2.9	2.4		
B0	3.8	3.0	2.0	1.7
B1	4.3	3.2	2.2	1.5
B2	5.3	3.8	2.3	1.5
B3	6.1	4.7	2.4	1.6
B5	7.3	6.0	2.9	1.7
B8	10.0	7.8	3.0	1.7
B9	11.9	9.0	3.9	2.1

4.4 Analyseverfahren

Die Analyse der in dieser Arbeit untersuchten Beobachtungsdaten beruht auf individuell für jeden einzelnen Stern berechneten PoWR-Modellen. Beginnend mit einer Startnäherung basierend auf dem jeweiligen Spektraltyp, wurden iterativ durch Vergleich der synthetischen Spektren mit den Beobachtungen und der anschließenden Aktualisierung der Modellparameter sowie der erneuten Berechnung von Modellatmosphären die endgültigen Parameter des jeweiligen Sterns ermittelt. Um diese Werte abzusichern, wurden ebenfalls Modelle in einem ausgedehnten Parameterbereich, um die finalen Parameter eines jeden Sterns, berechnet. In einem Temperaturbereich von 10 kK bis 60 kK sind auf diese Weise im Durchschnitt über 50 Modelle für jeden Stern modelliert worden.

Da es sich bei den analysierten Spektren vor allem um Absorptionslinienspektren und daher prinzipiell um photosphärische Spektren handelt, resultiert eine Änderung der photosphärischen Dichteschichtung in einer entsprechend starken Änderung des Spektrums, anders als es z. B. bei Wolf-Rayet-Sternen und deren vor allem durch den Wind bestimmten Spektren der Fall ist. So führt z. B. eine Erhöhung der Leuchtkraft bei konstant gehaltener Temperatur des Sterns nach Gleichung (3.33) zu einer Vergrößerung des Radius. Ein größerer Radius bei gleicher Masse resultiert nach Gleichung (4.15) in einer Verringerung der Oberflächenbeschleunigung und führt daher nach Gleichung (3.36), (3.35) und (3.37) zu einer verringerten Dichte in der Photosphäre. Dies wiederum hat eine verminderte Wechselwirkung zwischen Nachbarpartikeln zufolge, was zu einer reduzierten Verbreiterung der Spektrallinien und daher zu einer Abnahme der Linienbreite im Spektrum führt. Dies lässt sich gut im Verlauf der im Abschnitt 4.3 beschriebenen Leuchtkraftklassen beobachten und ist die Grundlage für die Bestimmung derselben über die Äquivalentbreite der H δ -Linie.

Diese Verbreiterung aufgrund von Wechselwirkungen mit Nachbarpartikeln bezeichnet man als Druckverbreiterung bzw. aufgrund der auftretenden Stöße auch als Stoßverbreiterung. Die Druckverbreiterung ist eines der auf Spektrallinien wirkenden Verbreiterungsmechanismen und eine Funktion der Dichte sowie der Temperatur. Erfolgt während eines Linienübergangs ein Stoß mit einem Nachbarpartikel so hat dies eine Phasenverschiebung $\Delta\omega$ zur Folge. Diese Phasenverschiebung kann semi-klassisch folgend bzw. nach Weisskopf (1932) und Lindholm (1941, 1945)) durch das folgende Potenzgesetz beschrieben werden:

$$\Delta\omega = \frac{C_p}{r^p} \quad (4.8)$$

mit C_p einer experimentell oder quantenmechanisch zu bestimmenden Konstante und $r(t) = (\rho^2 + v^2 \cdot t^2)^{1/2}$, wobei ρ der für den Stoß relevante Impaktparameter, v die mittlere relative Geschwindigkeit nach der Maxwell-Verteilung (Gleichung 2.50) und t die Zeit ist ($t = 0$ bei größter Annäherung). Der Exponent p wiederum beschreibt die Art der Wechselwirkung. Der *lineare Stark-Effekt* ist vor allem für den Wasserstoff sowie wasserstoffähnliche Ionen wie z. B. He II bedeutend und ist hauptsächlich auf die Wechselwirkung mit dem elektrischen Feld der benachbarten Elektronen zurückzuführen, welche eine Frequenzverschiebung proportional zur elektrischen Feldstärke bewirken, sodass in diesem Fall $p = 2$ gilt. Die Wechselwirkung neutraler Atome untereinander wird auch als *Eigendruckverbreiterung* bezeichnet und führt zu einer Phasenverschiebung die mit $p = 3$ verläuft. Bei ausreichend hoher Temperatur, was in Sternen der frühen Spektraltypen (O-, B- und A-Sterne) der Fall ist, erfolgt die Druckverbreiterung vor allem über den

quadratischen Stark-Effekt, wobei die Phasenverschiebung wie der Name schon andeutet proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke ist und daher in Gleichung (4.8) $p = 4$ verwendet werden muss. In Sternen geringerer Temperatur wie z. B. der Sonne hingegen überwiegt in erster Linie die *van der Waals-Wechselwirkung* ($p = 6$) zwischen den neutralen Wasserstoffatomen.

Für die Modellierung der Druckverbreiterung in Sternatmosphären ist dieser Ansatz allerdings zu vereinfachend, sodass auf genauere quantenmechanische Rechnungen zurückgegriffen werden muss. So stehen für die wichtigsten Linien des neutralen Wasserstoffs, des neutralen Heliums sowie des einfach ionisierten Heliums tabellarisierte Profildaten zur Verfügung, die eine weit genauere Modellierung der Druckverbreiterung ermöglichen.

Da die Druckverbreiterung eine Funktion der Dichte ist und deren Verlauf innerhalb der Sternatmosphäre maßgeblich durch die effektiven Oberflächenbeschleunigung bestimmt wird, kann wie in Abschnitt 4.5 gezeigt, aus dem Linien-Fit die sogenannte spektroskopische Masse berechnet werden. Diese wiederum ermöglicht einen Vergleich mit den Sternmassen, die sich aus Entwicklungsmodellen ergeben.

Nichtsdestoweniger existieren neben der Druckverbreiterung noch weitere Verarbeitungsmechanismen, die eine zweifelsfreie Ermittlung des Beitrages der Druckverbreiterung zur Gesamtverbreiterung erschweren. Zu diesen Verbreiterungsmechanismen zählt die Strahlungsverbreiterung, die thermische Verbreiterung, die Verbreiterung durch Mikroturbulenz, die Verbreiterung durch Makroturbulenz, die apparative Verbreiterung sowie die Rotationsverbreiterung. Die thermische Verbreiterung beruht auf der thermischen Geschwindigkeitsverteilung (Maxwell-Verteilung) der Ionen infolge der in der Atmosphäre vorherrschenden Temperatur und führt aufgrund des Dopplereffekts zu einer Verbreiterung in Form eines Gauss-Profiles. Gleiches gilt für die Mikroturbulenz bzw. Makroturbulenz, welche auf chaotischen Bewegungen auf Größenskalen kleiner respektive größer als die optische Weglänge zurückzuführen sind. Die Strahlungsverbreiterung, die aus der endlichen Lebensdauer angeregter Niveaus resultiert, zeigt ebenso wie die Druckverbreiterung ein Lorentzprofil, welches im Vergleich zum Gauss-Profil zwar eine deutlich kleinere Halbwertsbreite besitzt, jedoch auch deutlich langsamer abfällt, sodass im Linienkern das Gauss-Profil und in den Linienflügeln das Lorentzprofil dominiert. Da die Strahlungsverbreiterung unabhängig von der Temperatur und der Dichte ist, kann durch den Fit der Linienflügel breiter Absorptionslinien (vor allem der $H\delta$ - und $H\gamma$ -Linie) der Anteil der Druckverbreiterung unabhängig von der Strahlungsverbreiterung, der thermische Verbreiterung, der Mikroturbulenz sowie der Makroturbulenz bestimmt werden. Da die apparative Verbreiterung durch den Spektrographen ebenfalls unabhängig z. B. an Nebellinien bestimmt werden kann, lässt sich diese ebenfalls bei der Ermittlung der Druckverbreiterung berücksichtigen. Die Rotationsverbreiterung hingegen muss im Zuge der Analyse ebenfalls bestimmt und von der Druckverbreiterung unterschieden werden. Für die Bestimmung der Rotationsverbreiterung wurden die He I-Linien und, sofern vorhanden, die Metalllinien herangezogen, da bei diesen die für die Rotationsverbreiterung typische Rundheit der Linien am besten zu identifizieren ist. Der Einfluss der Rotationsgeschwindigkeiten auf das Linienprofil ist in Abbildung 4.3 am Beispiel der He I-Linien bei 4471 \AA veranschaulicht. Ebenso sind in dieser Abbildung, beispielhaft für drei unterschiedliche Rotationsgeschwindigkeiten, die Rotationsprofilfunktionen dargestellt, welche für die charakteristische rundliche Form der rotationsverbreiterten Linien verantwortlich sind.

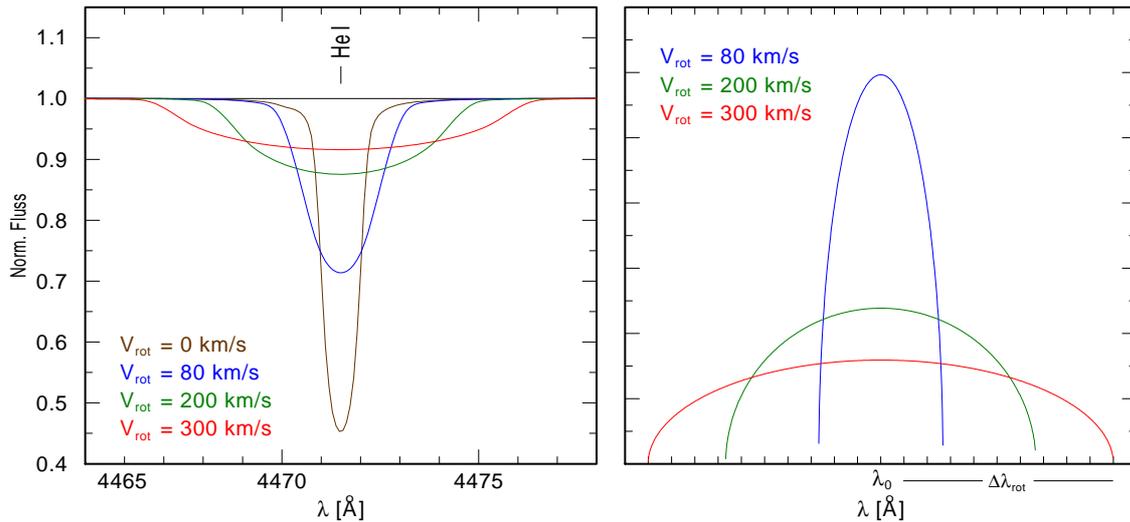


Abbildung 4.3 – Linke Abbildung: Effekt der Rotationsverbreiterung auf das Linienprofil der He I-Linie bei 4471 Å (Modelle mit einer Temperatur von 35 kK). Rechte Abbildung: Die auf Eins normierten Rotationsprofile, die in der linken Abbildung mit der dargestellten He I-Linie gefaltet wurden.

Diese spezifische Linienform der Rotationsverbreiterung sowie die Tatsache, dass die Druckverbreiterung wie in Abbildung 4.4 dargestellt vor allem die Linienflügel beeinflusst, ermöglicht es die Effekte der beiden Verbreiterungsmechanismen bei ausreichend hohem Signal-Rausch-Verhältnisses zu unterscheiden. Ist das Signal-Rausch-Verhältnisses allerdings zu gering, so ist wie auf der rechten Seite von Abbildung 4.4 veranschaulicht die Druckverbreiterung nicht mehr oder nur noch eingeschränkt von der Rotationsverbreiterung zu unterscheiden. Die für die Oberflächenbeschleunigung ermittelte Unsicherheiten sind in diesen Fällen entsprechend hoch, wobei aus einer 0.3 dex höhere Oberflächenbeschleunigung eine doppelt so hohen spektroskopischen Masse resultiert.

Für die Massenverlustrate der untersuchten Sterne kann aus den FLAMES-Spektren nur eine Obergrenze ermittelt werden, da die $H\alpha$ -Linien jeweils nur in Absorption auftreten und somit nicht maßgeblich durch die Massenverlustrate beeinflusst sind. Bei O-Sternen kann ebenfalls die He II-Linie bei 4686 Å als Indikator für die Massenverlustrate dienen, da auch bei dieser Linie eine sensitive Abhängigkeit von der Massenverlustrate zu beobachten ist. Die Obergrenze der Massenverlustrate ergibt sich in diesem Kontext aus dem größten Wert der Massenverlustrate, welcher weder eine merkliche Auffüllung der $H\alpha$ -Linie respektive der He II-Linie bei 4686 Å bewirkt noch zu einer Emission in diesen Linien führt. Erschwert wird die Bestimmung dieser Obergrenze der Massenverlustrate jedoch durch die Überlagerung der Balmer-Serie mit Emissionslinien des umgebenden Nebels. Da diese zentrale Emission in den Balmerlinien, die bei einigen Sternen deutlich ausgeprägt ist, hauptsächlich auf Nebemission zurückzuführen ist, wird durch die zwei markanten verbotenen O III-Emissionslinien bei 4959 Å und 5007 Å bestätigt, welche bei allen Sternen zu beobachten sind. Für eine präzisere Bestimmung der Massenverlustrate sind daher Spektren der Resonanzlinien im ultravioletten Spektralbereich oder aber Messungen der Radioemission (durch die Frei-Frei-Wechselwirkungen) des Windes unumgänglich.

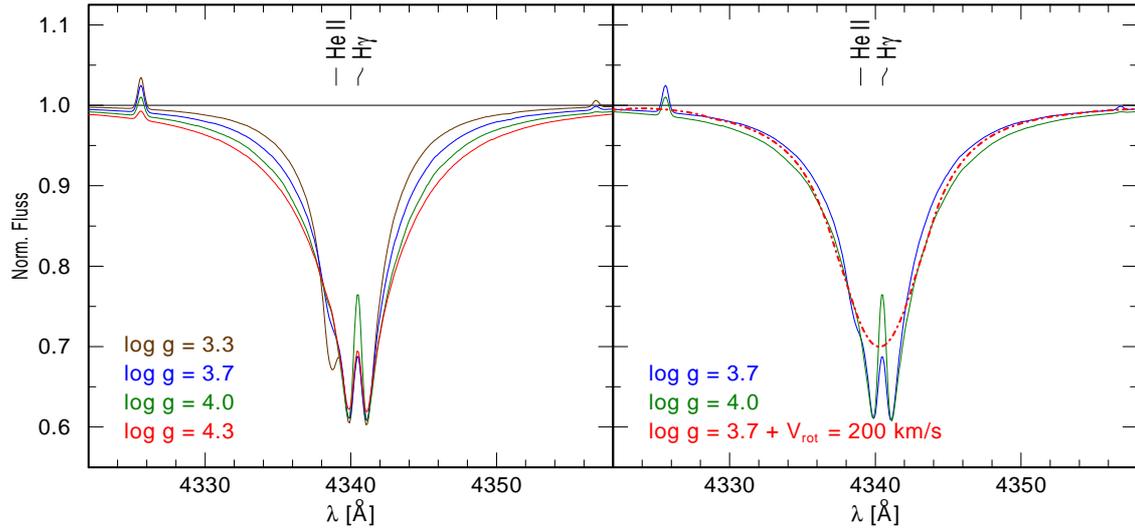


Abbildung 4.4 – Gegenüberstellung von Druckverbreiterung und Rotationsverbreiterung am Beispiel der H γ -Linie. Linke Abbildung: Illustration der Druckverbreiterung an einem Modell mit einer Temperatur von 35 kK für vier unterschiedliche Werte der Oberflächenbeschleunigung. Rechte Abbildung: Veranschaulichung der Auswirkungen der Rotation auf das Linienprofil.

Aufgrund der in den FLAMES-Spektren nicht zu verzeichnenden Windlinien ist eine direkte Bestimmung der Windendgeschwindigkeit bei den untersuchten Sternen leider nicht möglich. Da der PoWR-Code jedoch eine nicht verschwindende Windgeschwindigkeit voraussetzt, wurden für die B-Sterne eine Windendgeschwindigkeit von 1000 km/s sowie für die O-Sterne eine Windgeschwindigkeit von 2000 km/s bzw. 3000 km/s angenommen. Die effektive Entweichgeschwindigkeit v_{esc} des Windes wurde jeweils aus den finalen Parametern des Sterns über

$$v_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{M/M_{\odot}}{R_{*}/R_{\odot}}} \cdot 618 \frac{\text{km}}{\text{s}} \quad (4.9)$$

berechnet, wobei M die Masse des Sterns ist, welche sich aus der effektiven Oberflächenbeschleunigung ergibt und daher nicht um den Strahlungsdruck korrigiert ist. Diese Korrektur und deren Einfluss auf die spektroskopische Masse ist Gegenstand des nächsten Abschnittes.

Die Resultate von Lamers et al. (1995) belegen, dass für Temperaturen über 21 kK das Verhältnis aus der Windendgeschwindigkeit und der effektiven Entweichgeschwindigkeit $v_{\infty}/v_{\text{esc}}$ gleich 2.6 ist. Im Temperaturbereich von 21 kK bis 10 kK hingegen ergibt sich für diese Beziehung ein Wert von 1.3, welche wiederum unterhalb von 10 kK auf 0.7 abfällt. Es zeigt sich, dass zwischen diesen Werten, die unterschiedliche Windtypen repräsentieren kein kontinuierlicher Übergang erfolgt. Dieses daher auch als „bi-stability jump“ bezeichnete Phänomen ist darauf zurückzuführen, dass der Wind oberhalb von 21 kK vor allem durch die Linien der hochionisierten Ionen des Kohlenstoffs, Stickstoffs sowie Sauerstoffs im Lymankontinuum getrieben wird. Im Temperaturbereich von 21 kK bis 10 kK ist andererseits vermutlich die hohe Anzahl an Metalllinien im Lyman- sowie Balmer-Kontinuum das treibende Element des Sternwindes (siehe Lamers & Cassinelli

(1999)). Aus dem Quotienten v_∞/v_{esc} kann daher bei bekannter Temperatur des Sterns die Windendgeschwindigkeit geschätzt werden. Für deren empirische Ermittlung werden jedoch Spektren der UV-Resonanzlinien benötigt.

Die Radialgeschwindigkeiten der untersuchten Sterne ergeben sich aus der Verschiebung der Beobachtung gegenüber dem Modell. Besonderes Augenmerk wurde dabei auf die He I-Linien bei 4026 Å, 4387 Å und 4471 Å bzw. bei den O-Sternen auf die He II-Linien bei 4200 Å sowie 4542 Å gelegt. Die Radialgeschwindigkeit des umgebenden Nebels hingegen wurde aus den schon erwähnten O III-Nebellinien bei 4959 Å und 5007 Å sowie aus den (sofern vorhandenen) Si II-Nebellinien bei 6716 Å und 6730 Å durch den Fit mit einer Gaussfunktion ermittelt.

Zu den untersuchten Sternen gehören auch zwei Be-Sterne, welche aufgrund der erheblichen Rotationsgeschwindigkeit sowie der zirkumstellaren Scheibe im Grunde der sphärischen Symmetrieannahme des PoWR-Code widersprechen. Nichtsdestoweniger sollte die Analyse dieser Sterne mittels PoWR, trotz der erheblichen Approximation der geometrischen Struktur, zumindest eine grobe Näherung der Sternparameter ermöglichen. Dies wurde z. B. ebenfalls von Dunstall et al. (2011) angenommen, die 32 Be-Sterne aus den *Magellanschen Wolken* mit dem planparallelen Modellatmosphären-Code *TLUSTY* analysierten.

4.5 Spektroskopische Masse

Die Analyse des Absorptionsspektrums eines Sterns ermöglicht es, dessen spektroskopische Masse M_* zu bestimmen. Grundlage dafür ist die im Abschnitt 4.4 beschriebene Druckverbreiterung der Absorptionslinien, welche maßgeblich von der Dichte bzw. der Dichteschichtung in der Photosphäre abhängt und über die effektive Oberflächenbeschleunigung (siehe Abschnitt 3.5) variiert werden kann, sodass durch den Fit der Linienflügel der Absorptionslinien die effektive Oberflächenbeschleunigung ermittelt werden kann.

Aus der auf diese Weise bestimmten effektiven Oberflächenbeschleunigung kann prinzipiell die spektroskopische Masse berechnet werden, jedoch muss für eine vollständige Beschreibung ebenfalls der Strahlungsdruck berücksichtigt werden, welcher zu einer auswärts gerichteten Beschleunigung führt und somit der Schwerebeschleunigung entgegen wirkt. Der wesentliche Beitrag zum Strahlungsdruck beruht auf der Thomson-Streuung an freien Elektronen und soll im folgenden berechnet werden, um anschließend einen Korrekturterm für die spektroskopische Masse ableiten zu können. Der Beitrag der Liniestreuung soll an dieser Stelle vernachlässigt werden.

4.5.1 Strahlungsdruck auf freie Elektronen (Thomson-Streuung)

In einem Strahlungsfeld eines heißen Sterns werden die Teilchen aufgrund des herrschenden Strahlungsdrucks beschleunigt. Diese Beschleunigung g_{rad} resultiert aus dem auswärts gerichteten Impulsübertrag bei der Absorption von Photonen, die vom Stern zuvor emittiert wurden. Ein Netto-Impulsübertrag ist allerdings nur deshalb zu verzeichnen, da die Reemission isotrop erfolgt und aus diesem Grund die Rückstoßimpulse sich im Mittel aufheben. Die Beschleunigung eines Atom ergibt sich daher aus dem absorbierten Impuls pro Zeiteinheit

$$\dot{p}(\nu, \mu) = \frac{\sigma_\nu}{c} I_\nu(\nu, \mu) \quad (4.10)$$

pro Masse des Atoms m_A , projiziert auf die Auswärtsrichtung μ und integriert über alle Frequenzen und alle Winkel zu:

$$g_{\text{rad}} = \frac{1}{c \cdot m_A} \int_{\nu=0}^{\infty} \sigma_{\nu} \oint_{4\pi} I_{\nu}(\nu, \mu) \mu d\omega. \quad (4.11)$$

Mit den Momenten des Strahlungsfeldes (2.7) folgt daraus sofort:

$$g_{\text{rad}} = \frac{4\pi}{c} \int_{\nu=0}^{\infty} \frac{\sigma(\nu')}{m_A} \cdot H_{\nu'} \cdot d\nu'. \quad (4.12)$$

Betrachtet man nur die frequenzunabhängige Streuung an freien Elektronen (Thomson-Streuung) so erhält man für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\nu) = \sigma_e$.

Da allerdings die Thomson-Streuung nur auf die Elektronen wirkt, muss hierfür nur γ , die Zahl der freien Elektronen pro Ion, berücksichtigt werden. Im Falle der Thomson-Streuung kann Gleichung (4.12) daher leicht integriert werden:

$$g_{\text{rad}} = \frac{4\pi}{c} \cdot q \cdot \frac{\delta_e}{m_u} \cdot H. \quad (4.13)$$

wobei m_u die atomare Masseneinheit und $q = \frac{\gamma}{A}$ die Anzahl der Elektronen pro Massenzahl A ist.

In einem reinen und vollständig ionisiertem Heliumplasma würde daher $q = \frac{2}{4} = 0.5$ gelten. Für PoWR-Modelle, die in der Regel mehrere Elemente berücksichtigen, muss die Massenzahl A eines Elementes durch die mittlere atomare Massenzahl \bar{A} ersetzt werden, die ebenso wie γ dem jeweiligen PoWR-Modell entnommen werden kann. Typische Werte für O-Sterne liegen bei $\bar{A} = 1.25$ und $q = 0.87$.

Mit der Flusskonstanz

$$H = \frac{L_*}{16\pi^2 \cdot R_*^2} \quad (4.14)$$

und der gravitativen Oberflächenbeschleunigung

$$g_{\text{grav}} := \frac{M_* \cdot G}{R_*^2} \quad (4.15)$$

wobei G die Gravitationskonstante ist, folgt daraus zusammen mit Gleichung (4.13) wiederum:

$$\Gamma_e = \frac{g_{\text{rad}}}{g_{\text{grav}}} \quad (4.16)$$

$$= \frac{\delta_e \cdot L_{\odot}}{4\pi \cdot c \cdot m_u \cdot G \cdot M_{\odot}} \cdot q \cdot \frac{L_*/L_{\odot}}{M_*/M_{\odot}} \quad (4.17)$$

$$= 10^{-4.51} \cdot q \cdot \frac{L_*/L_{\odot}}{M_*/M_{\odot}}. \quad (4.18)$$

4.5.2 Berechnung der spektroskopischen Masse

Die effektive Oberflächenbeschleunigung g_{eff} , die im Zuge der Analyse mit der oben beschriebenen Methode bestimmt wird, ist wie folgt definiert:

$$g_{\text{eff}} = g_{\text{grav}} - g_{\text{rad}} \quad (4.19)$$

$$= g_{\text{grav}}(1 - \Gamma_e). \quad (4.20)$$

Aus Gleichung (4.20) lässt sich mit Hilfe von Gleichung (4.16) die „wahre“ Oberflächenbeschleunigung ermitteln

$$g_{\text{grav}} = g_{\text{eff}} \left(1 - 10^{-4.51} \cdot q \cdot \frac{L_*/L_\odot}{M_*/M_\odot} \right)^{-1}. \quad (4.21)$$

Mittels der Gleichung (4.15) gilt nun für die spektroskopische Masse:

$$\frac{M_*}{M_\odot} = \frac{g_{\text{grav}}}{g_\odot} \cdot \frac{R_*^2}{R_\odot^2} \quad (4.22)$$

$$= 10^{\log g_{\text{grav}} - 4.4371 + 2 \log(R_*/R_\odot)}, \quad (4.23)$$

sodass auf diesem Wege zusammen mit Gleichung (4.21)

$$\frac{M_*}{M_\odot} = g_{\text{eff}} \left(1 - 10^{-4.51} \cdot q \cdot \frac{L_*/L_\odot}{M_*/M_\odot} \right)^{-1} \cdot 10^{-4.4371 + 2 \log(R_*/R_\odot)} \quad (4.24)$$

gilt. Aus dieser Beziehung ergibt sich durch Umformen der endgültige Ausdruck für die spektroskopische Masse zu:

$$\frac{M_*}{M_\odot} = q \cdot 10^{-4.51 + \log(L_*/L_\odot)} + g_{\text{eff}} \cdot 10^{-4.4371 + 2 \log(R_*/R_\odot)} \quad (4.25)$$

wobei der zweite Term die Berechnung der spektroskopischen Masse aus der effektive Oberflächenbeschleunigung beschreibt und der erste Term die Korrektur für die Thomsonstreuung enthält.

Dies kann mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz $L_*/L_\odot = \frac{R_*^2}{R_\odot^2} \cdot \frac{T_*^4}{T_\odot^4}$ auch auf die Temperatur umgeschrieben werden:

$$\frac{M_*}{M_\odot} = L_*/L_\odot (10^{-4.51} \cdot q + g_{\text{eff}} \cdot 10^{-4.4371} \cdot \frac{T_*^4}{T_\odot^4}) \quad (4.26)$$

Nicht berücksichtigt wurde der Effekt der Linienstreuung, sodass die hier berechnete Masse nur als eine minimale Abschätzung einzustufen ist.

4.6 Doppelsternanalyse

Vieles spricht dafür, dass ein bedeutender Anteil der massenreichen Sterne in Doppelsternsystemen gebildet werden. Sterne in einem Doppelsternsystem bzw. allgemein in einem Mehrfachsternsystem sind gravitativ aneinander gebunden und bewegen sich daher um einen gemeinsamen Schwerpunkt. Aufgrund des Dopplereffektes variieren daher ihre Radialgeschwindigkeiten periodisch. Die veränderlichen Radialgeschwindigkeiten wiederum äußern sich in zyklischen Verschiebungen der Spektrallinien im Spektrum des Doppelsternsystems. Auf diese Weise identifizierte Doppelsterne bezeichnet man auch als spektroskopische Doppelsterne. Sind wie hier nur die Linien eines Sterns sichtbar, so spricht man von einem *single-line spectroscopic binary*, kurz SB1. Sind hingegen Linien beider Partner eines Doppelsternsystems im Spektrum vorhanden, so nennt man dies einen *double-line spectroscopic binary*, kurz SB2. Um die Verschiebung der Spektrallinien jedoch nachweisen zu können, sind zeitlich aufgelöste Sequenzen von Spektren notwendig. Zwischen den einzelnen Aufnahmen der in dieser Arbeit verwendeten FLAMES-Spektren liegen maximal zwei Tage, sodass nur bei sehr dicht beieinander stehenden Doppelsternen eine Änderung der Radialgeschwindigkeit und somit eine Veränderung im Spektrum zu erwarten ist. Dennoch konnten Anzeichen für dies bei zwei der untersuchten Sternen beobachtet werden (siehe Abbildung 4.5).

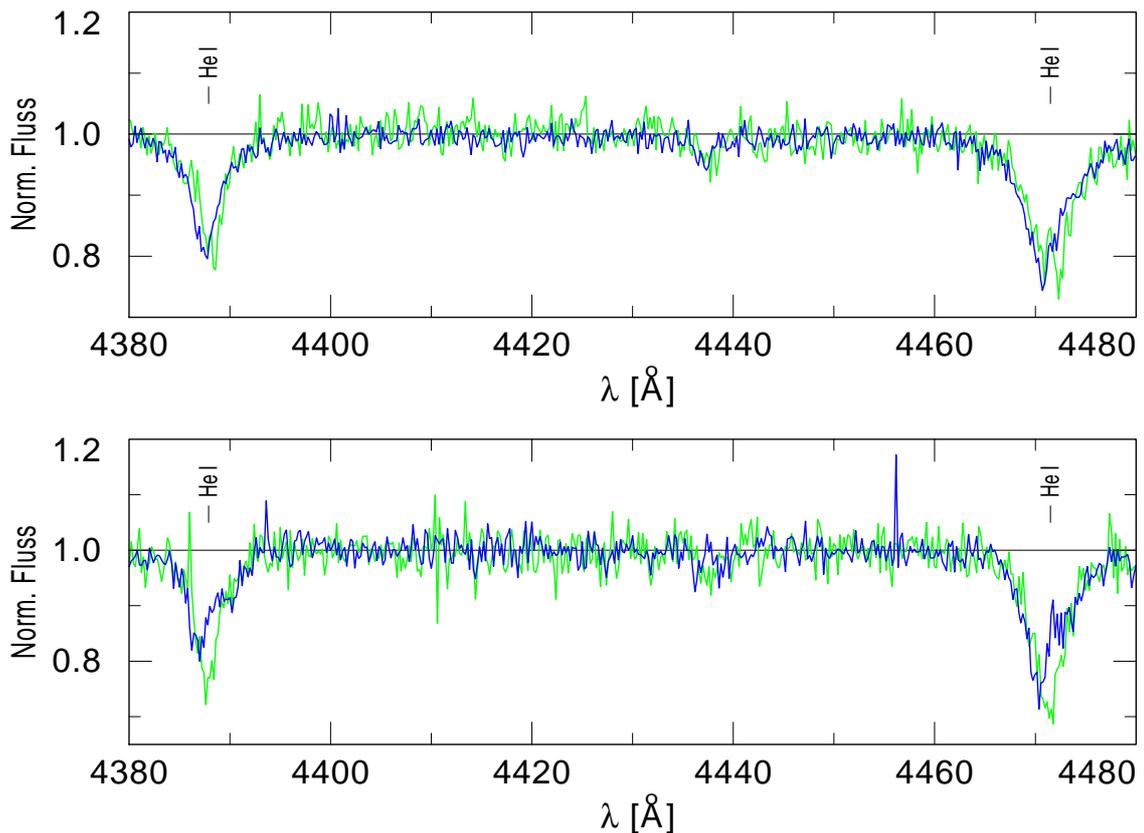


Abbildung 4.5 – Vergleich der normalisierten Spektren vom 25.10.2010 (grüne Linien) mit denen vom 27.10.2010 (blaue Linien). Obere Abbildung: NGC 602a #15. Untere Abbildung: NGC 602a #13.

In Abbildung 4.5 sind sowohl für das potentielle Doppelsternsystem NGC 602a #13 als auch für NGC 602a #14 ein Ausschnitt aus dem normalisierten Spektrum dargestellt, wobei jeweils die Aufnahmen vom 27.10.2010 (blaue Linien) und die Aufnahmen vom 25.10.2010 (grüne Linien) aufaddiert und vergleichend gegenübergestellt sind. Für NGC 602a #13 wurden, aufgrund der am 27.10.2010 für diesen Stern mit fortschreitender Beobachtungszeit schlechter werdenden Qualität der Spektren, nur drei von sieben der zur Verfügung stehenden einzelnen Aufnahmen aufaddiert und dargestellt. Im Falle von NGC 602a #13 zeigt sich vor allem eine Verschiebung der He I-Linien zu kleineren Wellenlängen, wohingegen NGC 602a #14 vor allem durch die stark asymmetrische und zeitlich variable Form der He I auffällt.

Die Analyse derartiger Spektren gestaltet sich oft schwierig und ist in der Regel auch sehr zeitaufwendig, da im Vergleich zur Einzelsternanalyse einerseits mehr Parameter zu berücksichtigen sind und andererseits sich häufig mehrere Möglichkeiten ergeben um ein beobachtetes Doppelsternspektrum zu reproduzieren, sodass sich nicht immer eine eindeutige Lösung des Problems finden lässt. Wie die Analyse der Einzelsterne, beruht auch die Analyse der Doppelsterne auf denselben PoWR-Modellen, es wird daher als Näherung angenommen, dass Wechselwirkungen zwischen den Sternen der betrachteten Doppelsternsysteme, die nicht mit den Symmetrieanahmen des PoWR-Codes übereinstimmen, vernachlässigbar sind, sodass diese als Einzelsterne modelliert werden können. Zu diesen nicht berücksichtigten Wechselwirkungen zählen z. B. mögliche Deformationen der Sterne aufgrund von Gezeitenkräften ebenso wie die, besonders bei gebunden rotierenden Doppelsternen auftretende, Aufheizung einer Hemisphäre durch die Strahlung des jeweiligen Begleiters, obwohl Letzteres durch eine entsprechende Wahl der äußeren Randbedingung prinzipiell möglich ist.

Für die Doppelsternanalyse wurde das von Pasemann (2011) auf Doppelsternsysteme mit Wolf-Rayet-Komponente angewendete Verfahren auf die in dieser Arbeit analysierten OB-Sterne übertragen. Mit dem Ziel, dass kombinierte Spektrum zweier Modelle und somit ein Doppelsternspektrum zu erhalten, werden im ersten Schritt die Kontinua beider Modelle zu einem Gesamtkontinuum addiert. Daraus wiederum lassen sich für jedes Modell Gewichtungsfaktoren berechnen, mit denen anschließend die Erzeugung gewichteter Linienspektren möglich ist. Im letzten Schritt ergibt sich das gewünschte kombinierte Modellspektrum durch Summation der gewichteten Linienspektren.

Das kombinierte Spektrum ist daher einerseits von der Ausprägung der Linien in den einzelnen Modellspektren als auch vom Fluss im Kontinuum und somit der Leuchtkraft der Modelle abhängig. Es ist daher ein iteratives Vorgehen erforderlich, um den bestmöglichen Fit zu erreichen. Im ersten Schritt ist, anhand der Eigenschaften des Doppelsternspektrums, eine geschickte Wahl der Ausgangsmodelle nötig. Im zweiten Schritt muss durch Variation der Einzelleuchtkräfte die Gesamtleuchtkraft und somit die SED in Übereinstimmung mit der Beobachtung gebracht werden. Im dritten Schritt werden die Einzelmodelle falls erforderlich geändert, um das beobachtete Linienspektrum des Doppelsterns bestmöglich zu reproduzieren. Ändert man eines der Einzelmodelle, muss im Zuge dessen aufgrund des sich ebenfalls ändernden Kontinuumsflusses auch ein erneuter Fit der SED erfolgen, was wiederum Auswirkungen auf die Ausprägung der Linien im normalisierten Spektrum hat, sodass sich das in Tabelle 4.6 gezeigte Iterationsschema ergibt.

Tabelle 4.6 – Iterationsschema der Doppelsternanalyse

	Schritt	Aktion
	1	Wahl der Ausgangsmodelle
Iteration	2	Fit der SED
	3	Fit des Linienspektrums
	4	endgültiger Doppelsternfit

Ist einer der Sterne in einem Doppelsternsystem deutlich leuchtkräftiger, so dominiert dieser in der Regel das Gesamtspektrum und die Parameter dieses Sterns können zu Beginn der Doppelsternanalyse festgelegt werden bzw. müssen im Verlauf dieser nur geringfügig angepasst werden. Dies reduziert den Aufwand der Doppelsternanalyse erheblich, erschwert allerdings auch definitive Aussagen über den nicht so leuchtkräftigen Begleiter, da dessen Beitrag zum Gesamtspektrum nur gering ist und daher weniger genau analysiert werden kann.

4.7 Individuelle Analyse der einzelnen Objekte

In diesem Abschnitt werden die untersuchten Objekte einzeln im Detail diskutiert sowie deren spektrale Besonderheiten herausgestellt. Das Hauptaugenmerk liegt hierbei auf der Temperaturbestimmung sowie der Klassifikation. Darüber hinaus wird ebenfalls auf mögliche Abweichungen von der in Abschnitt 4.4 beschriebenen Methodik sowie auf individuell angepassten Häufigkeiten eingegangen. Die ermittelten Werte sowie die Unsicherheiten für die stellaren Parameter können der Tabelle 4.7 entnommen werden. Zu beachten ist hierbei, dass der angegebene Fehler sich jeweils aus der Unsicherheit durch die Anpassung des Modells an das beobachtete Spektrum sowie aus den Unsicherheiten externer Größen wie z.B. unzureichend genau bekannten Entfernungen ergibt. Eine Angabe des systematischen Fehlers ist aufgrund der Komplexität des PoWR-Codes praktisch nicht möglich.

Die Spektralfits aller untersuchten Sterne sind in der selben Reihenfolge, wie die Sterne in diesem Abschnitt behandelt werden, ab Seite 78 abgebildet.

4.7.1 NGC 602a #8

Analyse als Einzelstern

Dieser Stern wurde bereits von Westerlund (1964) als Mitglied des „Flügels“ der SMC identifiziert sowie von Sanduleak (1969) als OB-Stern klassifiziert. Eine erste Analyse erfolgte von Hutchings et al. (1991) auf Grundlage optischer Spektren des *Du-Pont-Teleskops* am *Las-Campanas-Observatorium* in Chile sowie Spektren im ultravioletten Spektralbereich des IUE-Satelliten. Das kurzwellige IUE-SHORT-Spektrum aus dieser Beobachtungsreihe massereicher Sterne innerhalb des Sternhaufens NGC 602a ist im Bereich von 1280 Å bis 1800 Å in der zweiten Teilabbildung der aus vier Einzelgrafiken beste-

henden Abbildung A.1 dargestellt. Aufgrund des schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses wurden alle Datenpunkte dieses Spektrum, die sich um weniger als 0.1 \AA unterschieden zusammengefasst, indem jeweils die arithmetischen Mittelwerte gebildet wurden. Des Weiteren wurde, um der apparativen Verbreiterung des IUE-Spektrographen Rechnung zu tragen, welche laut Cassatella et al. (1985) einer Gauss-Funktion mit einer Halbwertsbreite von ungefähr 5 \AA entspricht, das Modell in diesem Spektralbereich entsprechend gefaltet. Das langwellige IUE-LONG-Spektrum wurde angesichts des im Vergleich zum IUE-SHORT-Bereichs nochmals deutlich schlechteren Signal-Rausch-Verhältnisses nur für die Bestimmung der Leuchtkraft sowie der Rötung mittels des SED-Fits verwendet, welcher in der ersten Teilgrafik der Abbildung A.1 dargestellt ist. Ebenfalls sind in dieser Abbildung in der zweiten und dritten Teilgrafik die FLAMES-Spektren dargestellt, auf denen der Fokus dieser Analyse liegen soll.

Von Hutchings et al. (1991) wurde dieser Stern auf Grundlage der zur Verfügung stehenden optischen Spektren, die ebenso wie die IUE-Spektren nur eine geringe spektrale Auflösung aufweisen, als O6 klassifiziert. Jedoch spricht der auch in diesen Spektren erkennbare Mangel an stark eingesenkten He I-Linien für einen früheren Spektraltyp. Dies wird durch die in den FLAMES-Spektren, die eine größere spektrale Auflösung aufweisen, erkennbaren N IV-Emissionslinie bei 4058 \AA sowie die N III-Emissionslinien bei 4634 \AA , 4641 \AA und 4642 \AA bestätigt. Diese Stickstofflinien sind zwar nur verhältnismäßig schwach, jedoch von vergleichbarer Stärke und daher zusammen mit der starken He II-Absorptionslinie bei 4686 \AA sowie den sehr schwachen He I-Linien nach den Kriterien von Walborn et al. (2002) ein eindeutiger Beleg für die Klassifikation diese Sterns als O3 V((f*))z. Hierbei beschreibt ((f)) Sterne, in deren Spektrum die He II-Linie bei 4686 \AA eine starke Absorptionslinie ist und das bereits erwähnte N III-Triplett schwach in Emission auftritt. Die Bezeichnung f* kennzeichnet Sterne, in deren Spektrum die N IV-Emissionslinie eine vergleichbarer oder größerer Intensität aufweist als die Emission in dem N III-Triplett. Das nachgestellte „z“ beschreibt wiederum Spektren, in denen die He II-Absorptionslinie bei 4686 \AA stärker eingesenkt ist als alle anderen Helium-Linien (Walborn & Blades 1997). Bekräftigt wird diese Klassifikation darüber hinaus durch die N V-Absorptionslinien bei 4604 \AA sowie 4620 \AA .

Als maßgebliche Temperaturindikatoren wurde das Verhältnis der Stickstofflinien, die Si IV-Emissionslinien bei 4090 \AA sowie 4117 \AA und die schwache He I-Absorptionslinie bei 4471 \AA herangezogen. Die He II-Linien wurden hingegen nicht als primäres Kriterium bei der Bestimmung der Temperatur verwendet, da zum einen in allen in Frage kommenden Modellen die He II-Linien bei 4200 \AA sowie 4542 \AA zu stark und die He II-Linie bei 4686 \AA nicht stark genug eingesenkt sind und zum anderen die He II-Linien im Allgemeinen über einen weiten Temperaturbereich von $\sim 40 \text{ kK}$ bis $\sim 60 \text{ kK}$ praktisch keine Veränderungen zeigen. Die Si IV-Linien bilden ein Maß für die untere Grenze der Temperatur, da einerseits die Emission unterhalb von 43 kK im Modell in eine Absorption übergeht, die so nicht beobachtet wird, und andererseits die Si IV-Emission von Temperaturen oberhalb von 43 kK praktisch nicht beeinflusst wird. Die obere Grenze für die Temperatur wird aus der He I-Absorption bei 4471 \AA abgeleitet, die bei 43 kK noch deutlich zu stark, oberhalb von 46 kK jedoch zu schwach eingesenkt ist. Sowohl die N III-, N IV- als auch die N V-Linien können in einem Temperaturbereich von $46 \pm 1.5 \text{ kK}$ zufriedenstellend reproduziert werden, jedoch ist hierfür eine im Vergleich zum Standardwert der SMC (siehe Tabelle 3.2), erhebliche Erhöhung der Stickstoffhäufigkeit auf $12 + \log([N/H]) = 7.73$ nötig, die nur 20% unter der solare Stickstoffhäufigkeit von 7.83 (Asplund et al. 2009) liegt. In Überein-

stimmung mit dieser Erhöhung der Stickstoffhäufigkeit wurde die Kohlenstoffhäufigkeit auf $12 + \log([N/H]) = 6.38$ reduziert, damit die C IV-Linie bei 4659 \AA vom Modell korrekt wiedergegeben wird. Die N IV-Linie und die N V-Linien können auch bei einer moderaten Erhöhung der Stickstoffhäufigkeit auf $12 + \log([N/H]) = 7.73$ gemeinsam reproduziert werden, jedoch ist hierfür eine Temperatur von 54 kK erforderlich. Bei dieser Temperatur kann jedoch weder die He I-Linie bei 4471 \AA noch das N III-Triplett bei 4634 \AA , 4641 \AA und 4642 \AA korrekt vom Modell wiedergegeben werden.

Da für diesen Stern, wie schon mehrmals erwähnt, auch IUE-Spektren verfügbar sind, können diese bei der Bestimmung der Massenverlustrate berücksichtigt werden, sodass im Gegensatz zu den übrigen untersuchten Sternen nicht nur eine obere Grenze für die Massenverlustrate angegeben werden kann. Aufgrund der schlechten Qualität der IUE-Spektren verbleibt jedoch eine relativ große Unsicherheit. Für die Bestimmung der Massenverlustrate wurden Modelle in einem Bereich von $\dot{M} = 10^{-9}$ bis $10^{-5} M_{\odot}/a$ berechnet, wobei im optischen Spektralbereich bis zu einer Massenverlustrate von $10^{-7} M_{\odot}/a$ kein signifikanter Unterschied zwischen den Spektren festgestellt werden kann. Oberhalb dieses Wertes ist eine leicht stärkere Emission der N IV-Linie bei 4058 \AA zu verzeichnen, eine der Beobachtung widersprechende Auffüllung der H α - oder der He II-Linie bei 4686 \AA erfolgt jedoch erst oberhalb einer viermal höheren Massenverlustrate von $10^{-6.4} M_{\odot}/a$. Im ultravioletten Spektralbereich hingegen wird das N V-Dublett bei 1239 \AA im Modell bereits bei einer Massenverlustrate von $10^{-7} M_{\odot}/a$ deutlich stärker wiedergegeben als in der Beobachtung, bei $10^{-9} M_{\odot}/a$ ist die Emission jedoch nicht vom Modell reproduzierbar. Für eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Modell ist in diesem Spektralbereich daher eine Massenverlustrate von $10^{-8} M_{\odot}/a$ vonnöten.

Des Weiteren zeigt der Wert der „Workratio“, der definiert ist als das Verhältnis aus dem Impuls, der vom Wind aus dem Strahlungsfeld aufgenommen wird und dem Impuls, des Windes am äußersten Rand der Sternatmosphäre, bei einer Massenverlustrate von $10^{-7} M_{\odot}/a$, mit 0.974 die beste Übereinstimmung mit 1.0 , dem hydrodynamisch konsistenten Wert. Der beste Kompromiss für die Massenverlustrate ergibt sich daher bei einem Wert von $10^{-7} M_{\odot}/a$.

Im Zuge der Analyse dieses Sterns wurde das für die Eingrenzung der Temperatur wichtige N III-Triplett bei 4634 \AA , 4641 \AA und 4642 \AA , dessen Entstehungsmechanismus bisher nicht vollständig geklärt ist, näher untersucht. Dieses N III-Triplett basiert auf dem Übergang (siehe Abbildung 4.6) vom $1s^2 2s^2 3d$ -Niveau (fortan $3d$ -Niveau) zum $1s^2 2s^2 3p$ -Niveau (fortan $3p$ -Niveau) des zweifach ionisierten Stickstoffions. Voraussetzung für eine Linienemission in diesem Übergang ist, dass die Non-LTE-Quellfunktion bei der Übergangsfrequenz größer ist, als die Intensität im Kontinuum. Zu diesem Zwecke betrachtet man die Departure-Koeffizienten b , die das Verhältnis der Non-LTE-Besetzungszahlen n zu den LTE-Besetzungszahlen n^* der jeweils am Übergang beteiligten Niveaus bilden:

$$b := \frac{n}{n^*} \tag{4.27}$$

und somit die Abweichungen der Besetzungszahlen vom LTE-Fall angeben. Die Linien erscheinen in Emission, wenn die Bedingung $b_u > b_l$ erfüllt ist, also der Departure-Koeffizient b_u , des energetisch höher liegenden Niveaus größer ist, als der Departure-Koeffizient b_l des energetisch niedrigeren Niveaus. Um dies zu erreichen, wurden im Laufe der Zeit mehrere Mechanismen für die Bevölkering des energetisch höher gelegenen $3d$ -Niveaus vorgeschlagen, die aufgrund des Designs des PoWR-Codes bereits impli-

zit berücksichtigt werden, dazu zählen z. B. der Bowen-Mechanismus (Bowen 1935) als auch der Swings-Mechanismus (Swings 1948). Ebenso berücksichtigt werden die von Nikitin & Yakubovskii (1963) identifizierten Zweielektronenübergänge vom 3p-Niveau zu den 2p²-Niveaus (siehe Abbildung 4.6), die das 3p-Niveau entvölkern und auf diese Weise den zugehörigen Departure-Koeffizienten absenken, was einerseits die Emission zwischen dem 3d-Niveaus und dem 3p-Niveau ermöglicht sowie andererseits die nicht beobachtete Emission im Übergang vom 3p-Niveau zum 3s-Niveau verhindert. Als ein weiteren Mechanismus für die Bevölkung der 3d-Niveaus wurde von Bruccato & Mihalas (1971) die im Abschnitt 3.4 beschriebene Dielektrische Rekombination vorgeschlagen, die unter anderem von Mihalas & Hummer (1973) auf statisch-planparallele Atmosphären angewendet wurde und erfolgreich das betrachtete N III-Triplett reproduzieren konnte.

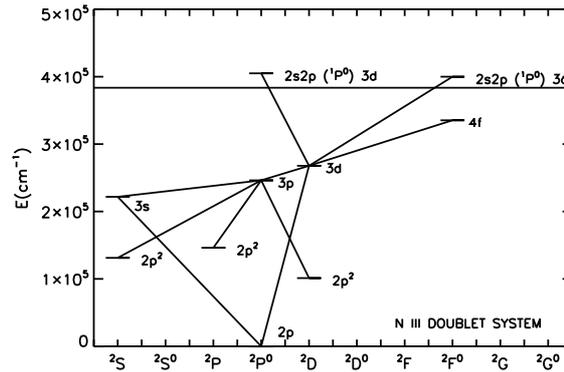
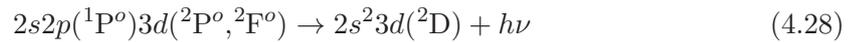


Abbildung 4.6 – Grotrian-Diagramm der am N III-Triplett beteiligten Übergänge. Der waagerechte Strich markiert die Ionisationsgrenze. Abbildung übernommen von Rivero Gonzalez et al. (2011).

Von entscheidender Bedeutung sind laut Rivero Gonzalez et al. (2011) die in Abbildung 4.6 eingezeichneten Autoionisationsniveaus $2s2p(^1P^o)3d(^2P^o, ^2F^o)$, da diese nur 1.6 eV über der Ionisationsgrenze liegen und daher über den folgenden stabilisierenden Übergang



einen zusätzlichen Kanal für die Bevölkung des 3d-Niveaus bilden. In Abbildung 4.7 ist der Einfluss der dielektrischen Rekombination auf das N III-Triplett am Beispiel des in Abbildung A.1 gezeigten Modells mit einer Temperatur von 46 kK demonstriert. Zum einen zeigt sich, dass dieses Modell die N III-Emissionslinien auch ohne dielektrische Rekombination sehr gut reproduzieren kann, und zum anderen dass der Unterschied zwischen dem Modell mit und dem Modell ohne dielektrische Rekombination relativ gering ist, wobei dieser Unterschied in der Linienstärke einer Temperaturdifferenz von 2 kK oder einer Differenz in der Stickstoffhäufigkeit von 20% entspricht. Bei einer Temperatur von 54 kK kann jedoch auch mit dielektrische Rekombination das beobachtete N III-Triplett nicht reproduziert werden, da sowohl N III als auch N IV mit zunehmender Temperatur stärker zu N V und N VI ionisiert werden, sodass dieser hohe Temperaturbereich endgültig ausgeschlossen werden kann.

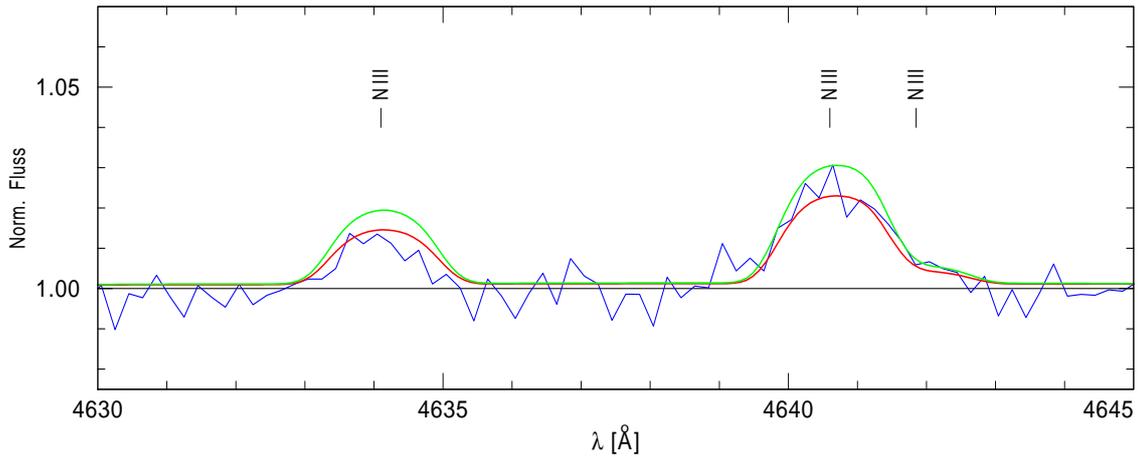


Abbildung 4.7 – N III-Triplett: Die Beobachtung ist in blau, das synthetische Spektrum ohne dielektrische Rekombination in rot und das synthetische Spektrum mit dielektrischer Rekombination in grün dargestellt.

Analyse als Doppelstern

In den FLAMES-Spektren sind auch Hinweise auf einen möglichen Begleiter zu finden, so entstammen die sehr breiten He I-Linien bei 4388 Å, 4713 Å und 4922 Å möglicherweise einem schnell rotierenden Begleiter. Aufgrund der nur geringen Einsenkung dieser He I-Linie sowie der hohen Leuchtkraft des O3-Sterns ist der relative Beitrag eines möglichen Begleiters zum gesamten Fluss im Kontinuum vergleichsweise gering und daher dessen Einfluss, auf die in der Einzelsternanalyse bestimmten Parameter auch nur klein. So liegt z. B. die aus einem Begleiter resultierende Änderung in der Leuchtkraft des O3-Sterns innerhalb der Unsicherheit der Einzelsternanalyse. Umgekehrt erschwert dieser im Verhältnis zum O3-Stern geringe Einfluss des Begleiters auf das kombinierte Spektrum dessen genaue Analyse, sodass sich die Temperatur des Begleiters nur grob auf den Bereich von 15 kK bis 35 kK eingrenzen lässt. Der beste Doppelstern-Fit, der in Abbildung A.2 dargestellt ist, ergibt sich für ein Modell eines B V-Sterns mit einer Temperatur von 20 kK, einer projizierten Rotationsgeschwindigkeit von $v \sin i = 250 \text{ km s}^{-1}$ und einer Leuchtkraft von $\log L/L_{\odot} = 4.1$, wobei für den Begleiter die gleiche Radialgeschwindigkeit wie für den O3-Stern angenommen wurde.

Unterhalb von 21 kK werden die mit abnehmender Temperatur immer breiter werdenden Balmerlinien des Begleiters bzw. deren Einfluss auf das kombinierte Spektrum erkennbar, wohingegen bei einer Temperatur von deutlich über 21 kK die Si IV-Absorptionslinien bei 4090 Å und 4117 Å des Begleiters im kombinierten Spektrum wahrnehmbar sind und die Emissionslinien des O3-Sterns teilweise ausgleichen, jedoch lassen sich diese Effekte z. B. über geänderte Häufigkeiten korrigieren bzw. sind zu gering, als dass ein Ausschluss dieser Modelle möglich ist. Temperaturen von über 35 kK für den Begleiter können jedoch ausgeschlossen werden, da bei diesen Temperaturen zum einen das kombinierte Spektrum die He I-Linien im Vergleich mit der Beobachtung zu schwach wiedergibt und zum anderen die He II-Linien im kombinierten Spektrum stärker eingesenkt sind als beim Einzelsternfit, in dem die meisten He II-Linien ohnehin schon zu stark ausgeprägt sind.

Für den Doppelstern-Fit ergeben sich daraus einige Vorteile gegenüber dem Einzelstern-Fit. Zum einen ist es möglich, wie bereits beschrieben, die breiten He I-Linien zu reproduzieren, was in der Analyse als Einzelstern nicht möglich war. Des Weiteren können wie in Abbildung 4.8 gezeigt, von dem kombinierten Linienspektrum sowohl die Linienflügel als auch der Linienkern der He I-Linie bei 4471 \AA korrekt wiedergegeben werden, wobei der Beitrag zu den Linienflügel von dem B-Stern erbracht wird und der Linienkern aus dem Spektrum des O3-Sterns herrührt. Für einen perfekten Fit ist jedoch eine leicht höhere Temperatur von 47.5 kK für den O3-Stern erforderlich, da bei dieser Temperatur die Ein-senkung der betreffenden He I-Linie geringer ist und somit der Beitrag des B-Sterns zu dieser Linie korrigiert werden kann. Auf das restliche Spektrum hat diese geringfügige Anpassung der Temperatur praktisch keinen Einfluss (siehe Abbildung A.2). Auch wenn der Beitrag des B-Sterns zum Gesamtfluss relativ gering ist, so zeigt sich doch eine erkennbare Abschwächung der, im Einzelstern-Fit im Vergleich zur Beobachtung klar zu stark ausgeprägten, He II-Linien bei 4200 \AA und die 4542 \AA , die im Doppelstern-Fit eine deutlich bessere Übereinstimmung mit der Beobachtung aufweisen. Das Gleiche lässt sich auch für die He I-Linie bei 4471 \AA beobachten.

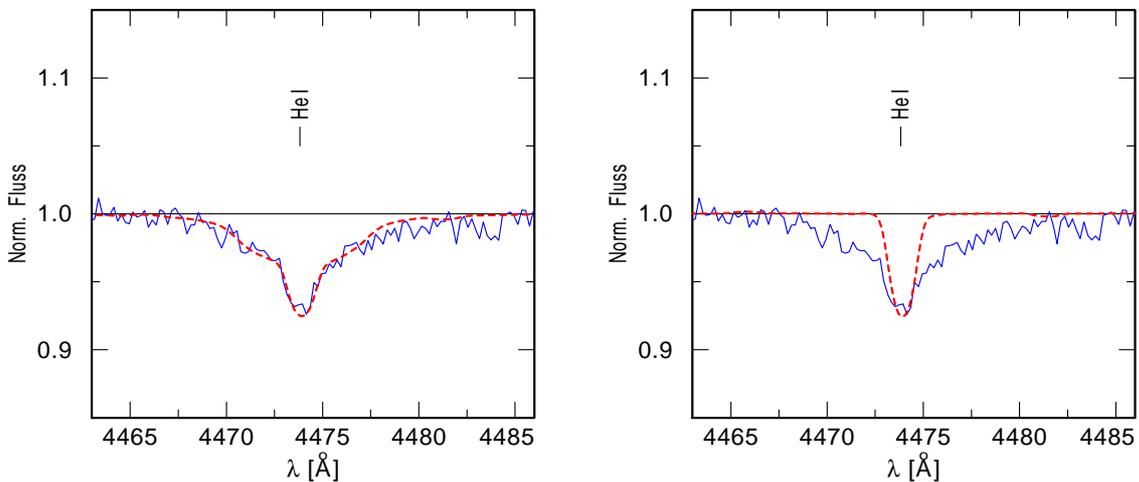


Abbildung 4.8 – Vergleich zwischen Einzelstern-Fit (rechte Abbildung) und Doppelstern-Fit (linke Abbildung) am Beispiel der He I-Linie bei 4471 \AA . Das zusammengesetzte Spektrum (rot) des Doppelsterns, zeigt eine bessere Übereinstimmung mit den breiten Linienflügeln der Beobachtung (blau).

4.7.2 NGC 602a #2

Die in Abbildung A.3 dargestellten Spektren dieses Sterns weisen sowohl He I-Linien als auch He II-Linien auf. Aufgrund der im Vergleich zur He I-Linie bei 4144 \AA vergleichbar stark eingesenkten He II-Linie bei 4200 \AA wurde dieser Stern als O9 klassifiziert. Auffällig an diesem Spektrum ist vor allem die im Vergleich zu den übrigen He II-Linien deutlich stärker ausgeprägte He II-Linie bei 4686 \AA , sodass dieser Stern der Leuchtkraftklasse der Zwerge zuzurechnen ist. Dass diese Klassifikation gerechtfertigt ist, zeigt der Wert für die Äquivalentbreite der H δ -Linie, der mit 3.0 \AA noch über dem für einen O9 V Stern angegebenen typischen Wert von 2.9 \AA (siehe Tabelle 4.5) liegt.

Das primäre Temperaturkriterium bei diesem Stern ist das Verhältnis der He I- zu den He II-Linien, wobei bei einer Temperatur von 35 kK der beste Kompromiss erzielt wird. Es zeigt sich jedoch, dass bei dieser Temperatur diejenigen He I-Linien zu stark vom Modell wiedergegeben werden, die auf Übergänge vom $2p\ ^3P^o$ -Niveau in höhere Niveaus basieren. Die He I-Linien wiederum, welche auf Übergänge vom energetisch höher liegendem $2p\ ^1P^o$ -Niveau zurückzuführen sind, können jedoch gut reproduziert werden. Dies ist ein Anhaltspunkt dafür, dass die Temperatur möglicherweise zu gering angesetzt ist, da bei höheren Temperaturen die energetisch höher liegenden Niveaus stärker besetzt sind und daher die zugehörigen Absorptionslinien an Stärke gegenüber den Linien, die auf energetisch tiefer liegenden Niveaus basieren, gewinnen sollten. Um für die He I-Linien, welche auf Übergänge vom $2p\ ^3P^o$ -Niveau zurückzuführen sind, eine zufriedenstellende Übereinstimmung des Modells mit der Beobachtung zu erzielen, ist eine Temperatur von 40 kK notwendig. Bei dieser Temperatur kann aber weder für die übrigen Heliumlinien noch für den Wasserstoff ein akzeptabler Fit erzielt werden.

Als weitere Anhaltspunkte für die Temperatur können die Linien der Metalle dienen. Da jedoch von keinem Element Linien zweier Ionisationsstufen zu finden sind, kann die jeweilige Linienstärke auch von der entsprechenden Häufigkeit des Elementes abhängen. Aufgrund der im Spektrum vorhandenen oder auch nicht vorhandenen Linien bestimmter Ionen kann nichtsdestoweniger die Temperatur auf einen gewissen Bereich eingegrenzt werden. Die untere Grenze für die Temperatur wird durch die Si III-Linien festgelegt, die in der Beobachtung zwar nicht präsent sind, jedoch trotz reduzierter Häufigkeit im Modell unterhalb von 33 kK deutlich erkennbar werden. Bei 39 kK erfolgt der Übergang der C III-Linien bei 4647 Å, 4650 Å und 4651 Å von Absorption zu Emission, da diese Linien in der Beobachtung jedoch klar als Absorptionslinien erkennbar sind, bildet dies eine obere Grenze für die Temperatur. Allerdings können bei dieser Temperatur, ähnlich wie bereits oben beschrieben, weder die Helium- noch die Balmerlinien des Modells in Übereinstimmung mit den Beobachtungen gebracht werden. Abschließend kann für die Temperatur daher ein Wert von 35^{+3}_{-2} kK angegeben werden.

Um bei dieser Temperatur einen zufriedenstellenden Fit der Metalllinien zu erhalten, wurden einige Anpassungen an den in Tabelle 3.2 angegebenen Häufigkeiten vorgenommen. So sind in der Beobachtung z. B. keine Sauerstofflinien feststellbar, obwohl die Modelle oberhalb von 35 kK klar erkennbare O III-Linien und unterhalb von 37 kK klar erkennbare O II-Linien aufweisen. Daher wurde die Sauerstoffhäufigkeit um 50% auf $12 + \log([O/H]) = 7.7$ verringert, bei diesem Wert sind die Einsenkungen der Sauerstofflinien im Modell vergleichbar mit dem Rauschen in der Beobachtung. Ebenso wurde die Kohlenstoffhäufigkeit um den gleichen Prozentsatz auf $12 + \log([C/H]) = 6.9$ reduziert, um auf diese Weise die beobachtete Linienstärke der C III-Linien korrekt wiedergeben zu können. Des Weiteren wurde auch die Siliziumhäufigkeit um 80% auf $12 + \log([Si/H]) = 6.1$ herabgesetzt, dies war erforderlich, um die geringe Einsenkung der Si IV-Linien bei 4090 Å und 4117 Å nachzubilden zu können. Dabei ist zu beachten, dass die Linienstärke dieser beiden Linien ebenfalls durch Reduktion der Oberflächenbeschleunigung sowie der Leuchtkraft vermindert werden kann. Die hierfür erforderliche Absenkung der Leuchtkraft steht jedoch im klaren Widerspruch zu den Photometriedaten (siehe Abbildung A.3 und Tabelle 4.3) und der daraus resultierenden Leuchtkraft. Die Oberflächenbeschleunigung ist darüber hinaus durch die Breite der Linienflügel der Balmer-Serie ebenfalls faktisch festgelegt.

4.7.3 NGC 602b #1

Dieser Stern wurde aufgrund der noch minimal vorhandenen He II-Linie bei 4686 Å sowie der nicht mehr nachweisbaren He II-Linie bei 4200 Å und 4542 Å als B1 klassifiziert. Die vergleichbar starke Einsenkung der Si III-Linien bei 4553 Å, 4568 Å und 4575 Å gegenüber den Si IV-Linien, von denen die H δ -Linie flankiert wird, bekräftigt diese Klassifikation. Eine H δ -Äquivalentbreite von ~ 4.1 Å wiederum spricht für die Leuchtkraftklasse V.

Die Temperaturbestimmung gründet sich bei diesem Stern vor allem auf das Verhältnis der He I-Linien zu der He II-Linie bei 4686 Å sowie der Si III-Linien zu den Si IV-Linien. Die beste Übereinstimmung für diese beiden Linienverhältnisse wird bei einer Temperatur von 30 kK erreicht, jedoch sind bei dieser Temperatur etliche He I-Linien im Modell deutlich stärker ausgeprägt als in der Beobachtung. Eine Erhöhung der Temperatur erweist jedoch als nicht zielführend, da einerseits die nicht beobachteten He II-Linie bei 4200 Å und 4542 Å im Modell ab einer Temperatur von 32 kK klar erkennbar sind und andererseits die bereits bei 30 kK vom Modell leicht zu stark wiedergegebene He II-Linie bei 4686 Å weiter an Stärke gewinnt. Darüber hinaus reagieren die He I-Linien in diesem Temperaturbereich nur schwach auf Änderungen der Temperatur. Das beobachtete Verhältnis der Siliziumlinien ist ebenfalls nicht mit einer höheren Temperaturen vereinbar.

Charakteristisch für dieses Spektrum sind die vielen eindeutig zu identifizierenden O II-Linien, die vom Modell bei einer, im Vergleich zu dem in Tabelle 3.2 angegebenen Wert, um 30% auf $12 + \log([O/H]) = 7.8$ leicht abgesenkten Sauerstoffhäufigkeit am besten wiedergegeben werden. Das Verhältnis der Si III- zu den Si IV-Linien wird zwar bei der ermittelten Temperatur korrekt wiedergegeben, jedoch sind sowohl die Si IV-Linien als auch die Si III-Linien im Modell deutlich stärker eingesenkt als in der Beobachtung. Aus diesem Grund wurde die Siliziumhäufigkeit, wie auch schon bei dem Stern NGC 602a #2, im Vergleich zu dem in Tabelle 3.2 angegebenen Wert ebenfalls um 80% herabgesetzt. Im Zuge dessen sei die bereits im Abschnitt 4.7.2 thematisierte Abhängigkeit der Siliziumlinien von der Leuchtkraft sowie der Oberflächenbeschleunigung erwähnt, jedoch sind beide Werte bereits durch die Photometriedaten bzw. die Breite der Linienflügel der Balmer-Serie festgelegt. Des Weiteren erfolgte auch eine Reduzierung der Kohlenstoffhäufigkeit, im Vergleich zu dem in Tabelle 3.2 angegebenen Wert um 50% auf $12 + \log([C/H]) = 7.1$. Diese Anpassung war für die korrekte Wiedergabe der beobachtete Linienstärke der C III-Linien bei 4647 Å, 4650 Å und 4651 Å erforderlich.

4.7.4 NGC 602a #11

Der Stern zeigt eine kleine, aber deutlich erkennbare Mg II-Linie bei 4481 Å, deren Stärke vergleichbar mit der Si III-Linie bei 4553 Å ist. Des Weiteren sind weder Si II-Linie noch Si IV-Linie im Spektrum dieses Sterns auszumachen, sodass eine Klassifikation als B2.5 gerechtfertigt ist. Markant an diesem Spektrum sind auch die zahlreichen und deutlich ausgeprägten Nebellinien, wie z. B. die bereits in Kapitel 4.4 erwähnten O III-Linien bei 4959 Å und 5007 Å sowie die N II-Linie bei 6583 Å und die Si II-Linien bei 6716 Å und 6731 Å. Diese Nebelemision zeigt sich auch bei den Linien der Balmer-Serie des Wasserstoffs, die ebenfalls von einer zentralen Nebelemision überlagert sind. Im Falle der H δ -Linie ist dies im Vergleich zu den übrigen Mitgliedern dieser Serie zwar deutlich weniger stark ausgeprägt, jedoch führt auch diese vergleichsweise kleine Nebelemision zu einem gewissen Fehler bei der Bestimmung der H δ -Äquivalentbreite, der nicht vollständig

korrigiert werden kann. Der ermittelte Wert von 4.85 \AA ist daher nur als untere Grenze für die Äquivalentbreite zu verstehen. Die Bestimmung der Leuchtkraftklasse gestaltet sich dementsprechend schwierig. Mit einer Äquivalentbreite von 4.8 \AA liegt dieser Stern zwischen den von Balona & Crampton (1974) für einen B2 V bzw. B2 III bestimmten Wert von 5.3 \AA respektive 3.8 \AA (siehe Tabelle 4.5). Da die ermittelte Äquivalentbreite nur als eine untere Grenze für die „wahre“ Äquivalentbreite aufgefasst werden kann, spricht dies für die Leuchtkraftklasse der Zwerge, sodass dieser Stern schließlich als B2.5 V klassifiziert wurde.

Die Bestimmung der Temperatur gestaltet sich in diesem Fall schwieriger, als bei den bereits betrachteten Sternen, da im beobachteten Spektrum von keinem Element Linien zweier Ionisationsstufen zu verzeichnen sind. Nichtsdestoweniger kann die Temperatur durch die auftretenden Linien bzw. deren Stärke eingegrenzt werden. Die Si III-Linien bei 4553 \AA , 4568 \AA und 4575 \AA sowie die sehr kleinen O II-Linien bei 4072 \AA und 4075 \AA zeigen bei einer Temperatur von 15-16 kK die beste Übereinstimmung mit der Beobachtung. Die He I-Linien werden ebenfalls bei einer Temperatur von 15 kK am besten vom Modell wiedergegeben, wohingegen für einen perfekten Fit der C II-Linie bei 4267 \AA eine Temperatur von 14 kK notwendig sind. Der beste Kompromiss ergibt sich daher, bei den in Tabelle 3.2 angegebenen Häufigkeiten, bei einer Temperatur von $15 \pm 1 \text{ kK}$. Die Heliumlinien weisen dabei grundsätzlich den Vorteil auf, dass die Häufigkeit des Heliums nach unten durch die *primordiale Nukleosynthese* begrenzt ist und dass der Anteil des Heliums, im Vergleich zu den übrigen Elementen mit Ausnahme des Wasserstoffs, vergleichsweise hoch ist, sodass eine moderate Anreicherung zu relativ geringen Änderungen der Linienstärken der He I-Linien führt und daher die Bestimmung der Temperatur über die He I-Linien den geringsten Fehler aufweisen sollte. Ungeachtet dessen zeigen auch einige He I-Linien Anzeichen für auftretende Nebelemission bzw. einer Auffüllung der Absorptionslinien durch eine zentrale Emission. Besonders gut ist das am Beispiel der He I-Linie bei 6678 \AA zu beobachten. Dies könnte bewirken, dass die ermittelte Temperatur zu gering ist, da unter Umständen die Linien schwächer erscheinen als sie in Wirklichkeit sind. Dagegen spricht jedoch die Tatsache, dass die über die Heliumlinien bestimmte Temperatur mit der über die Metalllinien ermittelten Temperatur praktisch identisch ist. Jedoch könnte der Einfluss des Nebels die teilweise zu stark vom Modell wiedergegebenen He I-Linien erklären.

Im Widerspruch zu der in der Klassifikation ermittelte Leuchtkraftklasse V steht die für einen Zwerg zu geringe Oberflächenbeschleunigung von $\log g = 3.0$, die eher für einen weiter entwickelten Riesen typisch ist. Jedoch könnte auch dies auf eine unterschätzte Temperatur zurückzuführen sein, da höhere Temperaturen geringere Breiten der Balmerlinien nach sich ziehen, was wiederum durch eine Anhebung der Oberflächenbeschleunigung kompensiert werden müsste.

4.7.5 NGC 602a #12

Im Rahmen der untersuchten Sterne weist dieser Stern, zum einen das am stärksten durch Nebelemission beeinflussten Spektrum und zum anderen eines der schlechtesten Signal-Rausch-Verhältnisse auf, sodass sowohl eine eindeutige Klassifikation als auch eine exakte Bestimmung der Sternparameter praktisch nicht möglich sind. Trotzdem wurde versucht, die Parameter so gut wie möglich einzugrenzen. Erschwert wurde dies zusätzlich durch die deutliche Rundheit der Linien, die im Modell gut mit einer hohen Rotationsgeschwindigkeit von 200 km/s reproduziert werden kann.

Die relativ stark eingesenkten und breiten Wasserstofflinien im Spektrum dieses Sterns sind charakteristisch für einen B-Sterns, jedoch können weder die für die Klassifikation wichtige Mg II-Linie bei 4481 Å noch die Si III-Linie bei 4553 Å eindeutig identifiziert werden. Aufgrund der nicht vorhandenen Si IV-Linien können allerdings alle früheren Spektraltypen als B2 ausgeschlossen werden. Das Gleiche gilt für B5 und alle späteren Spektraltypen, da ebenfalls keine Si II-Linien im Spektrum erkennbar sind, sodass dieser Stern als B2-3 klassifiziert wurde. Für die H δ -Äquivalentbreite ergibt sich ein Wert von 5.25 Å, was im Falle eines B2-Sterns der Leuchtkraftklasse V entspricht, jedoch im Falle eines B3-Sterns zu gering für diese Einstufung ist. Nichtsdestotrotz wurde dieser Stern als B2-3V klassifiziert, da die ermittelte Äquivalentbreite, wie bereits mehrfach erwähnt, aufgrund der überlagerten Nebellinien nur als untere Grenze zu verstehen ist.

Aufgrund der oben beschriebenen Schwierigkeiten sowie der Tatsache, dass in dem Spektrum dieses Sterns von keinem Element Linien zweier Ionisationsstufen auftreten, kann die Temperatur nur auf einen Bereich von 21 ± 5 kK eingegrenzt werden. Die He I-Linien der synthetischen Spektren zeigen sowohl im Temperaturbereich von 15 kK bis 17 kK als auch im Bereich von 25 kK bis 33 kK eine akzeptable Übereinstimmung mit der Beobachtung. Bei Temperaturen oberhalb von 26 kK kann jedoch weder die Einsenkung der H δ -Linie noch der He-Linien von den Modellen in ausreichender Stärke wiedergegeben werden, sodass dies als obere Grenze für die Temperatur betrachtet werden kann. Des Weiteren zeigen die Modelle oberhalb dieser Temperaturgrenze die He II-Linie bei 4686 Å sowie Si IV-Linien, welche in der Beobachtung nicht vorhanden sind. Unterhalb von 16 kK ist hingegen in den Modellen die Balmer-Serie teilweise stärker ausgeprägt als in der Beobachtung, sodass der Temperaturbereich dadurch nach unten abgegrenzt wird. Die in der Beobachtung nicht nachweisbaren Si III- und die O II-Linien sind im Modell oberhalb einer Temperatur von 20 kK deutlich erkennbar, jedoch kann für diese Linien eine Abhängigkeit der Linienstärke von den jeweiligen Häufigkeiten nicht ausgeschlossen werden.

Prägnant an diesem Spektrum ist auch eine faktisch nicht vorhandene H α -Absorption, es kann jedoch nicht festgestellt werden ob dies hauptsächlich auf Emission durch den Nebel oder den Stern zurückzuführen ist. Es kann daher auch eine Massenverlustrate von $10^{-7} M_{\odot}/a$ nicht ausgeschlossen werden.

4.7.6 NGC 602a #6

Das Spektrum dieses B-Sterns zeigt eine kleine, aber deutlich erkennbare Si III-Linie bei 4553 Å, jedoch weder die Mg II-Linie bei 4481 Å noch Si IV- oder Si II-Linien, sodass dieser Stern als B2 klassifiziert wurde. Für die H δ -Äquivalentbreite, die so gut wie möglich um die Nebelemmission korrigiert wurde, ergibt sich der für einen B2V-Stern typische Wert von 5.3 Å.

Bei diesem Stern beruht die Temperaturbestimmung vor allem auf den Linien des neutralen Heliums, die bei einer Temperatur von 15 kK die beste Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtung aufweisen, jedoch kann sowohl eine Temperatur von 14 kK als auch 16 kK nicht ausgeschlossen werden. In Übereinstimmung damit kann die C II-Linie bei 4267 Å ebenfalls bei einer Temperatur von 15 kK gut vom Modell reproduziert werden. Für die Si III-Linie bei 4553 Å hingegen ist eine Temperatur von 16 kK erforderlich um ausreichend stark vom Modell wiedergegeben zu werden. Daher ergibt sich für diesen Stern eine Temperatur von 15 ± 1 kK, bei der auch für die Wasserstofflinien eine adäquate

Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Modell erzielt werden kann. Zu beachten ist jedoch, dass die Linienstärke der einzelnen Metalllinien, wie bereits mehrfacher erwähnt, durchaus von den jeweiligen Häufigkeiten abhängen kann.

4.7.7 NGC 602a #13 und NGC 602a #14

Diese beiden Sterne stehen, wie in Abschnitt 4.6 beschrieben und in Abbildung 4.5 veranschaulicht, unter dem Verdacht, Doppelsternsysteme zu sein. Dessen ungeachtet werden sie an dieser Stelle, zunächst als Einzelstern betrachtet und analysiert, um anschließend auf die möglichen Auswirkungen der Doppelsternhypothese auf die in den Einzelsternanalysen bestimmten Parameter einzugehen.

Analyse als Einzelstern

In der Analyse als Einzelstern wurden jeweils die LR03- und HR15N-Spektren vom 26.10.2010 sowie die LR02-Spektren vom 27.10.2010 verwendet, da die Linien dieser Spektren die geringere Asymmetrie zeigen und sich diese Spektren daher für die Einzelsternanalyse als geeigneter erwiesen.

NGC 602a #13: Das Spektrum dieses Sterns ähnelt sehr dem des Sterns NGC 602a #6, jedoch ist in diesem Spektrum sowohl eine kleine Mg II-Linie bei 4481 Å als auch eine Si III-Linie bei 4553 Å vergleichbarer Stärke erkennbar, sodass dieser Stern als B2.5 klassifiziert wurde. Die H δ -Äquivalentbreite liegt mit 5.4 Å geringfügig oberhalb des typischen Wertes für einen B2 V-Stern (siehe Tabelle 4.5), sodass aufgrund des Einflusses der Nebellinien hier eine Klassifikation als B2.5 V gerechtfertigt erscheint.

Die Ähnlichkeit des Spektrum mit dem des Sterns NGC 602a #6 äußert sich ebenfalls in den Temperaturindikatoren, die wie bei dem Stern NGC 602a #6 hier ebenso Anwendung finden. Eine akzeptable Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtung ergibt sich für die He I-Linien in einem Temperaturbereich von 15 ± 1 kK. Für einen adäquate Fit der C II-Linie bei 4267 Å ist wiederum eine Temperatur von 14 kK erforderlich, wohingegen für einen guten Fit der Si III-Linie bei 4553 Å eine Temperatur von 16 kK benötigt wird, sodass für diesen Stern ebenfalls wie für NGC 602a #6 eine Temperatur von 15 ± 1 kK angesetzt werden kann.

NGC 602a #14: Dieser Stern zeigt eine deutlich ausgeprägte Mg II-Linie bei 4481 Å, die merklich stärker eingesenkt ist, als die Si III-Linie bei 4553 Å, sodass dieser Stern der Spektralklasse B3 zuzuordnen ist. Aus einer H δ -Äquivalentbreite von 6.1 Å, die bei diesem Stern vergleichsweise wenig von Nebemission verfälscht ist, ergibt sich wiederum mit Tabelle 4.5 die Leuchtkraftklasse der Zwerge, sodass die vollständige MK-Klassifikation für diesen Stern B3 V lautet.

Das Spektrum dieses Sterns weist große Ähnlichkeiten mit den Spektren der Sterne NGC 602a #13 und NGC 602a #6 auf, sodass auch für diesen Stern, die für NGC 602a #6 beschriebenen Temperaturkriterien Gültigkeit haben. Im Vergleich zu NGC 602a #13 sind die He I-Linien bei diesem Stern, jedoch ein wenig stärker eingesenkt, daher folgt aus dem Fit dieser Linien eine vergleichsweise leicht höhere Temperatur von 16 ± 1 kK. Die Si III-Linie bei 4553 Å kann ebenfalls bei einer Temperatur von 16 kK gut vom Modell reproduziert werden. Für einen adäquaten Fit der C II-Linie bei 4267 Å ist hingegen eine

leicht geringere Temperatur von 15 kK sowie eine von 100 km/s auf 30 km/s abgesenkte Rotationsgeschwindigkeit nötig, die jedoch nicht mit den He I-Linienprofilen vereinbar ist. Für die Temperatur ergibt sich daher ein Wert von 16 ± 1 kK.

Analyse als Doppelstern

Dieser Abschnitt ist aufgrund der sehr ähnlichen Spektren für beide Doppelsternsysteme gültig. Die Analyse dieser Objekte als Doppelsternsysteme gestaltet sich schwierig, da in den Spektren zwar eine Verschiebung der Linien sowie leicht asymmetrische Linienformen feststellbar sind, diese Unterschiede jedoch zu klein sind, um im Doppelsternfit eindeutige Rückschlüsse auf die Komponenten der Systeme zuzulassen. Nichtsdestoweniger zeigt sich, dass für beide Doppelsternsysteme der Unterschied in den Leuchtkräften der einzelnen Komponenten nicht mehr als 0.4 dex betragen kann, da ansonsten die beobachteten Linienformen nicht reproduzierbar sind.

Aufgrund der ähnlichen Leuchtkräfte, sollten jeweils die Linien beider Komponenten (mit Ausnahme von sehr schwachen Linien) im Spektrum der Doppelsternsysteme vertreten sein, sodass auch eine Eingrenzung der Temperaturen der jeweiligen Komponenten grob möglich ist. Angesichts der in den Beobachtungen beider Doppelsternsysteme nicht vorhandenen O II-Linien sowie der sehr schwachen Si III-Linien können jeweils Temperaturen oberhalb von 20 kK ausgeschlossen werden. Ebenso ausgeschlossen sind für beide Doppelsternsysteme Temperaturen unterhalb von 10 kK, da einerseits bei diesen Temperaturen die Linienbreite der Balmerlinien zu groß ist und andererseits die He I-Linien bei diesen Temperaturen zu schwach sind, um die beobachteten Asymmetrien der He I-Linien zu erklären.

Angesichts des mit der Einzelsternanalyse kompatiblen Parameterbereiches sowie der reduzierten Aussagekraft der Doppelsternanalyse, können die in den Einzelsternanalysen gewonnenen Parameter, als annehmbare Approximation für die Parameter der Doppelsternkomponenten betrachtet werden. Des Weiteren zeigt sich, dass diese Methode der Doppelsternanalyse an seine Grenzen stößt, sobald keine den einzelnen Sternen zuordenbare Linien bzw. stark asymmetrische Linien im Spektrum des Doppelsternsystems identifizierbar sind.

4.7.8 NGC 602a #15

Markant an dem Spektrum dieses Sterns ist vor allem die starke $H\alpha$ -Emission, die in abnehmender Intensität auch bei den übrigen Mitglieder der Balmer-Serie festgestellt werden kann. Diese für einen Be-Stern typische Emission ist für die $H\alpha$ -, $H\beta$ - und die $H\gamma$ -Linie dieses Sterns in Abbildung 4.9 dargestellt. Die beiden, im Falle der $H\alpha$ - und $H\beta$ -Linie deutlich zu erkennenden seitlichen Komponenten sind, wie in Kapitel 1 beschrieben, der zirkumstellaren Scheibe des Sterns zuzuordnen, wohingegen die zentrale Emission bei diesem Stern voraussichtlich, wie bei den bisher analysierten Sternen, auf Nebelemmission zurückzuführen ist. Dass dies gerechtfertigt ist, wird zum einen durch die O III-Nebellinien bei 4959 Å und 5007 Å bestätigt, die bei diesem Stern in Übereinstimmung mit der zentralen $H\alpha$ -Emission vergleichsweise schwach ausfallen, zum anderen zeigt auch das gemittelte Spektrum des Himmelhintergrundes an der Stelle der $H\alpha$ -Linie eine kleine Nebelemmission. Dieses Hintergrundspektrum zeigt ebenfalls, dass die einzelnen Komponenten der *Halpa*- und $H\beta$ -Emission nicht auf eine Überkompensation der

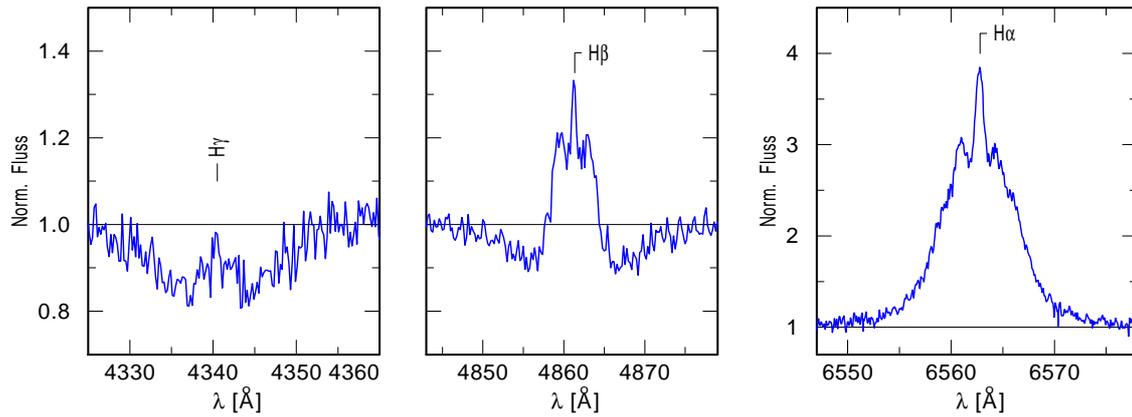


Abbildung 4.9 – Die $H\alpha$ -, $H\beta$ - und die $H\delta$ -Linie des Sterns NGC 602a #15 welche die für einen Be-Stern typische Emission zeigen.

Nebellinien bei der Datenreduktion zurückzuführen sind.

Erwähnt sei weiterhin, dass im Gegensatz zur Erklärung über die Nebelemission, auch eine komplizierte kinematische Struktur der zirkumstellaren Scheibe (Ruždjak et al. 2009) oder aber verschiedene Komponenten eines Doppelsternsystems, z. B. ein Stern mit einer Scheibe sowie ein Weiterer eingehüllt in eine sphärische Gashülle (Miroshnichenko et al. 2001), als Ursache für die dreigeteilten Emissionskomponenten in Frage kommen.

Neben den durch Rotation stark verbreiterten He I-Linien zeigt dieser Stern jedoch keine weiteren spektralen Auffälligkeiten, so sind weder die für eine detailliertere Klassifikation nötigen Siliziumlinien noch die Mg II-Linie bei bei 4481 \AA im Spektrum dieses Stern vorhanden. Ebenso kann aufgrund der Auffüllung der Balmerlinien durch die oben beschriebenen Emission die Leuchtkraftklasse nicht über die $H\delta$ -Äquivalentbreite bestimmt werden.

Der primäre Temperaturindikator sind die He I-Linien, die bei einer Temperatur von 16_{-1}^{+3} kK eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtung aufweisen. Prinzipiell kann auch bei einer Temperatur von 30 kK ein guter Fit für die He I-Linien erzielt werden, jedoch zeigen die Modelle bei dieser Temperatur deutliche He II-Linien, die nicht der Beobachtung entsprechen. Für die Linienflügel der Balmer-Linien wird die beste Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtung bei einer Temperatur von 18 kK und einer Oberflächenbeschleunigung von $\log g = 3.4 \text{ dex}$ erzielt. Als sekundäre Temperaturindikatoren können wiederum die im Spektrum nicht präsenten Metalllinien dienen, wobei Temperaturen von $\leq 16 \text{ kK}$ respektive $\leq 20 \text{ kK}$ erforderlich sind, damit weder Si III- noch O II-Linien in den synthetischen Spektren zu verzeichnen sind. Die in der Beobachtung minimal eingesenkte C II-Linie bei 4267 \AA kann bei einer Temperatur von 14 kK vom Modell reproduziert werden, sodass sich schlussendlich, unter Berücksichtigung des Einflusses der jeweiligen Häufigkeiten auf die Linienstärken, eine Temperatur von 18_{-4}^{+1} kK ergibt.

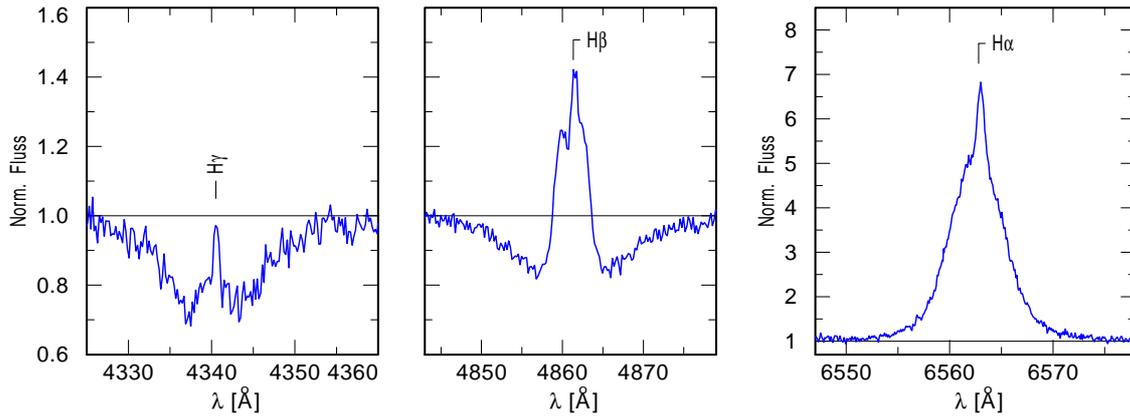


Abbildung 4.10 – Die für einen Be-Stern typische Emission am Beispiel $H\alpha$ -, $H\beta$ - und die $H\delta$ -Linie.

4.7.9 Cluster A #1

Auch dieser Stern wurde aufgrund der deutlich ausgeprägten Emission in den Balmer-Linien als Be-Stern klassifiziert, wobei jedoch keine eindeutige Aufteilung der Emission in Komponenten feststellbar ist. Da für eine adäquate Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Modell, im Falle der He I-Linien, eine Rotationsgeschwindigkeit von $v \sin i = 220 \text{ km/s}$ benötigt wird, kann die Rotationsachse dieses Be-Sterns nicht parallel zur Sichtachse ausgerichtet sein, sodass wie im Kapitel 1 beschrieben eine mehrkomponentige Emission zu erwarten ist. Aufgrund der Tatsache, dass auch bei diesem Stern die O III-Nebellinien bei 4959 \AA und 5007 \AA und Nebelemission in dem gemittelten Spektrum des Himmelshintergrundes feststellbar sind, kann davon ausgegangen werden, dass auch in diesem Fall die Balmer-Linien mit Nebelemission überlagert sind, welche eine möglicherweise komplexere Linienform dieser überdeckt. Ähnlich wie der Stern NGC 602a #15 kann auch dieser nicht genauer klassifiziert werden, da auch bei diesem Stern die hierfür benötigten Linien im Spektrum gar nicht oder aber nicht zweifelsfrei identifizierbar sind.

Da sich das Spektrum von Cluster A #1, abgesehen von der jeweiligen Ausprägung der Balmerlinien, nur geringfügig vom Stern NGC 602a #15 unterscheidet, können auf das Spektrum dieses Stern die gleichen Temperaturindikatoren angewendet werden. Aus dem Fit der He I-Linien ergibt sich eine Temperatur von $14 \pm 1 \text{ kK}$, welche einerseits mit der minimal eingesenkten C II-Linie bei 4267 \AA , die bei einer Temperatur von 14 kK am besten wiedergegeben wird, als auch mit den, in der Beobachtung nicht vorhandenen, Si III-Linien im Einklang ist.

Die Temperaturbestimmung bei den Be-Sterne unterliegt im Vergleich zu den übrigen untersuchten Sternen relativ großen Unsicherheiten, die zum einen darauf zurückzuführen sind, dass die Annahme der sphärischen Symmetrie hier nur eine grobe Approximation darstellt und zum anderen darauf, dass Be-Sterne häufig auch Emission in den Heliumlinien bzw. eine Auffüllung der Absorption in diesen Linien zeigen, sodass diese Linien schwächer erscheinen als sie in Wirklichkeit sind.

Tabelle 4.7 – Parameter der analysierten OB-Sterne

Stern	$\log L_*$ [L_\odot]	$E_B - V$ [mag]	T_* [kK]	$\log g_{\text{eff}}$ [cgs]	$\log g$ [cgs]	M_* [M_\odot]	$\log \dot{M}$ [M_\odot/a]
NGC 602a #2	$5.15^{+0.05}_{-0.2}$	$0.15^{+0.1}_{-0.1}$	35.0^{+3}_{-2}	$4.4^{+0.1}_{-0.1}$	$4.42^{+0.09}_{-0.1}$	$96.4^{+25.1}_{-19.7}$	≤ -7.0
NGC 602a #6	$3.40^{+0.05}_{-0.1}$	$0.05^{+0.05}_{-0.05}$	15.0^{+1}_{-1}	$3.5^{+0.1}_{-0.1}$	$3.5^{+0.1}_{-0.1}$	$6.5^{+1.4}_{-1.6}$	≤ -9.0
NGC 602a #8	$5.66^{+0.03}_{-0.12}$	$0.09^{+0.01}_{-0.01}$	$46.0^{+1.5}_{-1.5}$	$4.0^{+0.1}_{-0.1}$	$4.11^{+0.03}_{-0.07}$	54.0^{+4}_{-9}	-7.0
NGC 602a #11	$3.40^{+0.1}_{-0.2}$	$0.05^{+0.15}_{-0.05}$	15.0^{+1}_{-1}	$3.0^{+0.1}_{-0.1}$	$3.0^{+0.1}_{-0.1}$	$2.1^{+0.5}_{-0.4}$	≤ -10.0
NGC 602a #12	$4.35^{+0.1}_{-0.2}$	$0.3^{+0.1}_{-0.05}$	21.0^{+5}_{-5}	$3.9^{+0.2}_{-0.2}$	$3.9^{+0.2}_{-0.2}$	$37.8^{+21.8}_{-13.8}$	≤ -7.0
NGC 602a #13	$3.65^{+0.1}_{-0.2}$	$0.1^{+0.15}_{-0.05}$	15.0^{+1}_{-1}	$3.2^{+0.3}_{-0.1}$	$3.2^{+0.3}_{-0.1}$	$5.8^{+5.6}_{-1.2}$	≤ -8.0
NGC 602a #14	$3.40^{+0.05}_{-0.15}$	$0.05^{+0.1}_{-0.05}$	16.0^{+1}_{-1}	$3.6^{+0.2}_{-0.1}$	$3.6^{+0.2}_{-0.1}$	$6.3^{+3.6}_{-1.3}$	≤ -9.0
NGC 602a #15	$3.5^{+0.2}_{-0.2}$	$0.2^{+0.1}_{-0.1}$	18.0^{+1}_{-4}	$3.4^{+0.2}_{-0.2}$	$3.4^{+0.2}_{-0.2}$	$3.2^{+1.8}_{-1.1}$	$-$
NGC 602b #1	$4.45^{+0.1}_{-0.2}$	$0.15^{+0.2}_{-0.1}$	30.0^{+2}_{-3}	$4.3^{+0.2}_{-0.2}$	$4.3^{+0.2}_{-0.2}$	$29.0^{+10.4}_{-16.6}$	≤ -8.0
Cluster A #1	$3.40^{+0.05}_{-0.15}$	$0.05^{+0.05}_{-0.05}$	14.0^{+1}_{-1}	$3.1^{+0.2}_{-0.2}$	$3.1^{+0.2}_{-0.2}$	$2.7^{+1.6}_{-1.0}$	$-$

Tabelle 4.7 – (Fortsetzung)

Stern	R_* [R_\odot]	$v \sin i$ [km/s]	v_{esc} [km/s]	v_{rad} [km/s]	$v_{\text{rad,neb}}$ [km/s]	$\log Q_0$ [1/s]	Klassifikation
NGC 602a #2	10.3	60.0^{+20}_{-20}	1985	158^{+5}_{-5}	170	48.5	O9 V
NGC 602a #6	7.4	100.0^{+30}_{-30}	573	185^{+10}_{-10}	168	43.4	B2 V
NGC 602a #8	10.7	60.0^{+20}_{-20}	1220	162^{+5}_{-5}	172	49.5	O3 V((f^*)) _Z + OB
NGC 602a #11	7.4	60.0^{+20}_{-20}	322	168^{+5}_{-5}	168	43.4	B2.5 V
NGC 602a #12	11.4	200.0^{+50}_{-50}	1120	140^{+10}_{-10}	172	46.1	B2-3 V
NGC 602a #13	9.9	210.0^{+30}_{-30}	661	185^{+10}_{-5}	180	44.0	B2.5 V Doppelstern?
NGC 602a #14	6.5	100.0^{+70}_{-70}	603	155^{+10}_{-10}	170	44.2	B3 V Doppelstern?
NGC 602a #15	5.8	300.0^{+30}_{-30}	366	170^{+10}_{-10}	164	44.6	Be
NGC 602b #1	6.2	20.0^{+20}_{-20}	1317	173^{+5}_{-5}	174	47.2	B1 V
Cluster A #1	7.6	220.0^{+40}_{-40}	258	180^{+10}_{-10}	180	43.7	Be

Notiz: – Für jeden Stern ist zusätzlich neben der Zahl der ionisierenden Photonen pro Sekunde Q_0 auch die Radialgeschwindigkeit des Nebels $v_{\text{rad,neb}}$ angegeben, welche aus den Nebellinien die dem Sternspektrum überlagert sind ermittelt wurde (siehe Abschnitt 4.4).

Kapitel 5

Diskussion der Ergebnisse

5.1 Sternentwicklung

Eine direkte Beobachtung der zeitlichen Entwicklung ist bei den meisten Sternen aufgrund der sehr großen Zeitskalen in den einzelnen Phasen der Sternentwicklung nicht möglich. Eine Analyse der Entwicklungsprozesse erfordert daher eine statistische Auswertung einer großen Anzahl an Sternen. Als anschauliche Möglichkeit für den Vergleich zwischen den in der Spektralanalyse ermittelten Parametern und den Prognosen der Sternentwicklungsmodelle hat sich das Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD) erwiesen. Entgegen der ursprünglichen Ausführung des HRDs, in dem die absolute visuelle Helligkeit M_v über den Spektraltyp aufgetragen wird, findet in dieser Arbeit die eher theoretische Darstellung des Logarithmus der Leuchtkraft $\log L$ über die logarithmierte Effektivtemperatur $\log T_{\text{eff}}$ Verwendung. Da zum einen die absolute visuelle Helligkeit ebenso wie die Leuchtkraft ein Maß für die Helligkeit darstellen und andererseits, wie bereits in Abschnitt 4.3 erwähnt, der Spektraltyp mit der Temperatur korreliert, zeigen beide Varianten die gleichen auffälligen Strukturen.

Diese Strukturen können allgemein mit den verschiedenen Entwicklungsphasen der Sterne identifiziert werden, wobei die Sterne die längste Zeit ihrer Entwicklung, die Zeit des zentralen Wasserstoffbrennens, auf der Hauptreihe verbringen. Die Sterne erreichen die sogenannte Alter-Null-Hauptreihe (englisch: Zero Age Main Sequenz, kurz ZAMS) nach Beendigung der Vor-Hauptreihen-Phase, welche sich an die Bildung aus der ursprünglichen Molekülwolke anschließt und im Zuge derer die Kontraktion als Hauptenergielieferant durch die zentrale Fusion von Wasserstoff zu Helium abgelöst wird. Nachdem durch diesen Fusionsprozess rund 10% des Wasserstoffvorrates im Kern des Sterns aufgebraucht wurden, entfernt sich der Stern von der Hauptreihe, wobei die weitere Entwicklung stark von der jeweiligen Masse des Sterns abhängt. Die Masse wiederum korreliert für Sterne auf der Hauptreihe mit der Leuchtkraft, sodass die Leuchtkraftskala im HRD für Sterne auf der Hauptreihe auch einer gewissen Massenskala entspricht.

Obwohl Details bis heute nicht abschließend geklärt sind, haben neben der Masse auch die Metallizität, die Massenverlustrate sowie die Rotationsgeschwindigkeit einen wesentlichen Einfluss auf die Entwicklung eines Sterns. So verschiebt sich z. B. die ZAMS für höhere Rotationsgeschwindigkeiten aufgrund der geringeren effektiven Oberflächenbeschleunigung zu kühleren Temperaturen und leicht höheren Leuchtkräften. Im Gegensatz dazu können durch Rotation verursachte Durchmischungsprozesse zwischen der Zentralregion und den äußeren Schichten des Sterns im Laufe der Entwicklung auch einen gegenteiligen Effekt zur Folge haben. Des Weiteren gibt es Wechselwirkungen zwischen Rotation und Massenverlust, da auf der einen Seite mit einer hohen Rotationsgeschwindigkeit über die Rotationsmischung eine Erhöhung des CNO-Anteils in der Sternatmosphäre verbunden

ist und daher mit den so gesteigerten Opazitäten über liniengetriebene Winde auch eine erhöhte Massenverlustrate einhergeht. Verstärkt wird dieser Effekt durch die mit steigender Rotationsgeschwindigkeit ebenfalls zunehmenden Zentrifugalbeschleunigung welche wiederum die effektive Oberflächenbeschleunigung herabsetzt und so den Massenverlust erhöht. Die Massenverlustrate hat umgekehrt über den assoziierten Verlust an Drehimpuls, einen negativen Rückkopplungseffekt auf die Rotation.

Im HRD lässt sich die Sternentwicklung durch theoretische Entwicklungswege sowie die daraus abgeleiteten Isochronen veranschaulichen. Die Entwicklungswege stellen hierbei die zeitliche Änderung der Sternparameter in Abhängigkeit von der Anfangsmasse dar, wohingegen durch die Isochronen die Positionen der Sterne gleichen Alters im HRD wiedergegeben werden. In dem in Abbildung 5.1 dargestellten HRD sind sowohl die in dieser Arbeit analysierten Sterne (Werte siehe Tabelle 4.7) als auch die Entwicklungswege und Isochronen von Brott et al. (2011) für eine Metallizität von $Z = 0.0021$ und eine Rotationsgeschwindigkeit von 300 km/s sowie die sich daraus ergebene ZAMS dargestellt.

Für die Sterne des zu den jungen Objekten der SMC zählenden Sternhaufens NGC 602 (Carlson et al. 2007; Nigra et al. 2008) ist prinzipiell eine Position auf oder nahe der ZAMS im HRD zu erwarten. Es zeigt sich jedoch, dass für fast alle der als Zwerge klassifizierten B-Sterne die in der Spektralanalyse ermittelten Temperaturen deutlich niedrigere und die Leuchtkräfte höhere Werte aufweisen, als es für Hauptreihensterne nach den Entwicklungsmodellen zu erwarten wäre. Dies äußert sich besonders stark bei den sechs leuchtschwächsten B-Sternen, für die aus dem HRD ein Alter von 35-50 Mio Jahren abgeleitet werden kann, was im Widerspruch zu dem von Carlson et al. (2007) ermittelten Alter der Hauptreihensterne von 4 Mio Jahren steht. Carlson et al. (2011) wiederum folgerte, dass die Sternentstehung vor 2-3 Mio Jahren im Zentrum von NGC 602 einsetzte und, getrieben durch die ionisierende Strahlung der ersten Sterne, sich nach außen fortsetzte. Im Gegensatz zu den B-Sternen zeigen die O-Sterne eine vergleichsweise gute Übereinstimmung mit diesen Zeitskalen. Innerhalb der Unsicherheiten erhält man für den Stern NGC 602a #2 ein Alter von 2-5 Mio Jahren. Für den Stern NGC 602a #8 ergibt sich wiederum ein Alter von ≤ 1 Mio Jahren, was in Anbetracht der Lage des Stern in Bezug auf das Zentrum von NGC 602a durchaus stimmig erscheint.

Zusammenfassend lässt sich ein mit abnehmender Leuchtkraft größer werdender „Abstand“ von der Hauptreihe sowie ein damit verbundener fortgeschrittener Entwicklungszustand der masseärmeren im Vergleich zu den massereicheren Sternen feststellen. Inwieweit diese Tendenz der Wirklichkeit entspricht oder ein Artefakt des Analyseverfahrens ist soll im weiteren diskutiert werden.

Dabei sei zuerst angemerkt, dass in diesem HRD im Grunde drei einzelne Sternhaufen zusammengefasst sind, die zwar unmittelbar benachbart sind, deren Entstehungszeitpunkte und damit Entwicklungszustände jedoch nicht zwangsläufig übereinstimmen müssen. Der Stern NGC 602b #1 zeigt in diesem Zusammenhang eine im Vergleich zu den übrigen B-Sternen relativ geringe Abweichung von der vermuteten Position im HRD und ist, innerhalb der Unsicherheiten, in Übereinstimmung mit dem von Carlson et al. (2007, 2011) bestimmten Alter. Des Weiteren ist der einzige im „Cluster A“ analysierte Stern einer der Be-Sterne, sodass die nicht den Erwartungen entsprechende Position dieses Sterns im HRD auf ein fortgeschrittenes Entwicklungsstadium des „Cluster A“ hinweisen könnte. In Anbetracht der ähnlichen Position des zweiten Be-Sterns NGC 602a #12 ergibt sich jedoch auch die Möglichkeit eines systematischen Fehlers bei der Analyse dieser Sterne. Zu nennen ist in diesem Zusammenhang vor allem die mögliche Auffüllung der He I-Linien

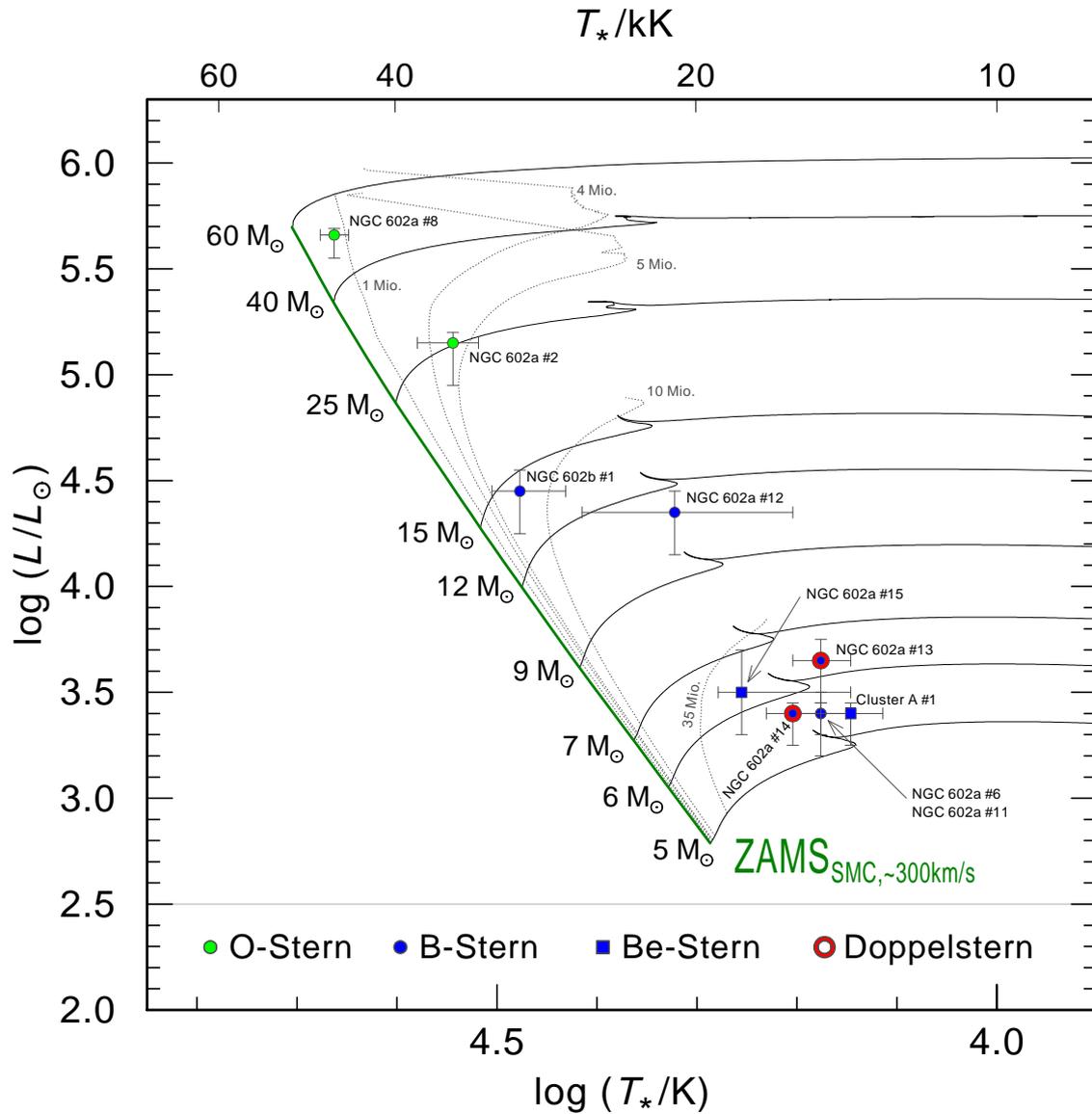


Abbildung 5.1 – HRD mit den sich aus der Spektralanalyse ergebenden Sternpositionen sowie den Entwicklungswegen und Isochronen von Brott et al. (2011) für eine Metallizität von $Z = 0.0021$ und einer Rotationsgeschwindigkeit von 300 km/s.

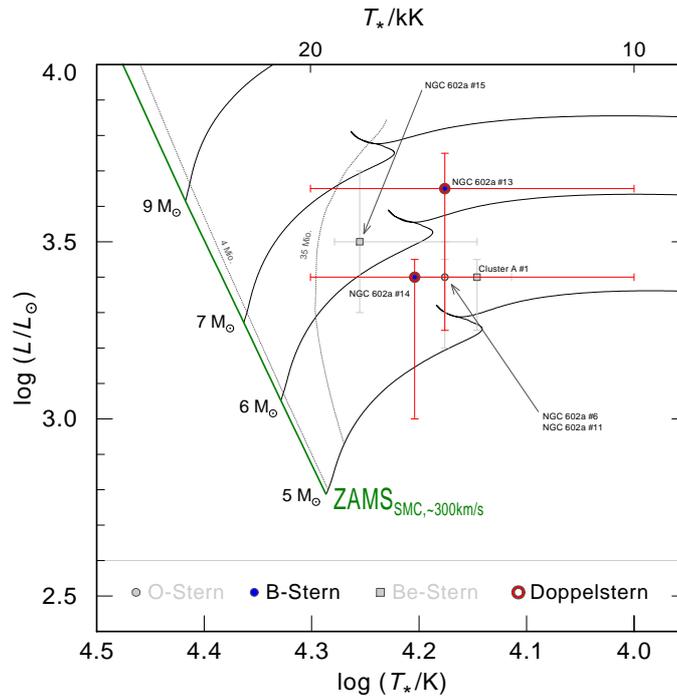


Abbildung 5.2 – HRD mit dem sich aus der Doppelsternanalyse ergebenden Parameterbereich für die Sterne NGC 602a #13 und NGC 602a #14 sowie den Entwicklungswegen und Isochronen von Brott et al. (2011) für eine Metallizität von $Z = 0.0021$ und einer Rotationsgeschwindigkeit von 300 km/s.

durch Emission der zirkumstellaren Scheibe, was aufgrund von fehlenden weiteren Temperaturindikatoren direkte Auswirkung auf die bestimmte Temperatur hätte. Darüber hinaus sei auch nochmals die für diese Sterne als starke Approximation anzusehende sphärische Symmetrie erwähnt.

Auch für die in der Einzelsternanalyse ermittelten Parameter der unter Doppelsternverdacht stehenden Sterne NGC 602a #13 und NGC 602a #14 zeigt sich eine ähnlich große Diskrepanz zu den Erwartungen aus den Entwicklungsmodellen wie für die übrigen B-Sterne. Die in der Doppelsternanalyse (siehe Abschnitt 4.7.7) abgesteckten Parameterbereiche für die Komponenten der Doppelsterne stellen, wie in Abbildung 5.2 gezeigt, eine gewisse Verbesserung gegenüber der Einzelsternanalyse dar, können die angesprochene Diskrepanz jedoch nicht vollständig erklären.

Eine andere mögliche Erklärung für den beobachteten Trend ist, dass der Einfluss des umgebenden Nebels auf die Spektren der B-Sterne aufgrund der im Vergleich zu den O-Sternen deutlich geringeren Leuchtkraft, größer ist. Die He I-Absorptionslinien, die bei den B-Sternen ein Haupttemperaturkriterium darstellen, sind daher möglicherweise weitaus stärker durch Auffüllung aufgrund von Nebemission betroffen (siehe z. B. Abschnitt 4.7.4), was sich in der Spektralanalyse in einer zu niedrig bestimmten Temperatur äußern würde. Des Weiteren basiert die Temperatur bei den beiden O-Sternen und bei dem B1-Stern (NGC 602b #1) auf Linienvhältnissen, sodass ein möglicher Einfluss des Nebels oder etwaige von Tabelle 3.2 abweichende Häufigkeiten weit geringere Auswirkungen auf die Temperaturbestimmung haben.

Obgleich in diesem Fall angesichts der beobachteten Zusammensetzung der Spektraltypen eher unwahrscheinlich besteht jedoch auch die Möglichkeit, dass Sterne späteren Spektraltyps in Sternentstehungsregionen im Durchschnitt älter erscheinen als Sterne früheren Spektraltyps. Zurückzuführen ist dies auf die geringeren ionisierenden Flüsse und schwächeren Sternwinde der Sterne späteren Spektraltyps, die daher länger in der ursprünglichen Gaswolke verborgen bleiben.

Auch kann ein systematischer Fehler im PoWR-Code nicht ausgeschlossen werden, wobei anzumerken ist das PoWR bis auf wenige Ausnahmen (z. B. Oskinova et al. 2011) bisher meist nur für die Analyse der Emissionslinienspektren von Wolf-Rayet-Sterne verwendet wurde. In Verdacht steht hier vor allem die Dichteschichtung in der Photosphäre, die wie in Abschnitt 3.5 beschrieben, am Start eines neuen Modells aufgesetzt wird, jedoch auf einer über die Atmosphäre als konstant angenommenen Temperatur sowie einer approximierten mittleren Teilchenmasse beruht. Da sowohl die Temperatur in der Sternatmosphäre eine Funktion der optischen Tiefe ist und darüber hinaus auch die mittlere Teilchenmasse mit der Ionisationsstruktur variiert, könnte dies eine Ursache für die beschriebene Diskrepanz zwischen HRD und Spektralanalyse sein.

Es besteht nichtsdestotrotz auch die Möglichkeit, dass die B-Sterne, wie das HRD suggeriert vor den O-Sternen entstanden sind. Dem steht jedoch entgegen, dass bei keinem der B-Sterne eine zu erwartende Anreicherung mit schweren Elementen (vor allem mit dem in der SMC in sehr geringen Umfang auftretendem Stickstoff [siehe Tabelle 3.2]) festgestellt werden kann. Da alle ermittelten Radialgeschwindigkeiten (siehe Tabelle 4.7) eine adäquate Übereinstimmung mit dem für die SMC gültigen Wert von rund 158 km/s zeigen kann weiterhin ausgeschlossen werden, dass die untersuchten Sterne zu den Vordergrundsternen der Milchstraße gehören. Demgegenüber kann nicht ausgeschlossen werden, dass es sich bei den B-Sternen um Feldsterne des „Flügels“ der SMC handelt, jedoch ist die Wahrscheinlichkeit äußerst gering, dass dies für den Großteil der untersuchten B-Sterne zutrifft.

Ich vermute also, dass die Diskrepanz zwischen der Spektralanalyse und den Entwicklungsmodellen in Anbetracht der Gruppierung der Sterne im HRD wahrscheinlich auf eine Verfälschung der verwendeten Temperaturindikatoren oder auf einen systematischen Fehler im PoWR-Code zurückzuführen ist.

5.2 Massenverlustraten

Für OB-Hauptreihensterne mit Leuchtkräften von $\log L_*/L_\odot \lesssim 5.25$ ist bekannt, dass die in Spektralanalysen bestimmten Massenverlustraten um Größenordnungen kleiner sind als jene Werte, welche von der Theorie der strahlungsdruckgetriebener Winde (siehe z. B. „CAK-Theorie“ Castor et al. 1975) vorhergesagt werden. Die Ursachen für dieses auch als „weak-wind problem“ bezeichnete Phänomen sind jedoch bisher nicht geklärt.

Basierend auf Monte-Carlo-Rechnungen wurde von Vink et al. (2001) eine Prognose der zu erwartenden Massenverlustraten für OB-Sterne in Abhängigkeit von der Metallizität und der Sternparametern erstellt. Für die SMC kann dies in Form der folgenden Formeln dargestellt werden:

$$\begin{aligned}
\text{Für } T_* \text{ 12.5 kK bis 22.5 kK: } \quad \log \dot{M} = & -7.24 \\
& + 2.21(\log L_*/L_\odot - 5) \\
& - 1.339 \log\left(\frac{M_*/M_\odot}{30}\right) \\
& + 1.07 \log\left(\frac{T_*}{20 \text{ kK}}\right), \tag{5.1}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{Für } T_* \text{ 27.5 kK bis 50.0 kK: } \quad \log \dot{M} = & -7.617 \\
& + 2.194(\log L_*/L_\odot - 5) \\
& - 1.313 \log\left(\frac{M_*/M_\odot}{30}\right) \\
& + 0.933 \log\left(\frac{T_*}{40 \text{ kK}}\right) \\
& - 10.92\left(\log\left(\frac{T_*}{40 \text{ kK}}\right)\right)^2. \tag{5.2}
\end{aligned}$$

Hierbei wurde angenommen, dass in der SMC die selben Beziehungen für das Verhältnis v_∞/v_{esc} gelten wie in der Milchstraße (siehe Abschnitt 4.4). Im Übergangsbereich zwischen diesen Gleichungen muss entsprechend der jeweiligen Lage des in Abschnitt 4.4 beschriebenen „bi-stability jump“ eine der beiden Formeln ausgewählt werden (siehe Vink et al. 2001). Die so bestimmten theoretischen Massenverlustraten sind in Tabelle 5.1 jenen Werten gegenübergestellt, die über die H α -Linie bzw. die He II-Linie bei 4686 Å ermittelt wurden. Es zeigt sich, dass die in der Spektralanalyse bestimmten Massenverlustraten, mit Ausnahme der für die Sterne NGC 602a #8 und NGC 602a #11 ermittelten Werte, teilweise um mehr als eine Größenordnung über den Vorhersagen von Vink et al. (2001) liegen. Der größte Abstand zeigt sich bei NGC 602a #12, jedoch ist dies vermutlich auf die bei diesem Stern stark ausgeprägte Nebemission zurückzuführen (siehe Abschnitt 4.7.5). Des Weiteren weist auch die bereits in Abschnitt 4.7.1 eingeführte „Workratio“, welche mit Ausnahme des Sterns NGC 602a #8 für alle untersuchten Sterne deutlich unter dem hydrodynamischen konsistenten Wert von 1.0 liegt daraufhin, dass die Massenverlustraten vermutlich zu hoch angesetzt sind. Da die in dieser Arbeit ermittelten Massenverlustraten jedoch fast durchweg nur obere Grenzwerte darstellen, können diese (mit Ausnahme jener die für die Sterne NGC 602a #8 und NGC 602a #11 ermittelt wurden) nichtsdestotrotz als in Übereinstimmung mit der Theorie erachtet werden, wobei weitere Untersuchungen notwendig sind um dies abschließend zu bestätigen. Da für die Sterne NGC 602a #8 und NGC 602a #11 die in der Spektralanalyse ermittelten Obergrenzen der Massenverlustraten durch die Vorhersagen von Vink et al. (2001) übertroffen werden, ergibt sich für diese ein etwas anderes Bild. Diese Sterne fallen daher möglicherweise in die Kategorie des „weak-wind problem“, was insbesondere für den Stern NGC 602a #8 überrascht, da dieser mit einer Leuchtkraft von $\log L_*/L_\odot \lesssim 5.66$ deutlich oberhalb der oben genannten Grenze für das „weak-wind problem“ liegt.

Die hier für die B-Sterne abgeleiteten Massenverlustraten sowie die daraus gezogenen Schlussfolgerungen müssen allerdings im Kontext mit den im Abschnitt 5.1 diskutierten Unsicherheiten der Spektralanalyse hinterfragt werden.

Tabelle 5.1 – Vergleich zwischen spektroskopischen und theoretischen Massenverlustraten

Stern	spektroskopisches $\log \dot{M}$ [M_{\odot}/a]	theoretisches $\log \dot{M}$ [M_{\odot}/a]
NGC 602a #2	≤ -7.0	-8.0
NGC 602a #6	≤ -9.0	-10.1
NGC 602a #8	-7.0	-6.5
NGC 602a #11	≤ -10.0	-9.4
NGC 602a #12	≤ -7.0	-8.8
NGC 602a #13	≤ -8.0	-9.4
NGC 602a #14	≤ -9.0	-10.0
NGC 602b #1	≤ -8.0	-9.1

5.3 Rotationsgeschwindigkeit der B-Sterne

In der SMC wird im Vergleich zur LMC und der Milchstraße ein höherer Anteil an schnell rotierenden Sternen sowie ein größerer Prozentsatz an Be-Sternen erwartet. Zurückgeführt wird dies auf die geringere Metallizität in der SMC, welche einen kleineren Massenverlust zur Folge hat. Dies resultiert wiederum in einer nur geringen Abnahme des Drehimpulses, was dazu führt, dass eine hohe anfängliche Rotationsgeschwindigkeit auch auf der Hauptreihe beibehalten wird. Auf der anderen Seite sollten diese hohe Rotationsgeschwindigkeiten jedoch über den in Abschnitt 5.1 beschriebenen Mechanismus wiederum einen verstärkenden Einfluss auf die Massenverlustrate haben.

Entsprechende Korrelationen zwischen Metallizität und projizierte Rotationsgeschwindigkeit sowie Anzahl der Be-Sterne wurde unter anderem von Hunter et al. (2008); Martayan et al. (2006, 2007) gefunden. Darüber hinaus bestätigen diese Arbeiten ebenfalls, dass Be-Sterne im Durchschnitt eine höhere projizierte Rotationsgeschwindigkeit aufweisen als normale B-Sterne. Für die in dieser Arbeit analysierten Be-Sterne kann dies gleichermaßen festgestellt werden: Die mittlere Rotationsgeschwindigkeit der Be-Sterne liegt mit 275 km/s weit über der mittleren Rotationsgeschwindigkeit der übrigen B-Sterne von 101 km/s. Letztere wiederum erscheint im Vergleich mit den von Hunter et al. (2008); Martayan et al. (2007) ermittelten Werten von 120 – 160 km/s für SMC-Sterne vergleichsweise gering, was jedoch möglicherweise auf die statistisch nicht signifikante Anzahl an untersuchten Sternen zurückzuführen ist.

Noch nicht abschließend geklärt ist die Frage, ob Be-Sterne mit Geschwindigkeiten nahe der kritische Rotationsgeschwindigkeit v_{krit} rotieren. Diese kritische Rotationsgeschwindigkeit bildet die Stabilitätsgrenze, bei der sich die Zentrifugalkraft und die Gravitation, für ein Massenelement auf dem Äquator, gerade aufheben. Durch Gleichsetzen von Zentrifugalkraft und Gravitationskraft folgt für die kritische Rotationsgeschwindigkeit:

$$v_{\text{krit}} = \sqrt{g_{\text{eff}} \cdot R_*}. \quad (5.3)$$

Anzumerken ist allerdings, dass diese Gleichung weder eine mögliche Abplattung des Sterns noch Korrekturen für die in der Analyse ermittelten Werte der effektiven Oberflächenbeschleunigung berücksichtigt, die unter Umständen aufgrund hoher Rotationsge-

schwindigkeiten nötig wären. Bei sehr hohen Rotationsgeschwindigkeiten ist daher eine Abweichung der kritischen Rotationsgeschwindigkeit von dem mit Gleichung 5.3 ermittelten Wert zu erwarten. Eine Korrektur der auftretenden Zentrifugalbeschleunigung würde dabei prinzipiell in einer größeren effektiven Oberflächenbeschleunigung und somit in einer ebenfalls höheren kritischen Rotationsgeschwindigkeit resultieren, wohingegen durch die Abplattung des Sterns eine geringere kritischen Rotationsgeschwindigkeit zu erwarten ist. Die hier angegebenen kritischen Rotationsgeschwindigkeiten können daher nur als Orientierungshilfe angesehen werden.

Für die beiden analysierten Be-Sterne NGC 602a #15 und Cluster A #1 ergeben sich Werte von $v_{\text{krit}} = 367 \text{ km/s}$ respektive $v_{\text{krit}} = 258 \text{ km/s}$. Vergleicht man diese Werte mit den in der Analyse ermittelten projizierten Rotationsgeschwindigkeiten (Tabelle 4.7) so zeigt sich, dass die beiden Be-Sterne mit rund 80 % der kritischen Rotationsgeschwindigkeit rotieren. Dabei ist zu beachten, dass neben den oben beschriebenen Unsicherheiten für die kritische Rotationsgeschwindigkeit auch der Inklinationwinkel, der in die projizierte Rotationsgeschwindigkeit eingeht, unbekannt ist. Nichtsdestotrotz ist im Vergleich zu den übrigen Sternen, welche (mit Ausnahme der beiden Doppelsterne) mit weniger als 26 % der kritischen Rotationsgeschwindigkeit rotieren, der eindeutige Trend zu erkennen, dass die Rotationsgeschwindigkeit der Be-Sterne weitaus näher an der jeweiligen kritischen Rotationsgeschwindigkeit liegt. Das für die Be-Sterne bestimmte Verhältnis von $v \sin i$ zu v_{krit} stimmt dabei gut mit der von Porter (1996) für Be-Sterne abgeleiteten Rotationsgeschwindigkeit von 70 % bis 80 % der kritischen Rotationsgeschwindigkeit überein. Im Gegensatz dazu kam Dunstall et al. (2011) auf Basis von Stickstoffhäufigkeiten sowie deren Vergleich mit Entwicklungsmodellen zu dem Schluss, dass die Be-Sterne schneller als normale B-Sterne rotieren, jedoch nicht oder nur für kurze Zeit nahe der kritischen Geschwindigkeit.

5.4 Anfängliche Massenfunktion

Die Anfängliche Massenfunktion (englisch: *Initial Mass Funktion*, kurz: IMF) beschreibt, die Verteilung der Sterne entsprechend ihrer Massen zu ihrem Entstehungszeitpunkt z. B. in einem Sternhaufen. Aufgestellt wurde die IMF zum ersten mal 1955 von E. Salpeter für Sterne mit über einer Sonnenmasse, in Form des folgenden Potenzgesetzes:

$$dN(M, M + dM) \propto M^{-\alpha} dM, \quad (5.4)$$

welches die Anzahl der Sterne in einem Massenbereich von M bis $M + dM$ angibt. Salpeter, nach dem diese Funktion auch als Salpeter-Gesetz bezeichnet wird, ermittelte einen Exponenten von $\alpha = 2.35$. Falls es eine universelle IMF gäbe, wäre die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung eines massereichen Sterns nicht von der Gesamtmasse der Sternentstehungsregion abhängig. Demgegenüber sagt die integrierte galaktische IMF, kurz IGIMF (Weidner & Kroupa 2006; Weidner et al. 2011), eine mit der Gesamtmasse der Sternentstehungsregion wachsende Wahrscheinlichkeit für die Bildung massereicher Sterne voraus.

In dem Sternhaufen NGC 602a, der eine vergleichsweise geringe stellare Masse von etwa $2000 M_{\odot}$ zeigt (Carlson et al. 2011; Cignoni et al. 2009), erweist sich in diesem Zusammenhang vor allem der Stern NGC 602a #8 als interessant. Mit einer spektroskopischen Masse von $M_{*} = 46 M_{\odot}$ (welche in guter Übereinstimmung mit der aus den Entwicklungswegen bestimmte Masse ist) liegt dieser Stern an der oberen Grenze der nach der

IGIMF vorhergesagten maximalen Masse eines Sterns in diesen Sternhaufen (siehe auch Evans et al. in Vorbereitung). Am Beispiel von NGC 602 zeigt sich das Potential, welches die Analysen massearmer SMC-Sternhaufen bieten, um IMF-Modelle zu testen. Anhand dieses Einzelfalles kann natürlich nicht zwischen verschiedenen IMF-Modellen unterschieden werden, jedoch bildet NGC 602 einen möglichen Datenpunkt in etwaigen weiteren Untersuchungen.

Kapitel 6

Fazit und Ausblick

In dieser Arbeit wurden zehn der massereichsten Sterne im Sternhaufen NGC 602 klassifiziert und spektral analysiert. In den Spektren des O-Sterns NGC 602 #8 sowie der untersuchten B-Sterne NGC 602a #13 und NGC 602a #14 ließen sich in diesem Zusammenhang deutliche Anzeichen für wenigstens einen Begleiter feststellen. Im Falle von NGC 602 #8 stellt sich heraus, dass die Doppelsternannahme bei diesem Stern eindeutige Vorteile aufweist, wohingegen für die zwei B-Sterne aus den Doppelsternanalysen keine klaren Schlussfolgerungen möglich waren. Des Weiteren zeigte sich, dass für Systeme in deren Spektren keine eindeutig den einzelnen Sternen zuordenbaren Linien oder zu mindestens stark asymmetrische Linien feststellbar sind, diese Methode der Doppelsternanalyse an ihre Grenzen stößt. Weitere zwei Sterne (NGC 602a #15, Cluster A #1) wurden als Be-Sterne klassifiziert und sind neben dem in Hénault-Brunet et al. (2012) beschriebenen Be-Stern die ersten, die in der Region der SGS-SMC 1 identifiziert und analysiert wurden. Dabei zeigte sich, dass diese Sterne im Vergleich zu den übrigen B-Sternen mit einer Rotationsgeschwindigkeit nahe der kritischen Geschwindigkeit rotieren.

Bemerkenswert ist insbesondere die Entdeckung des O3-Sterns NGC 602 #8 sowohl im Kontext der marginalen Bedingungen für Sternentstehung in dieser Region der SMC (Nigra et al. 2008) als auch aufgrund der Rarität dieser Spektralklasse. Von über 5000 publizierten Klassifikationen leuchtkräftiger Sterne in der SMC (siehe z. B. Bonanos et al. 2010) sind nur zwei weitere vom Spektraltyp früher als O4 (Walborn et al. 2004; Evans et al. in Vorbereitung) und NGC 602 #8 ist der einzige Stern dieser Art in der SMC außerhalb von NGC 346. NGC 602 ist daher eines von nur zwei Objekten, an dem die Entstehung und Entwicklung sehr massereicher Sterne in einer sehr metallarmen Umgebung studiert sowie deren Einfluss auf die direkte Umgebung analysiert werden können. Darüber hinaus zeigt sich am Beispiel von NGC 602, dass massearme Sternhaufen ideale Testobjekte für die unterschiedlichen Varianten der Anfänglichen Massenfunktion darstellen.

Trotz der in Abschnitt 5.1 diskutierten Diskrepanz zwischen der Spektralanalyse und den Erwartungen aus den Entwicklungsmodellen zeigt sich, dass der PoWR-Code grundsätzlich zur Analyse von photosphärischen Spektren, wie sie bei den OB-Sternen beobachtet werden, geeignet ist. Um die Ursache für die festgestellten Diskrepanzen zu identifizieren bieten sich grundsätzlich zwei Herangehensweisen an. Zum einen wären dies weitere Analysen von OB-Sternen in Sternhaufen, für die bereits gesicherte Erkenntnisse vorliegen und für die störende Einflüsse wie z. B. die Kontamination der Sternspektren mit Nebelemmission ausgeschlossen werden können, sodass eine Aufdeckung etwaiger systematischer Fehler in der vorliegenden Analyse möglich ist. Der zweite Ansatzpunkt wäre eine verbesserte Handhabung des hydrostatischen Teils der Sternatmosphäre im PoWR-Code, insbesondere eine Integration der hydrostatischen Gleichung (Gleichung 3.34) ohne die in Abschnitt 5.1 beschriebenen Approximationen sowie eine Aktualisierung der resultieren-

den Dichteschichtung im Zuge der Iteration.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde nur ein kleiner Teil der in der SGS-SMC 1 spektroskopierten Sterne analysiert. Für zukünftige Projekte bietet sich eine Ausweitung der Analyse auf die übrigen Sterne in der SGS-SMC 1 an. Im Zuge dieser Analyse könnte z. B. die Frage geklärt werden, ob in dieser Region des „Flügels“ der SMC weitere ähnlich massereiche Sterne wie NGC 602 #8 existieren. Die Analyse der B-Sterne, welche die überwiegende Zahl der untersuchten Sterne ausmachen, kann jedoch aufgrund des enormen Aufwandes nicht wie in dieser Arbeit durch individuelle Modellierung erfolgen, sondern sollte auf einem Gitter zuvor erstellter Modelle beruhen. Für die Abdeckung des Temperaturbereichs von 10 – 30 kK in 1 kK-Schritten und eines Bereichs der Oberflächenbeschleunigung von $\log g = 3.0 - 4.4$ dex in Schritten von 0.1 dex sind bei konstanter Leuchtkraft und konstanter Massenverlustrate bereits 315 Modelle notwendig. Die hohe Anzahl an B-Sternen ermöglicht jedoch einen statistisch aussagekräftigen Vergleich der ermittelten Parameter der Sterne mit entsprechenden Untersuchungen in der Milchstraße, der LMC sowie den Vorhersagen der Sternentwicklungsmodelle. In diesem Rahmen können z. B. der Prozentsatz an Be-Sternen, die Anzahl an spektroskopischen Doppelsternen, die Verteilung der Rotationsgeschwindigkeiten sowie die Korrelation dieser mit ermittelten und von Entwicklungsmodellen vorhergesagten Häufigkeiten, das Verhältnis von $v \sin i$ zu v_{krit} für die Be-Sterne und die Massenverlustraten bestimmt sowie deren Abhängigkeit von weiteren Parametern wie der Masse oder des Spektraltyps untersucht werden. Des Weiteren kann die Dynamik innerhalb der SGS-SMC 1 über die Verteilung der Radialgeschwindigkeiten analysiert und so möglich Rückschlüsse auf die Entstehung der SGS-SMC 1 und des Sternhaufens NGC 602 gezogen werden.

Um den Einfluss der untersuchten Sterne auf das interstellare Medium sowie die weitere Sternentstehung in NGC 602 genau zu bestimmen und um den Doppelsternverdacht bei den beiden B-Sternen sowie die zweite Komponente bei dem O3-Stern zu bestätigen sind weitere spektroskopische Untersuchungen notwendig. Für die Bestimmung der Massenverlustrate sind hier vor allem Spektren der UV-Resonanzlinien sowie der Br α -Linie im Infraroten von Interesse, wogegen für die eindeutige Identifizierung als Doppelsterne zeitaufgelöste Spektren benötigt werden.

Anhang

Spektralfits

Im folgenden sind die Spektren der im Abschnitt 4.7 analysierten Sterne sowie die finalen Modelle dargestellt, welche die beste Übereinstimmung mit den Merkmalen der beobachteten Spektren aufweisen. In der obersten Grafik ist jeweils der SED-Fit dargestellt. Mit Ausnahme des Sterns NGC 602a #8 folgen in den sich anschließend zwei Teilabbildungen die FLAMES-Spektren. Für den Stern NGC 602a #8 folgt auf den SED-Fit zuerst das IUE-Spektrum im Bereich von 1280Å bis 1800Å. Alle Datenpunkte dieses Spektrums, die sich um weniger als 0.1 Å unterschieden, wurden aufgrund des schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses durch Bildung des arithmetischen Mittelwertes, zu einem Datenpunkt zusammengefasst. Um der apparativen Verbreiterung des IUE-Spektrographen Rechnung zu tragen, welche laut Cassatella et al. (1985) einer Gauss-Funktion mit einer Halbwertsbreite von ungefähr 5 Å entspricht, wurde darüberhinaus das Modell in diesem Spektralbereich entsprechend gefaltet.

Die Beobachtungen sind durchgängig in blau und die synthetischen Spektren in rot dargestellt. Die einzige Ausnahme bildet der Doppelsternplot des Sterns NGC 602a #8 in diesem sind die gewichteten Linienspektren in grün bzw. braun und das kombinierte Spektrum in rot abgebildet.

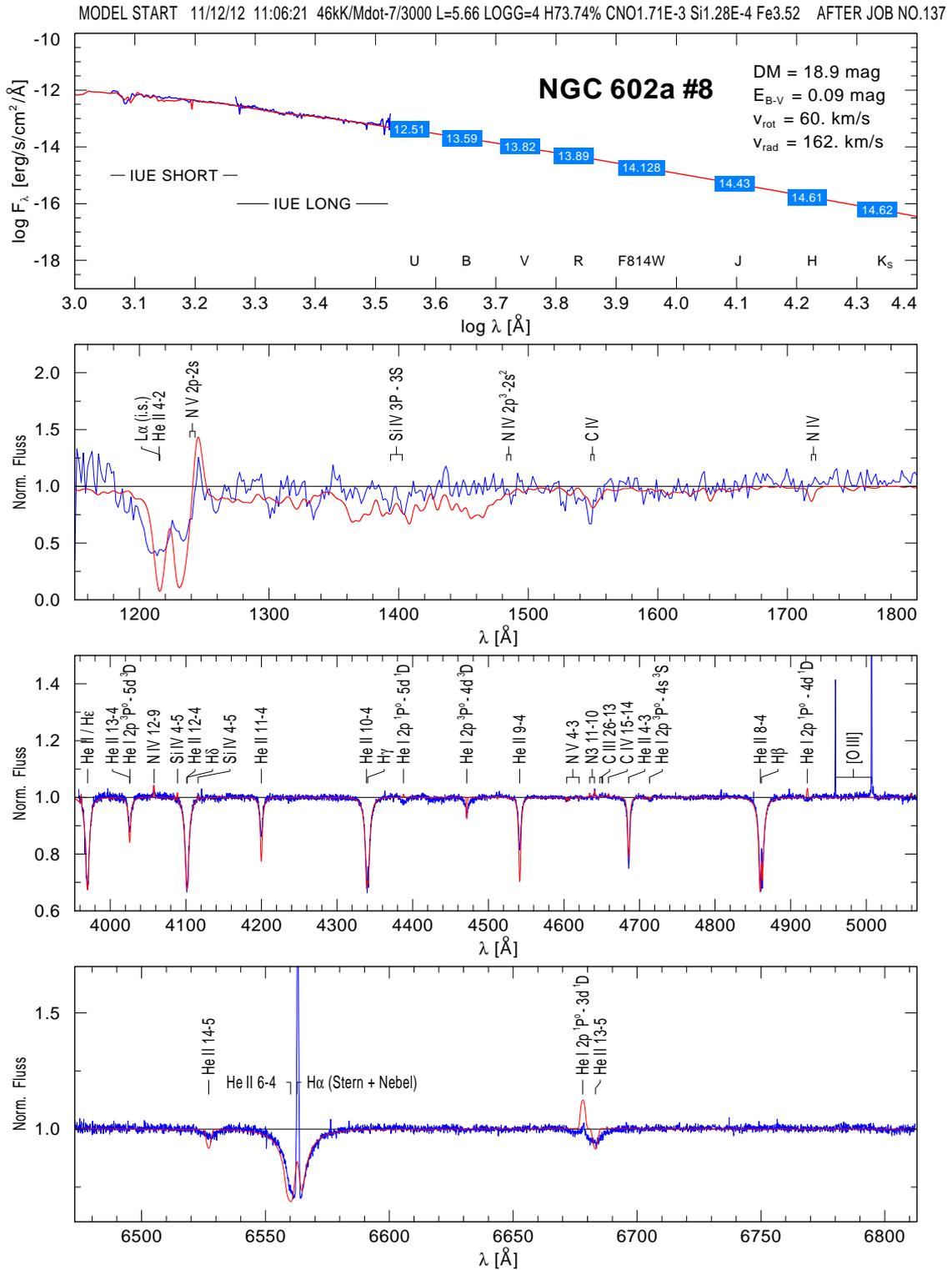


Abbildung A.1 – Masterplot für NGC 602a #8: Die Beobachtungen sind in blau und die synthetischen Spektren in rot dargestellt.

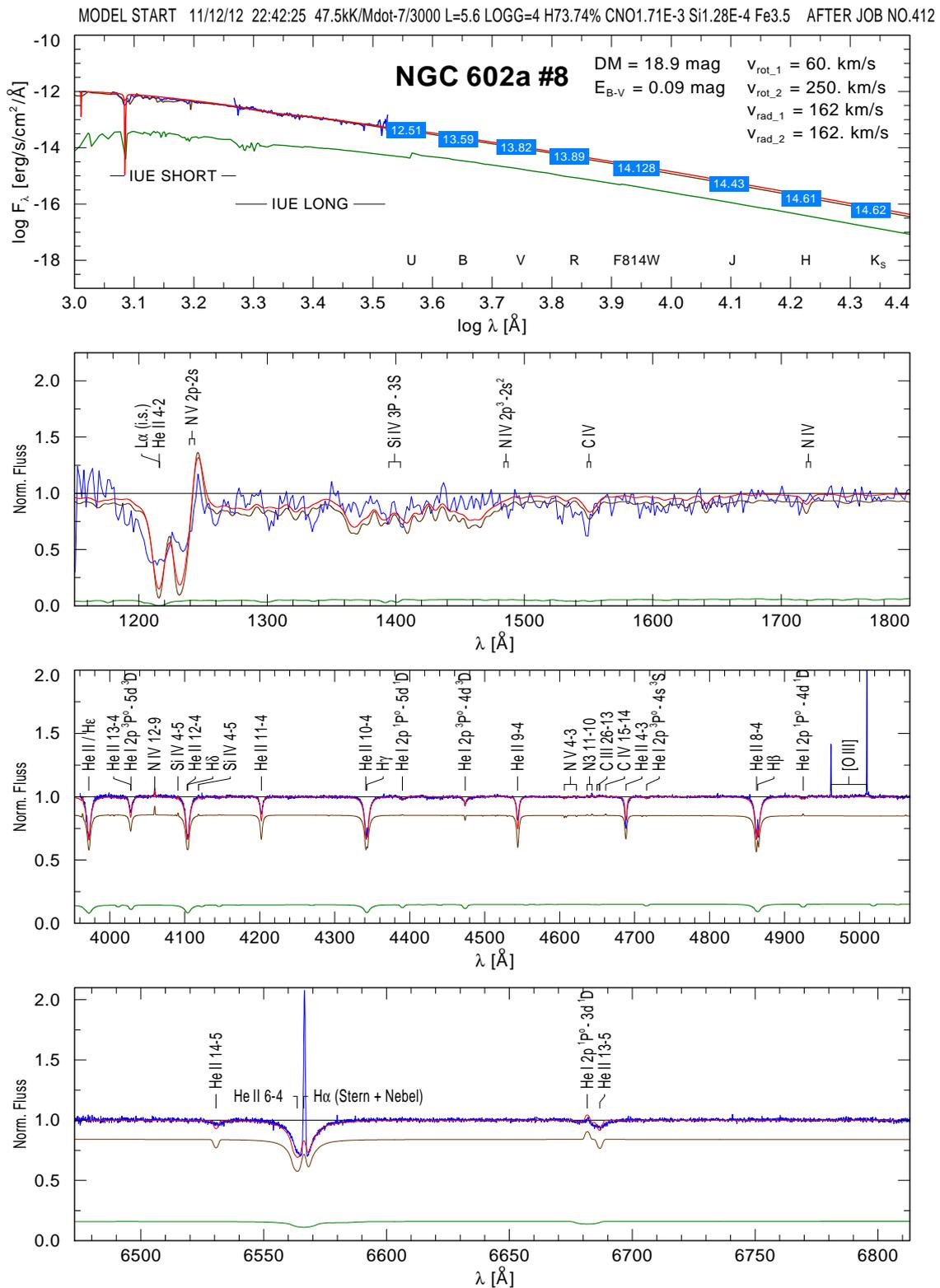


Abbildung A.2 – Doppelsternplot für NGC 602a #8: Die Beobachtungen sind in blau, der O3-Stern in braun, der B-Stern in grün und die zusammengesetzten Spektren in rot dargestellt.

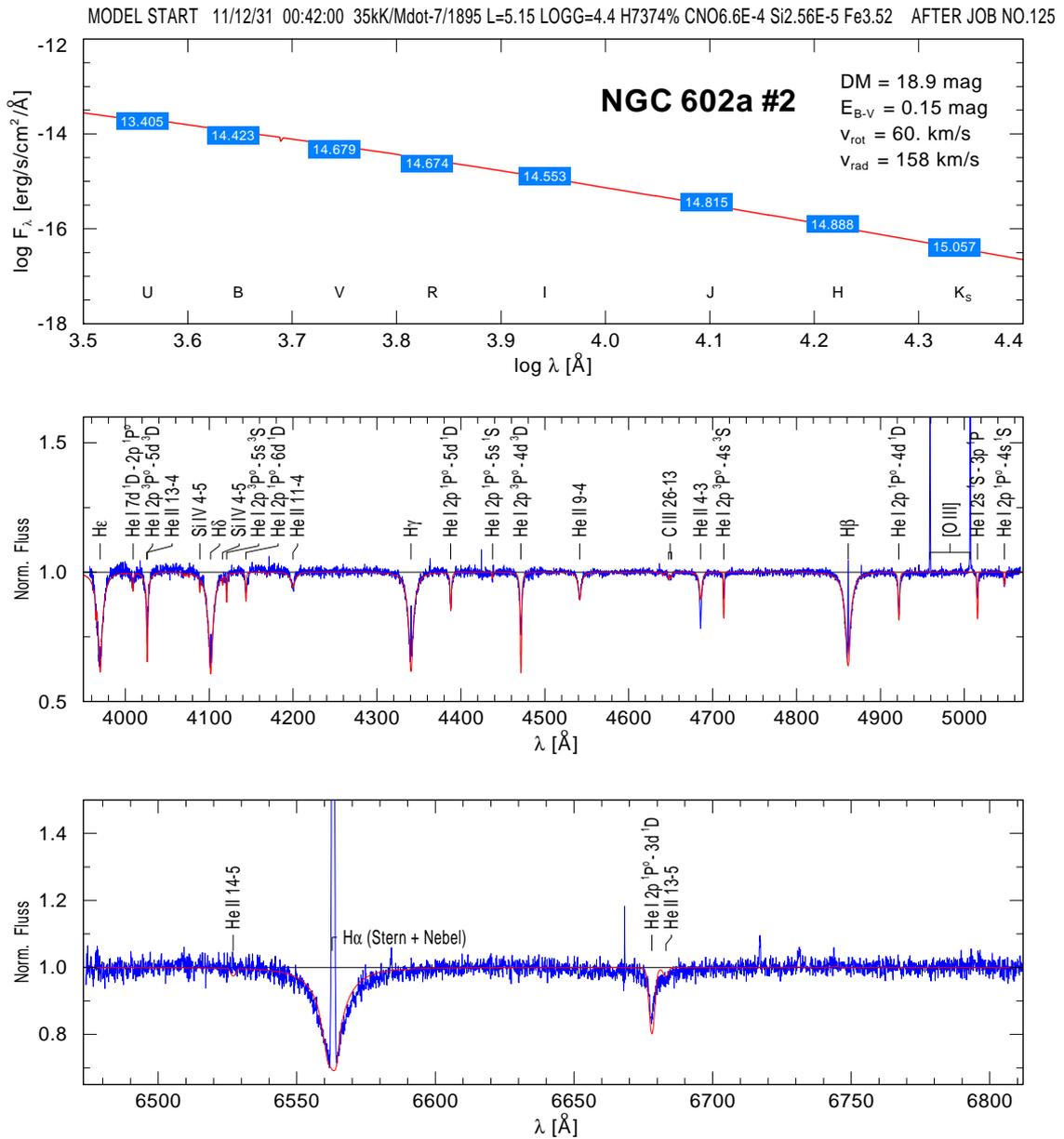


Abbildung A.3 – Masterplot für NGC 602a #2: Die Beobachtungen sind in blau und die synthetischen Spektren in rot dargestellt.

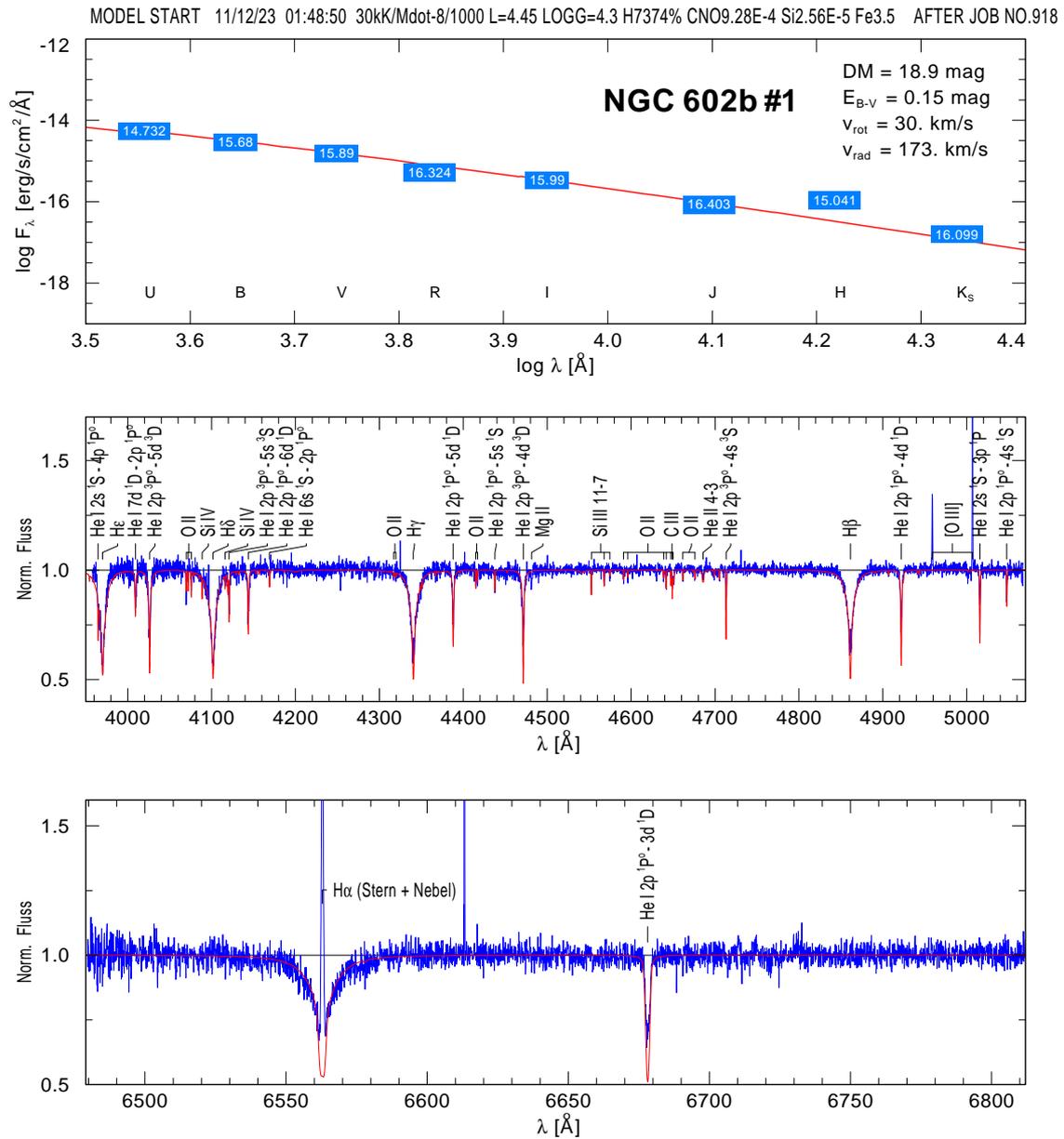


Abbildung A.4 – Masterplot für NGC 602b #1: Die Beobachtungen sind in blau und die synthetischen Spektren in rot dargestellt.

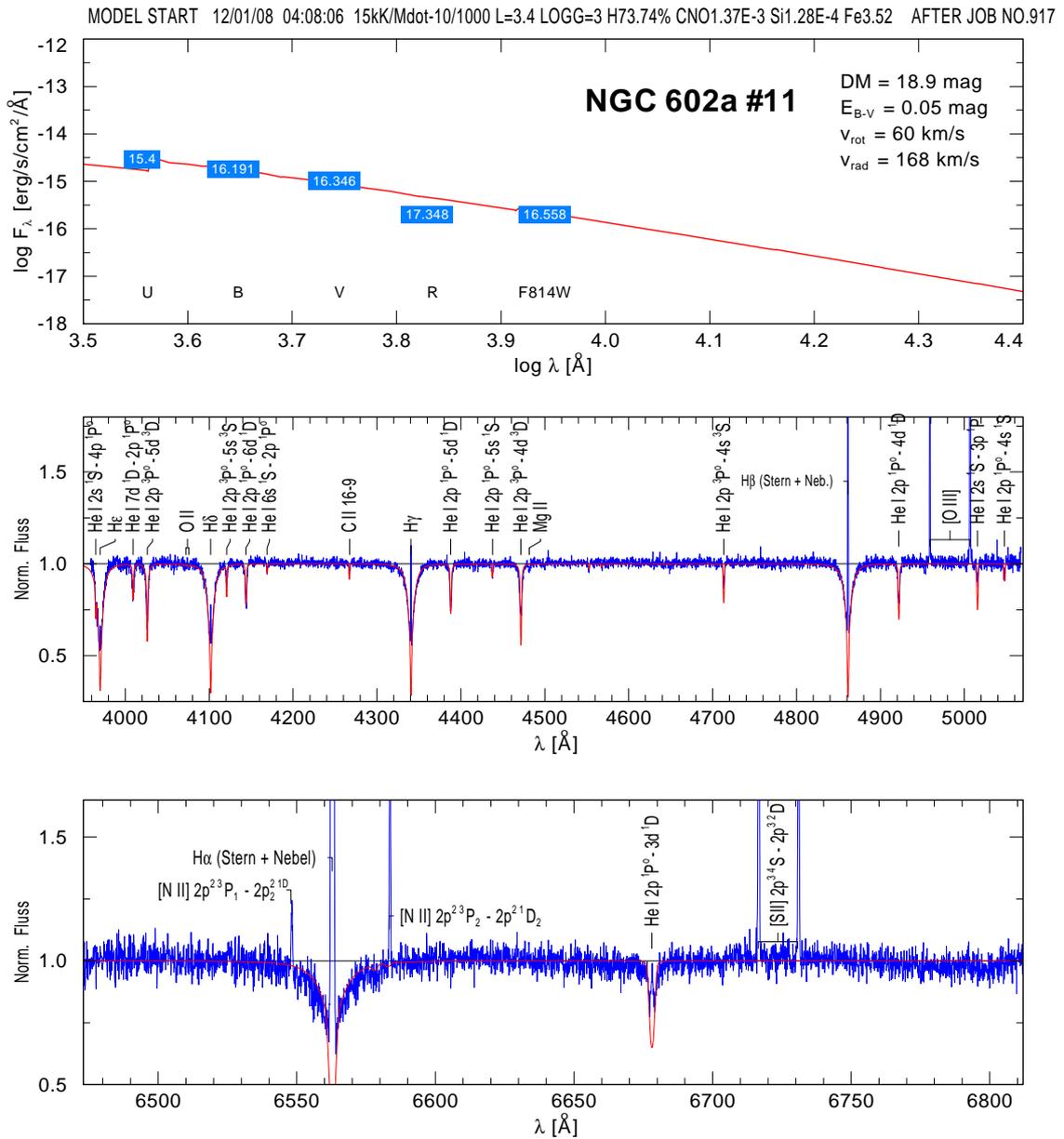


Abbildung A.5 – Masterplot für NGC 602a #11: Die Beobachtungen sind in blau und die synthetischen Spektren in rot dargestellt.

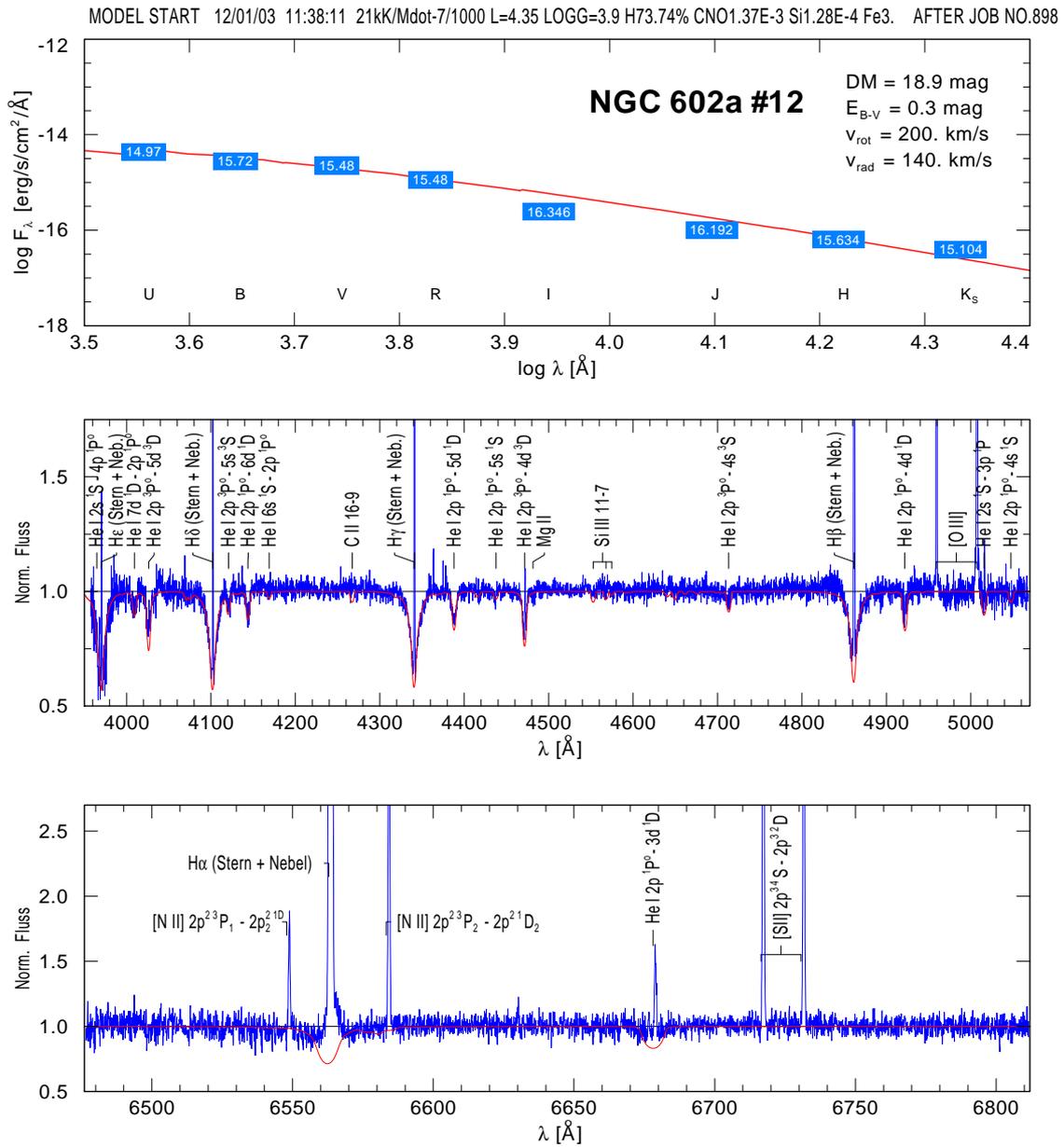


Abbildung A.6 – Masterplot für NGC 602a #12: Die Beobachtungen sind in blau und die synthetischen Spektren in rot dargestellt.

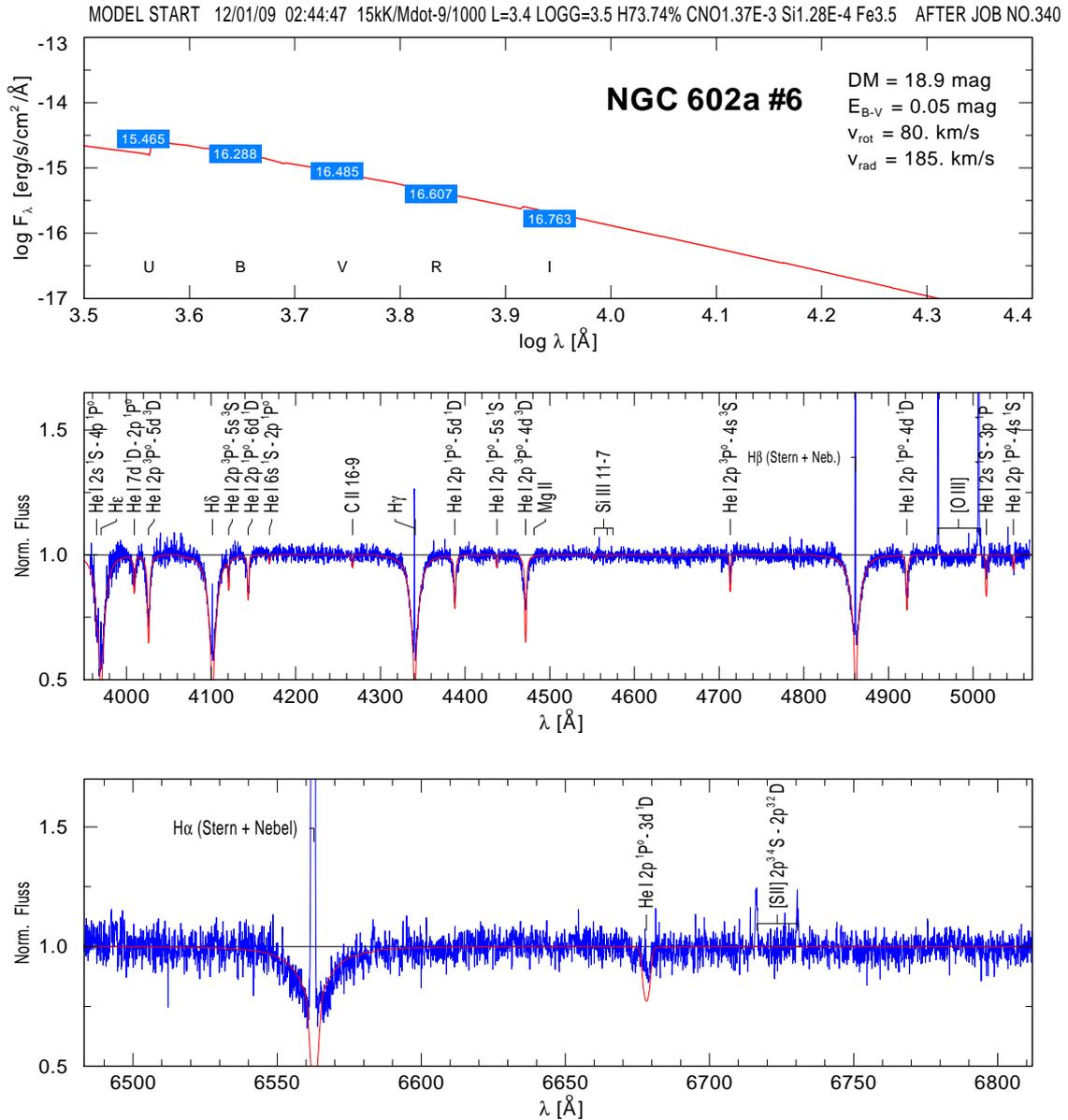


Abbildung A.7 – Masterplot für NGC 602a #6: Die Beobachtungen sind in blau und die synthetischen Spektren in rot dargestellt.

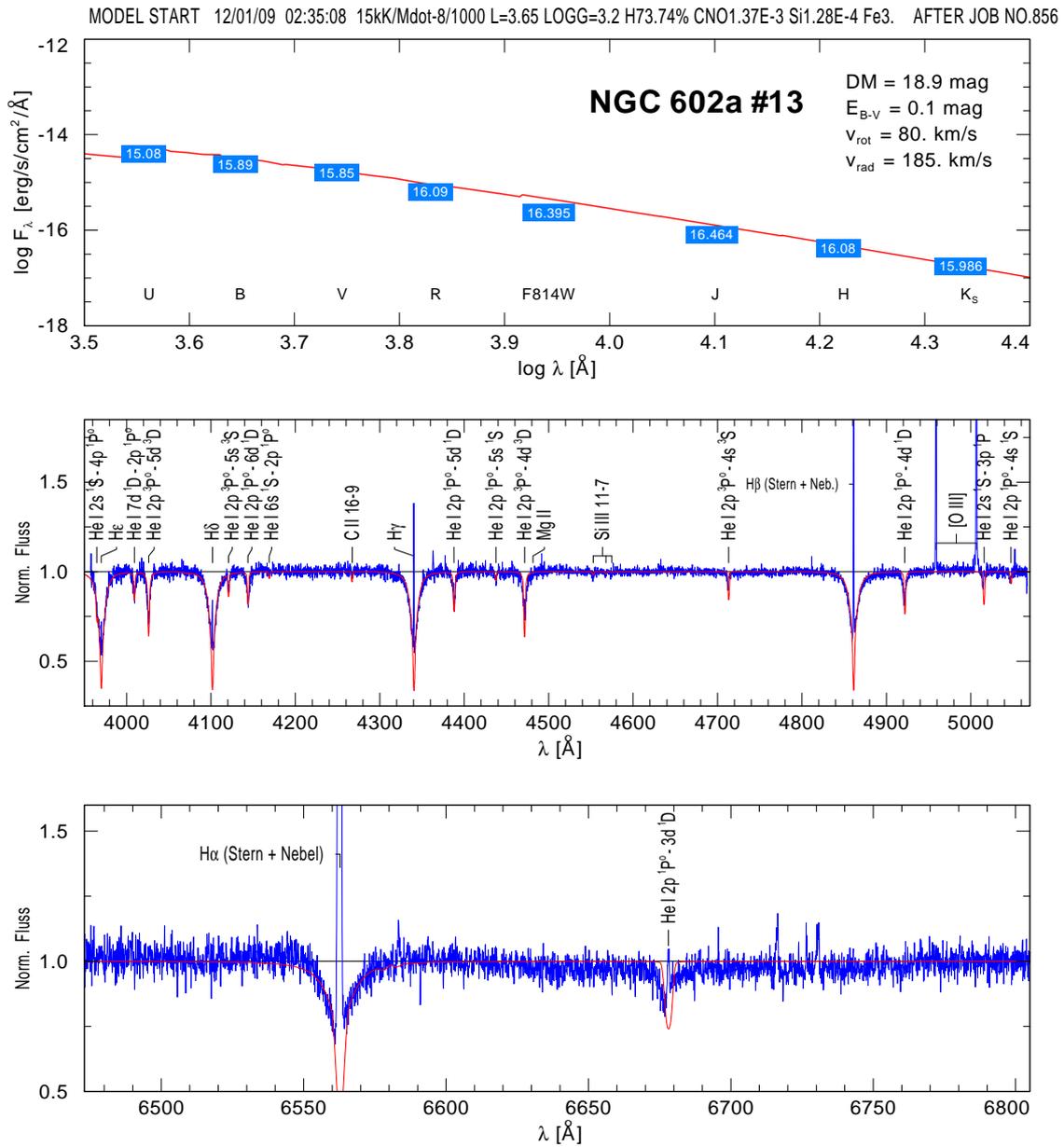


Abbildung A.8 – Masterplot für NGC 602a #13: Die Beobachtungen sind in blau und die synthetischen Spektren in rot dargestellt.

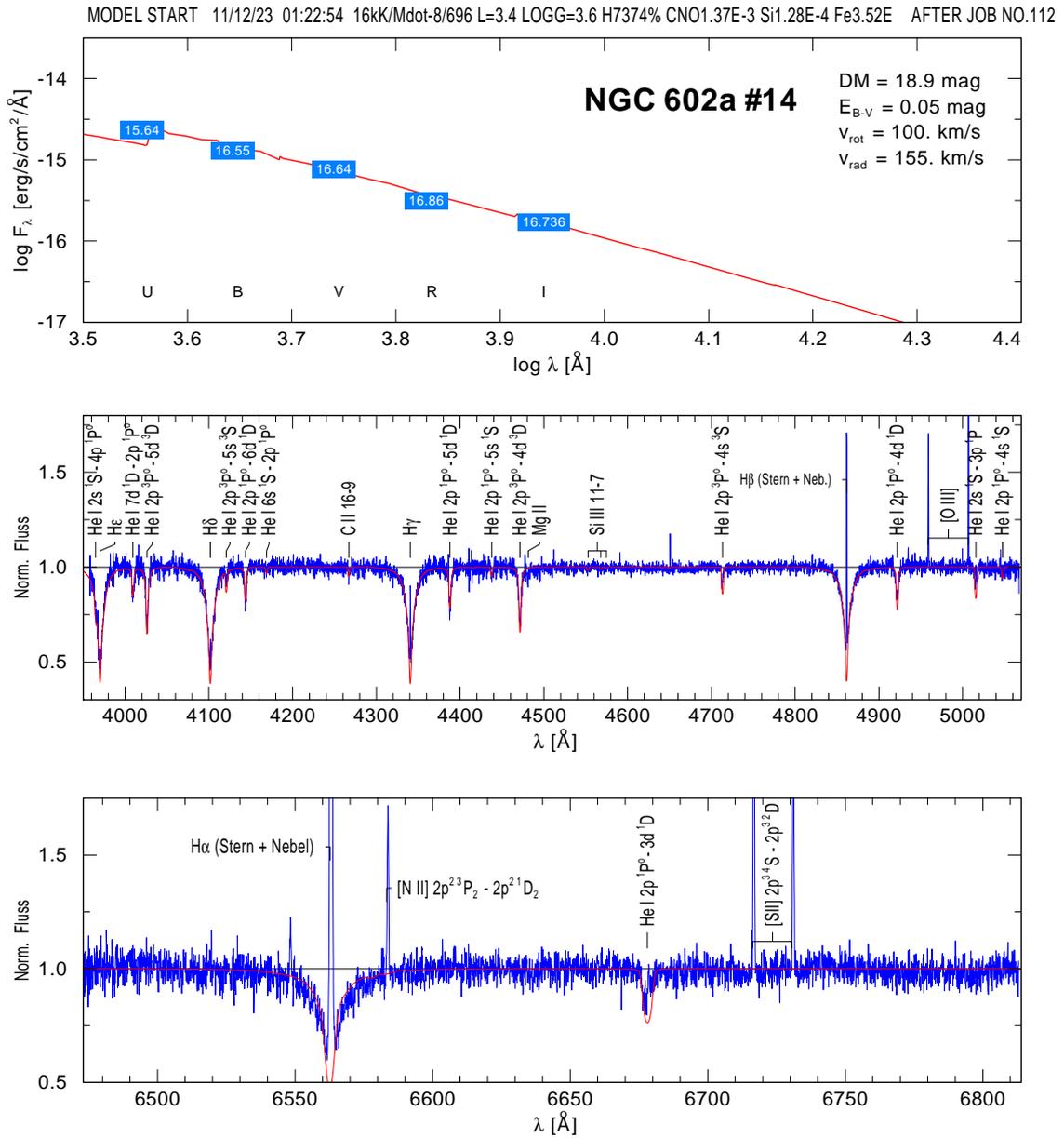


Abbildung A.9 – Masterplot für NGC 602a #14: Die Beobachtungen sind in blau und die synthetischen Spektren in rot dargestellt.

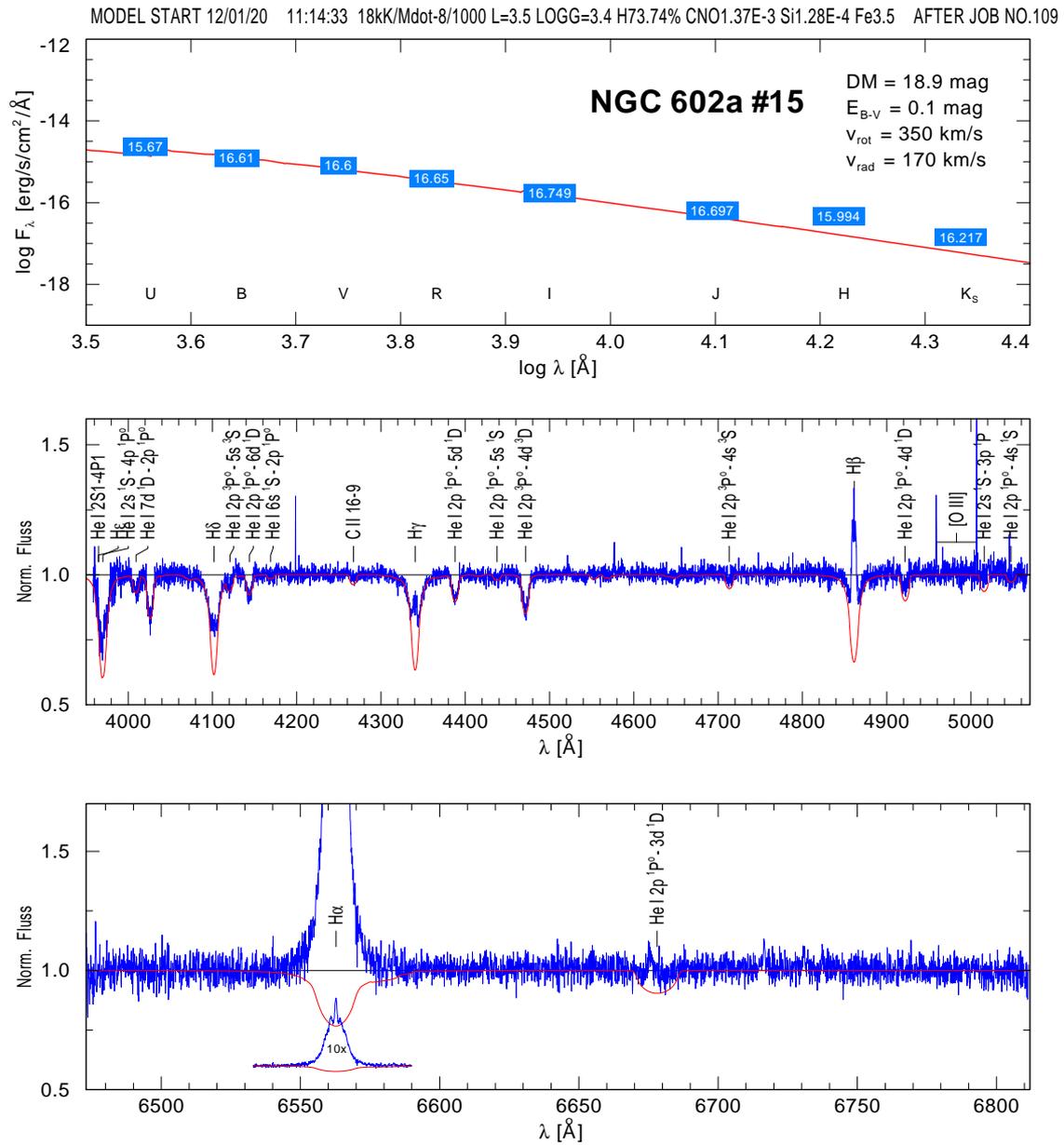


Abbildung A.10 – Masterplot für NGC 602a #15: Die Beobachtungen sind in blau und die synthetischen Spektren in rot dargestellt.

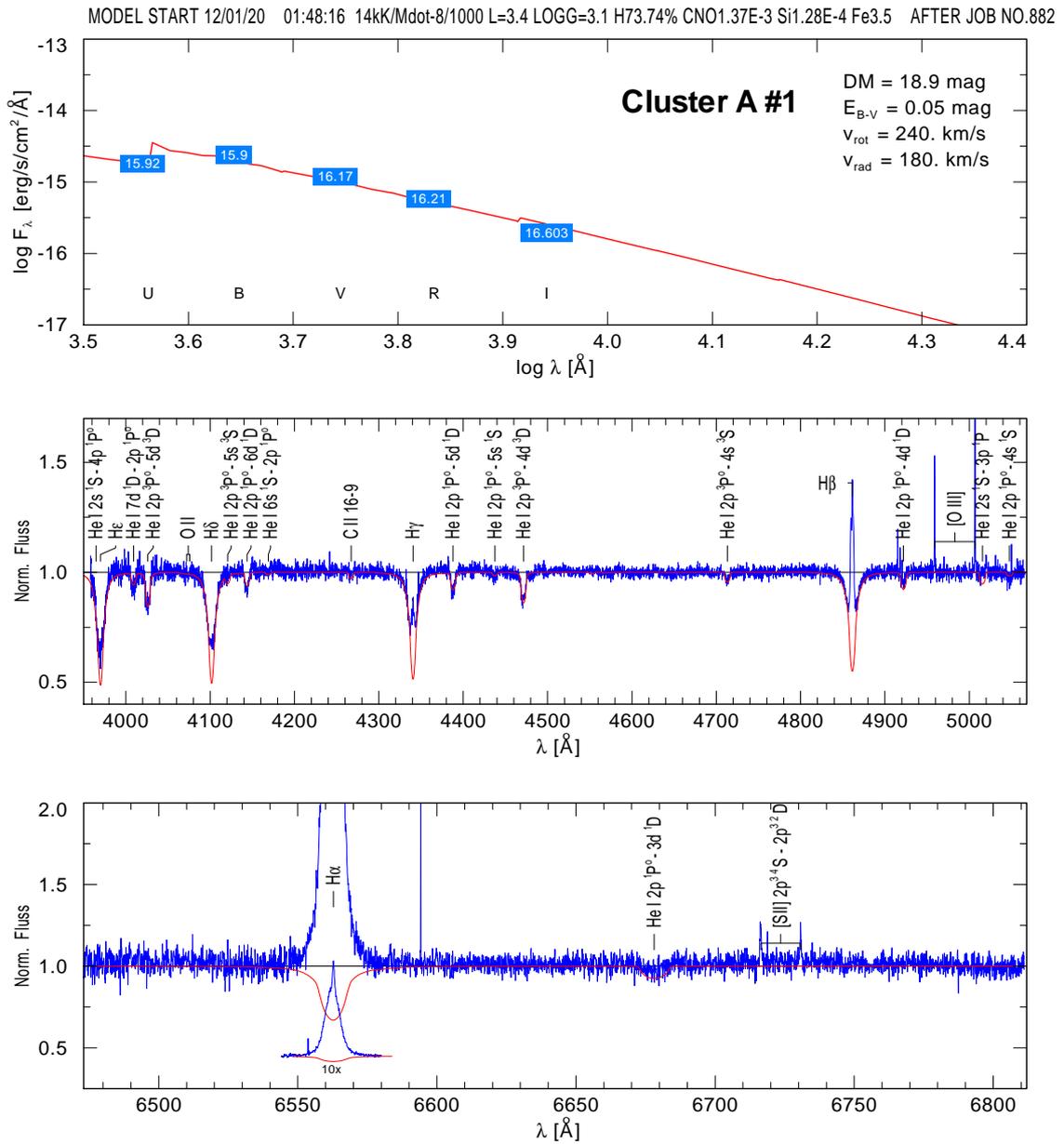


Abbildung A.11 – Masterplot für Cluster A #1: Die Beobachtungen sind in blau und die synthetischen Spektren in rot dargestellt.

Tabellenverzeichnis

3.1	Übersicht über die Energieniveaus der verwendeten Modellionen.	23
3.2	Verwendete SMC Zusammensetzung nach Evans et al. (2008)	28
4.1	Übersicht über die verwendeten GIRAFFE-Einstellungen	33
4.2	Übersicht über die FLAMES-Spektren sowie die Bezeichnungen	35
4.3	Übersicht über die verwendeten Photometriedaten in Magnituden	36
4.4	Klassifikationskriterien für die Spektraltypen (Lennon 1997).	40
4.5	Die $H\delta$ -Äquivalentbreiten als Funktion der MK-Klassifikationstypen.	40
4.6	Iterationsschema der Doppelsternanalyse	50
4.7	Parameter der analysierten OB-Sterne	64
4.7	(Fortsetzung)	64
5.1	Gegenüberstellung der Massenverlustraten	71

Abbildungsverzeichnis

1.1	Variation der Emissionslinien bei Be-Sternen	6
2.1	Koordinatensystem einer sphärisch symmetrischen Sternatmosphäre	9
4.1	HST-F814W-Aufnahme sowie Aufnahme des Hubble Heritage Projekt von NGC 602	31
4.2	H α -Aufnahme sowie eine Aufnahme des Anglo-Australian Observatory der SMC	32
4.3	Effekt der Rotationsverbreiterung auf das Linienprofil	43
4.4	Druckverbreiterung vs. Rotationsverbreiterung	44
4.5	Ausschnitt aus dem normalisierten Spektrum der potentiellen spektroskopischen Doppelsterne NGC 602a #13 und NGC 602a #13	48
4.6	Grotrian-Diagramm der am N III-Triplett beteiligten Übergänge	53
4.7	N III-Triplett mit und ohne dielektrische Rekombination	54
4.8	Vergleich zwischen Einzelstern-Fit und Doppelstern-Fit	55
4.9	Balmer-Sequenz des Be-Sterns NGC 602a #15	62
4.10	Balmer-Sequenz des Be-Sterns Cluster A #1	63
5.1	HRD mit den Entwicklungswegen von Brott et al. (2011)	67
5.2	HRD mit den Entwicklungswegen von Brott et al. (2011)	68
A.1	Masterplot für NGC 602a #8	78
A.2	Doppelsternplot für NGC 602a #8	79
A.3	Masterplot für NGC 602a #2	80
A.4	Masterplot für NGC 602b #1	81
A.5	Masterplot für NGC 602a #11	82
A.6	Masterplot für NGC 602a #12	83
A.7	Masterplot für NGC 602a #6	84
A.8	Masterplot für NGC 602a #13	85
A.9	Masterplot für NGC 602a #14	86
A.10	Masterplot für NGC 602a #15	87
A.11	Masterplot für Cluster A #1	88

Literaturverzeichnis

- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Balona, L. & Crampton, D. 1974, *MNRAS*, 166, 203
- Bessell, M. S. 1991, *A&A*, 242, L17
- Bonanos, A. Z., Lennon, D. J., Köhlinger, F., et al. 2010, *AJ*, 140, 416
- Bouchet, P., Lequeux, J., Maurice, E., Prevot, L., & Prevot-Burnichon, M. L. 1985, *A&A*, 149, 330
- Bowen, I. S. 1935, *ApJ*, 81, 1
- Braun, J. M. 2001, PhD thesis, Sternwarte der Universität Bonn
- Brott, I., de Mink, S. E., Cantiello, M., et al. 2011, *A&A*, 530, A115
- Bruccato, R. J. & Mihalas, D. 1971, *MNRAS*, 154, 491
- Carlson, L. R., Sabbi, E., Sirianni, M., et al. 2007, *ApJ*, 665, L109
- Carlson, L. R., Sewilo, M., Meixner, M., et al. 2011, *ApJ*, 730, 78
- Cassatella, A., Barbero, J., & Benevenuti, P. 1985, *A&A*, 144, 335
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975, *ApJ*, 195, 157
- Cignoni, M., Sabbi, E., Nota, A., et al. 2009, *AJ*, 137, 3668
- Dunstall, P. R., Brott, I., Dufton, P. L., et al. 2011, *A&A*, 536, A65
- Evans, C., Hunter, I., Smartt, S., et al. 2008, *The Messenger*, 131, 25
- Evans, C. J., Hainich, R., Oskinova, L. M., et al. in Vorbereitung
- Evans, C. J., Howarth, I. D., Irwin, M. J., Burnley, A. W., & Harries, T. J. 2004, *VizieR Online Data Catalog*, 835, 30601
- Evans, C. J., Taylor, W. D., Hénault-Brunet, V., et al. 2011, *A&A*, 530, A108
- Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, 111, 63
- Gaustad, J. E., McCullough, P. R., Rosing, W., & Van Buren, D. 2001, *PASP*, 113, 1326
- Gräfener, G. 1999, Dissertation, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Universität Potsdam
- Gräfener, G., Koesterke, L., & Hamann, W.-R. 2002, *A&A*, 387, 244

- Hamann, W.-R. 1985, *A&A*, 148, 364
- Hamann, W.-R. 1986, *A&A*, 160, 347
- Hamann, W.-R. & Gräfener, G. 2003, *A&A*, 410, 993
- Hamann, W.-R. & Gräfener, G. 2004, *A&A*, 427, 697
- Hamann, W.-R. & Todt, H. 2011, *ManPoWR - a manual for the PoWR code*
- Harries, T. J., Hilditch, R. W., & Howarth, I. D. 2003, *MNRAS*, 339, 157
- Hénault-Brunet, V., Oskinova, L. M., Guerrero, M. A., et al. 2012, *MNRAS*, 420, L13
- Howarth, I. D. 1982, *MNRAS*, 198, 289
- Howarth, I. D. 1983, *MNRAS*, 203, 301
- Hunter, I., Lennon, D. J., Dufton, P. L., et al. 2008, *A&A*, 479, 541
- Hutchings, J. B., Cartledge, S., Pazder, J., & Thompson, I. B. 1991, *AJ*, 101, 933
- Kaufer, A., Martayan, C., Melo, C., & Dumas, C. 2010, *FLAMES User's Manual*, period 86 edn., Karl-Schwarzschild Str. 2, D-85748 Garching bei München, available online at http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/flames/doc/VLT-MAN-ESO-13700-2994_v86.pdf
- Koesterke, L., Hamann, W.-R., & Gräfener, G. 2002, *A&A*, 384, 562
- Koesterke, L., Hamann, W.-R., & Kosmol, P. 1992, *A&A*, 255, 490
- Kunkel, W. E., Demers, S., & Irwin, M. J. 2000, *AJ*, 119, 2789
- Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P. 1999, *Introduction to Stellar Winds*, ed. Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P.
- Lamers, H. J. G. L. M., Snow, T. P., & Lindholm, D. M. 1995, *ApJ*, 455, 269
- Lennon, D. J. 1997, *A&A*, 317, 871
- Lindholm, E. 1941, *Ark. Mat. Astron. Fys.*, 28B
- Lindholm, E. 1945, *Ark. Mat. Astron. Fys.*, 32A
- Martayan, C., Frémat, Y., Hubert, A.-M., et al. 2006, *A&A*, 452, 273
- Martayan, C., Frémat, Y., Hubert, A.-M., et al. 2007, *A&A*, 462, 683
- Massey, P. 2002, *ApJS*, 141, 81
- Mathewson, D. S., Ford, V. L., & Visvanathan, N. 1986, *ApJ*, 301, 664
- Meaburn, J. 1980, *MNRAS*, 192, 365
- Mihalas, D. 1978, *Stellar atmospheres /2nd edition/*, ed. Mihalas, D.

- Mihalas, D. & Hummer, D. G. 1973, *ApJ*, 179, 827
- Miroshnichenko, A. S., Levato, H., Bjorkman, K. S., & Grosso, M. 2001, *A&A*, 371, 600
- Morgan, W. W., Keenan, P. C., & Kellman, E. 1943, *An atlas of stellar spectra, with an outline of spectral classification*, ed. Morgan, W. W., Keenan, P. C., & Kellman, E.
- Nigra, L., Gallagher, III, J. S., Smith, L. J., et al. 2008, *PASP*, 120, 972
- Nikitin, A. A. & Yakubovskii, O. A. 1963, *Soviet Ast.*, 7, 189
- Oskinova, L. M., Todt, H., Ignace, R., et al. 2011, *MNRAS*, 416, 1456
- Pasemann, D. 2011, *Diplomarbeit*, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Universität Potsdam
- Pasquini, L., Avila, G., Blecha, A., et al. 2002, *The Messenger*, 110, 1
- Porter, J. M. 1996, *MNRAS*, 280, L31
- Rivero Gonzalez, J. G., Puls, J., & Najarro, F. 2011, *ArXiv e-prints*
- Ruždjak, D., Božić, H., Harmanec, P., et al. 2009, *A&A*, 506, 1319
- Sander, A. 2010, *Diplomarbeit*, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Universität Potsdam
- Sanduleak, N. 1969, *AJ*, 74, 877
- Schmalzl, M., Gouliermis, D. A., Dolphin, A. E., & Henning, T. 2008, *ApJ*, 681, 290
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73P
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Slettebak, A. 1988, *PASP*, 100, 770
- Swings, P. 1948, *Annales d'Astrophysique*, 11, 228
- The DENIS Consortium, C. D. 2005, *VizieR Online Data Catalog*, 2263, 0
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2001, *A&A*, 369, 574
- Walborn, N. R. & Blades, J. C. 1997, *ApJS*, 112, 457
- Walborn, N. R. & Fitzpatrick, E. L. 1990, *PASP*, 102, 379
- Walborn, N. R., Howarth, I. D., Lennon, D. J., et al. 2002, *AJ*, 123, 2754
- Walborn, N. R., Morrell, N. I., Howarth, I. D., et al. 2004, *ApJ*, 608, 1028
- Weidner, C. & Kroupa, P. 2006, *MNRAS*, 365, 1333
- Weidner, C., Pflamm-Altenburg, J., & Kroupa, P. 2011, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 440, *UP2010: Have Observations Revealed a Variable Upper End of the Initial Mass Function?*, ed. M. Treyer, T. Wyder, J. Neill, M. Seibert, & J. Lee, 19

Weisskopf, V. 1932, *Zeitschrift für Physik*, 75, 287

Westerlund, B. E. 1964, *MNRAS*, 127, 429

Danksagung

Mein Dank gilt der gesamten Astro-Arbeitsgruppe für die umfangreiche Unterstützung und das sehr angenehme Arbeitsklima. Im Besonderen möchte ich mich bei Prof. Wolf-Rainer Hamann für die Betreuung und die ausführliche Beratung während der Anfertigung meiner Diplomarbeit bedanken. Des Weiteren danke ich Helge Todt der mir unzählige Male mit Rat und Tat zu Seite stand. Bedanken möchte ich zudem bei Lida Oskinova für den Themenvorschlag.

Ebenso möchte ich mich bei Andrea Brockhaus für die aufbauenden Worte sowie die weitreichende Unterstützung mit den Formalien danken.

Von ganzem Herzen danke ich meiner Familie, die mich nicht nur finanziell, sondern auch moralisch immer unterstützt und mir so erst das Studium ermöglicht hat. Insbesondere danke ich meiner Mutter, die in mir schon früh die Begeisterung für die Naturwissenschaften weckte. Danke!

Großer Dank gilt auch den Korrekturleserinnen und -lesern für die Aufdeckung von Tippfehlern sowie von nur schwer verständlichen Formulierungen.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit mit dem Titel „Non-LTE Spektralanalyse von OB-Sternen im Sternhaufen NGC 602 in der kleinen Magellanschen Wolke“ selbstständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Potsdam, den 31. Januar 2012

Rainer Hainich