

WN-Sterne in der LMC

Diplomarbeit

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

von
Ute Rühling

am
12. September 2008
– leicht korrigierte Version –

Betreuer: Prof. Dr. Wolf-Rainer Hamann
Zweitgutachter: Prof. Dr. Achim Feldmeier

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	4
1 Wolf-Rayet Sterne	5
1.1 Licht	6
1.2 Spektrum	7
1.3 Wärmestrahlung	9
1.4 Strahlungsverdünnung	10
1.5 Rötung	11
1.6 Linienübergänge	12
1.7 Emission	13
1.8 Ionisationsgrad und Klassifikation	14
1.9 Kernfusion	15
1.10 Lichtverschiebung: Doppler-Effekt	16
1.11 Linienverbreiterung	17
1.12 P-Cygni Profile	18
1.13 Sternwinde	19
1.14 PoWR Modelle	19
1.15 Wolf-Rayet-Sterne und Sternentwicklung	21
1.16 Sternentstehung	22
1.17 Hinweise für Astro-Interessierte	23
2 Sternentwicklung	24
2.1 Sternaufbau und Sternparameter	24
2.2 Sternentstehung und die IMF	25
2.3 Sternentwicklung und Hertzsprung-Russell-Diagramme	25
3 Chemische Häufigkeiten in der LMC	28
3.1 Die LMC	28
3.2 Bestimmung der CNO-Häufigkeiten	29
3.3 Galaktische Häufigkeiten	31
3.4 Bestimmung der Fe-Häufigkeiten	32
3.5 Regionale Variationen	34
3.6 Der Tarantelnebel (30Dor)	35
3.7 Interpretation der Häufigkeiten	35
4 Spektralanalyse mit PoWR Modellen	36
4.1 Modellatmosphären	36
4.2 Modellparameter und Startnäherung – <i>wrstart</i>	36
4.3 Berechnung des Sternwindes – <i>wruniq</i>	38
4.4 Modellspektrum – <i>formal</i>	40

4.5	Atomdaten	41
4.6	Die Geschwindigkeitsverteilung	43
4.7	Clumping	46
5	Daten	50
5.1	Überblick	50
5.2	Optische und Nah-UV Spektren	50
5.3	AAO-Spektren	52
5.4	WNL-Stern-Spektren	53
5.5	Photometrie	54
5.6	Projektvorschlag: Auswertung von FUSE-Daten	55
6	Neue WN-Sterne in der LMC	60
7	Ergebnisse der Spektralanalyse	63
7.1	Technik der Spektralanalyse	63
7.2	Fehlerabschätzung	65
7.3	Sternparameter	66
7.4	LMC-Modelle und Elementhäufigkeiten	67
7.5	Vergleich mit früheren Ergebnissen	70
7.6	Vergleich mit der Sternentwicklungstheorie	71
7.7	WN/WC-Übergangstypen	76
8	Doppelsterne	82
8.1	Identifikation von Doppelsternen	82
8.2	Fehler bei der Spektralanalyse von Doppelsternen	86
8.3	Doppelsternhäufigkeit	89
8.4	Doppelstern-Entwicklung	90
9	Röntgenemission	93
9.1	Röntgenemissionsquellen	93
9.2	Korrelation mit der bolometrischen Leuchtkraft	93
9.3	Harte Röntgenstrahlung	96
9.4	Wind-Wind-Stöße	97
9.5	Korrelation mit Spektraltypen	100
9.6	Röntgendoppelsterne	102
10	Sterne mit runden Linienprofilen	105
10.1	Schnelle Rotation	105
10.2	Polarisation und Rotation	107
10.3	Diskussion der Rotationsthese	109
10.4	Vorschläge zur Klärung der Rotationsfrage	112
	Literaturverzeichnis	114

Zusammenfassung

Ich habe eine bisher unübertroffen große Gruppe und zum ersten Mal eine fast vollständige Population von 108 WN-Sternen homogen spektral analysiert. Die WN-Sterne liegen in der Großen Magellanschen Wolke (Large Magellanic Cloud, LMC), so ist die Rötung gering und die Entfernung bekannt. Ich habe in einer Literaturrecherche die chemische Zusammensetzung der Sterne in der LMC ermittelt und dafür zwei kleinere Gitter von WNE- und WNL-PoWR-Modellen berechnet. Die Spektralanalyse deutet jedoch an, dass die WN-Sterne eine Überhäufigkeit von Stickstoff zeigen, so wie auch die WN-Sterne in der Milchstraße übersolare Stickstoffhäufigkeiten aufweisen. Die meisten optischen Sternspektren habe ich von C. Foellmi (aus Foellmi et al. 2003) und O. Schnurr (aus Schnurr et al. 2008) zur Verfügung gestellt bekommen. Ich habe in einer ausführlichen Datenbankrecherche fehlende Spektren aus dem optischen und dem UV-Bereich gesammelt. Dabei bin ich auf WN-Sterne gestoßen, die nicht im Katalog von Breysacher et al. (1999, im Folgenden BAT99) verzeichnet sind und habe festgestellt, dass die Übergangstypen Of/WN in diesem Katalog unterrepräsentiert sind. Die bei meiner Spektralanalyse ermittelten Temperaturen sind im großen Trend um $\Delta \log T/K \sim 0.1$ heißer als in früheren Analysen der Sterne, die auf Modellen ohne Line-Blanketing basierten. Mit der Temperatur steigt bei der Analyse auch der ermittelte Massenverlust. Durch einen höher angenommenen Clumping-Faktor von $D = 10$ zur Reproduktion der Elektronenstreuflügel werden die Werte für den Massenverlust jedoch wieder geringer. Ich kann die klare Trennung der Sterne mit und ohne Wasserstoff in zwei Leuchtkraft-Gruppen, wie sie in der Milchstraße gefunden wurde, nicht reproduzieren, der Übergang erscheint im Gegensatz zu der Studie von Hamann et al. (2006) fließend. Fünf der analysierten Sterne sind so heiß, dass sie voraussichtlich innerhalb der nächsten wenigen hundert Jahre als Supernova explodieren werden. Ein Stern, BAT99 118, gehört mit aktuell über hundert Sonnenmassen zu den massereichsten bekannten Sternen. Ich habe sechs wasserstoffhaltige Sterne mit Kohlenstoffüberhäufigkeit gefunden. Bei einer Literaturrecherche und im Abgleich mit den mir vorliegenden Spektren habe ich unter 108 WN-Sternen 23 Doppelsterne gefunden und 15 unsichere Kandidaten. Eine weitere Literaturrecherche der Röntgenemission der Sterne weist auf 44 bis 53 von 108 Doppelsterne, von denen sechs mögliche Kandidaten für HMXBs sind. Damit entspricht die Anzahl der bekannten Doppelsterne dem theoretischen Erwartungswert. Schließlich habe ich sechs Sterne gefunden, die wie WR 002 in der Milchstraße runde Linienprofile aufweisen. Ich diskutiere, ob diese Linienprofile als Hinweis auf schnelle Rotation interpretiert werden können.

Anstelle einer Einleitung habe ich im nächsten Abschnitt einen publizierbaren Text eingefügt, in dem ich Spektralanalysen von Wolf-Rayet-Sternen für eine Zielgruppe von interessierten Nicht-Physikern erkläre.

1 Wolf-Rayet Sterne

Als *Wolf-Rayet-Sterne* bezeichnet man die letzte Lebensphase der massereichsten Sterne. Bei ihrer Entstehung waren sie etwa fünf- bis hundertmal massereicher als die Sonne – die massereichsten Sterne, die uns bekannt sind. Unter 100 Milliarden Sternen in unserer Galaxie, der Milchstraße, gibt es nur etwa zweihundert Wolf-Rayet-Sterne. Doch ihr Einfluss auf die Entwicklung der Galaxie ist viel größer als es ihre geringe Anzahl vermuten lässt: Zunächst gehören sie zu den hellsten Sternen und versorgen ihre Umgebung mit reichlich Strahlungsenergie. Sie schleudern in dieser Phase ihre äußeren Hüllen mit über 1000 Kilometern pro Sekunde in die Umgebung. So verlieren sie in einer Million Jahren etwa dreimal soviel Materie wie die gesamte Sonnenmasse – die Sonne hätte sich bei einem solchen *Sternwind* in Bruchteilen ihres jetzigen Alters von 5 Milliarden Jahren komplett aufgelöst. Das von den Wolf-Rayet-Sternen ausgeworfene Material bildet manchmal spektakuläre Gasblasen um den Stern, so wie es in Abbildung 1.1 zu sehen ist. Die Atome wurden in den Sternen jedoch verändert: sie haben Kernfusionsprozesse durchlaufen. Wolf-Rayet-Sterne mischen in der Umgebung, in der wieder neue Sterne entstehen können, zum vorhandenen Wasserstoff und dem Helium auch noch schwerere Elemente wie Kohlenstoff und Sauerstoff – wichtige Bestandteile des Lebens auf der Erde! Wenn die Sterne schließlich keine Kernfusion mehr durchführen können, enden sie in einer Supernova, einer gewaltigen Explosion. Dabei reichern sie das Interstellare Medium noch einmal an, diesmal auch mit Eisen. Übrig bleibt von ihnen dann nur ein Neutronenstern oder ein schwarzes Loch.

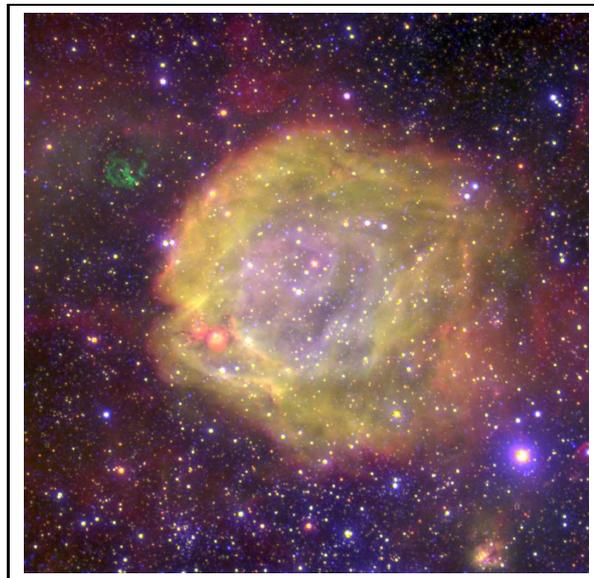


Abbildung 1.1: Gasblase um den Wolf-Rayet-Stern SMC AB 7¹

Die namensgebenden Astronomen Wolf und Rayet haben die Wolf-Rayet-Sterne 1867 entdeckt. Wie konnten sie diese von anderen Sternen unterscheiden, wenn alle Sterne selbst mit den größten Teleskopen nur wie winzige Lichtpunkte aussehen? Denn außer der Sonne kann nur ein einziger anderer Stern, nämlich Beteigeuze, räumlich aufgelöst werden, das heißt, man kann mit einem sehr guten Teleskop seine Struktur ganz grob erkennen.

Für alle anderen Sterne muss man die Informationen in einen einzigen Lichtpunkt hineininterpretieren. Dazu braucht man ein sehr detailliertes Verständnis von verschiedenen physikalischen Prinzipien, die hier kurz und sehr vereinfacht erklärt werden sollen: Die Entstehung des Sternlichtes so wie die verschiedenen Arten, auf die das Sternlicht auf dem Weg zu uns verändert wird.

1.1 Licht

Licht kann man sowohl als *elektromagnetische Welle* als auch als Teilchen beschreiben. Für diese Erkenntnis, den sogenannten *Welle-Teilchen-Dualismus* erhielt Einstein seinen Nobelpreis.

Wenn man Licht als Teilchen beschreibt, sieht man es als kleine Energiepakete mit einem *Impuls* beziehungsweise Schwung, die von der Lichtquelle aus durch den Raum fliegen. Diese Pakete heißen *Photonen*.

Als *elektromagnetische Welle* kann man sich Licht so vorstellen: Jedes geladene Teilchen, zum Beispiel ein *Elektron*, erzeugt ein *elektromagnetisches Kraftfeld*, das auf andere geladene Teilchen wirkt (auf andere *negativ geladene* Teilchen abstoßend, auf *positive* anziehend). Schwingt das Teilchen an seinem Ort hin und her, breitet sich sein Feld aus wie eine Welle und bringt andere Ladungsträger ebenfalls zum Schwingen. Dieses Schwingen von geladenen Rezeptoren in unserem Auge, das durch Lichtwellen erzeugt wird, signalisiert dann unserem Gehirn eine Lichtwahrnehmung. Dasselbe gilt für Detektoren an einem Teleskop.

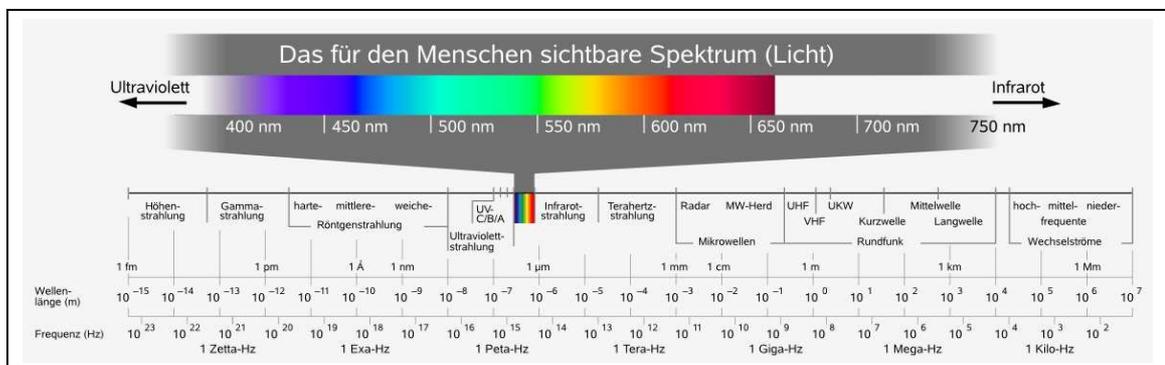


Abbildung 1.2: Die Wellenlängenbereiche im Elektromagnetischen Spektrum.²

Photonen beziehungsweise elektromagnetische Wellen können mehrere Eigenschaften haben: eine bestimmte *Energie* (das entspricht der *Wellenlänge*, also dem Abstand zwischen zwei Wel-

¹Aus dem Bildarchiv der ESO, <http://www.eso.org/esopia/images/html/phot-09a-03.html>. Eingesehen am 16.06.2008

²Grafik von Horst Frank, Jailbird and Phrood, http://de.wikipedia.org/wiki/Bild:Electromagnetic_spectrum_c.svg. Eingesehen am 16.06.2008

lenbergen) und eine *Polarisation* (das entspricht der Schwingungsrichtung bei Wellen, also zum Beispiel links-rechts oder oben-unten). Die Polarisation kann man zur Interpretation von asymmetrischen Objekten heranziehen (zum Beispiel scheibenartigen) oder auch von Magnetfeldern. Beides spielt für einfache Modelle von Wolf-Rayet-Sternen keine Rolle, dort schwingen die Elektronen in alle Richtungen statistisch gleichmäßig verteilt und die Polarisation kann vernachlässigt werden.

Bei der Interpretation des Lichts von Wolf-Rayet-Sternen unterscheiden wir die gemessenen Photonen also nur nach ihrer Energie.

In Abbildung 1.2 sind die verschiedenen Wellenlängenbereiche elektromagnetischer Strahlung eingezeichnet. Am linken Rand des Bildes sind die kleinsten Wellenlängen eingetragen, also die energiereichste Strahlung, am rechten die größten Wellenlängen. Der Bereich des sichtbaren Lichts, der nur ein kleiner Ausschnitt aus dem gesamten Spektrum ist, ist oben nochmals vergrößert dargestellt. Die Skala ist unten beschriftet mit der Wellenlänge, die man auch in die Frequenz umrechnen kann. Eine weitere Möglichkeit wäre, die Energie aufzutragen.

UV-Strahlung hat Wellenlängen, die etwas kleiner sind als die des sichtbaren Lichts. Sichtbares Licht, das heißt elektromagnetische Strahlung oder Photonen, die von unserem Auge wahrgenommen werden können, unterscheidet sich durch nichts von Röntgen- und UV-Strahlung als durch die Wellenlänge. Die Farben sind dann einfach verschiedene Wellenlängen innerhalb des Bereiches, den das Auge wahrnehmen kann.

Je kleiner die Wellenlänge, desto größer ist die Energie der Strahlung. Röntgenstrahlung hat genug Energie, um zum Beispiel Zellen zu zerstören, Radiowellen, die noch rechts außerhalb der Abbildung liegen würden, dagegen gar nicht.

1.2 Spektrum

Schließlich besitzt das Sternlicht noch die Eigenschaft der Intensität, das bedeutet die Anzahl der Photonen, die man in einem Zeitraum auf einer Messfläche und bei einer bestimmten Wellenlänge misst (beziehungsweise im Wellen-Vokabular die *Amplitude*, das ist die Höhe der Wellenberge).

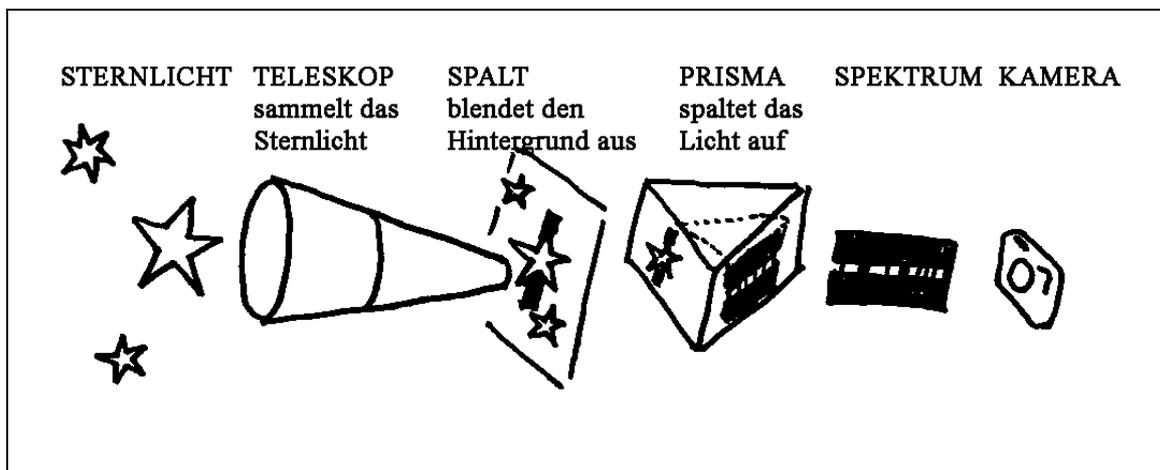


Abbildung 1.3: Der Weg des Sternlichts zum Spektrum

Kombiniert man die beiden Eigenschaften *Wellenlänge* und *Intensität*, kann man ein *Spektrum*

erstellen. Das heißt, man misst, welche Wellenlänge mit welcher Intensität von dem Stern abgestrahlt wird. Dazu kann man zum Beispiel einen roten Filter in den Strahlengang des Fernrohrs oder Teleskops legen und dann messen, wieviel rotes Licht von dem Stern im Teleskop ankommt. Danach macht man das gleiche mit einem blauen Filter. Daran, ob Sterne eher intensiv im Roten oder im Blauen leuchten, kann man sie schon einmal grob unterscheiden.

Genauer funktioniert das gleiche mit einem sogenannten *Gitter*, das das Licht wie ein *Prisma* in seine Wellenlängen *aufspaltet* (wie die Regentropfen das Sonnenlicht zu einem Regenbogen aufspalten). In Abbildung 1.3 wird schematisch gezeigt, wie die meisten astronomischen Aufnahmen entstehen. Ein Teleskop sammelt möglichst viel Licht von einem Stern. Das Teleskop erzeugt ein scharfes Bild des beobachteten Himmelsausschnittes auf einer Platte. Der Stern, den man analysieren möchte, wird genau auf einem Spalt in der Platte abgebildet (Bruchteile von einem Millimeter breit). So kommt nur das Licht des Sterns in den dahinter liegenden *Spektrographen* – und nicht das Hintergrundlicht oder andere Sterne. Das Sternlicht wird dann von einem Gitter zu einem Spektrum aufgespalten. Jetzt liegen UV, Blau, Grün und Rot und Infrarot nebeneinander (wie in Abbildung 1.2) – die realen Spektrographen sind jedoch immer nur für einen Ausschnitt aus dem Spektrum ausgelegt. Mit Digitalkameras kann man von diesem aufgespaltenen Sternlicht Aufnahmen machen, die bei den verschiedenen Wellenlängen die Intensität registrieren. Die Aufnahmen können ruhig in Schwarz-Weiß sein, denn jetzt entspricht ja jeder Farbe eine Position im Spektrum.

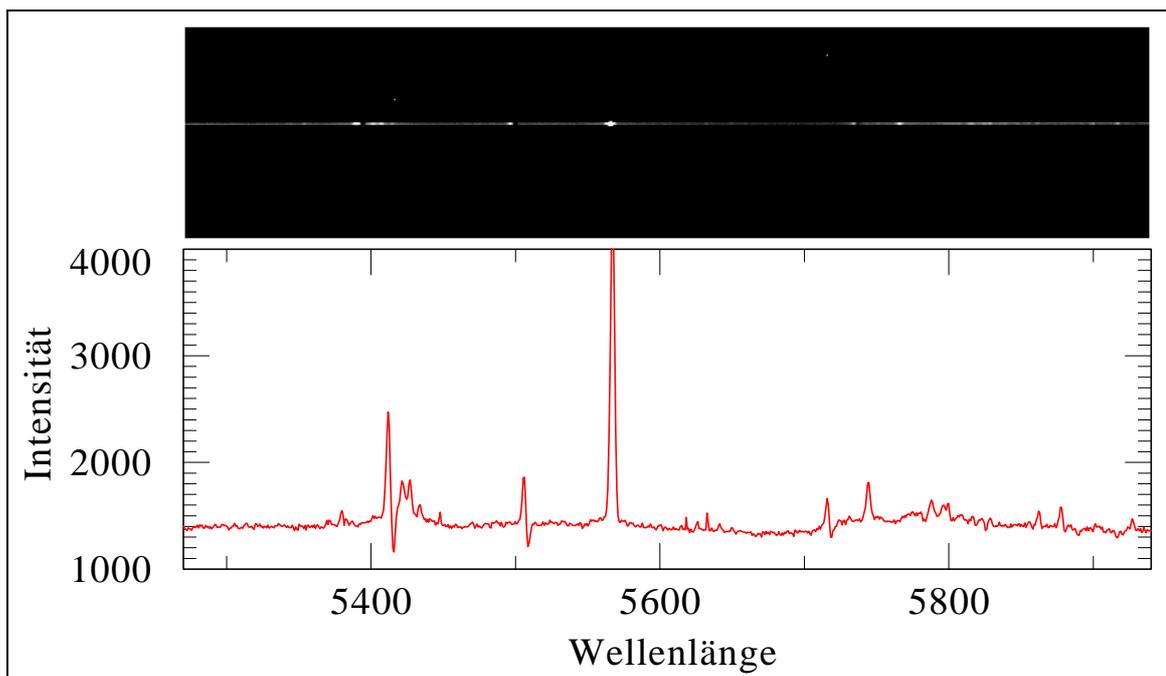


Abbildung 1.4: Spektrum des Sterns BAT99 130, aufgenommen am AAO³

Eine solche Schwarz-Weiß Aufnahme von einem Sternspektrum, hier von dem Wolf-Rayet-Stern BAT99 130, ist Abbildung 1.4. Der Spalt in dem Foto in Abbildung 1.4 lag senkrecht, von

³Anglo-Australian Observatory. Quelle: <http://archive.ast.cam.ac.uk/aat/>.

links nach rechts sind die verschiedenen Wellenlängen zu sehen. Man sieht in der Mitte einen hellen Streifen, das ist das aufgespaltene Sternlicht. Die hellen Punkte in dem Streifen sind jetzt Merkmale bei verschiedenen Wellenlängen, unsere Hauptinformationsquelle von dem Stern.

Als Nächstes liest man mit einem Computerprogramm an jeder Stelle in dem hellen Streifen die Intensität aus. Das Ergebnis trägt man in ein Koordinatensystem ein. Die Intensitäten aus diesem Foto sind in dem Koordinatensystem in Abbildung 1.4 zu sehen. Jetzt fängt die eigentliche Arbeit an: aus Kurven und Linien in dem Diagramm einen individuellen Stern zu interpretieren.

Wenn man ein Spektrum benutzt, um Informationen über ein Objekt zu erhalten, heißt die Methode *Spektralanalyse*. Sie kann bei allen astronomischen Objekten angewandt werden – nicht nur bei Wolf-Rayet-Sternen. Man benutzt diese Technik aber auch in der Festkörperphysik oder in der Chemie, um Informationen über sehr kleine Strukturen zu bekommen. Mit verschiedenen Instrumenten wertet man ganz verschiedene Bereiche des Spektrums aus – von Radio- bis Röntgenstrahlung. In diesem Text soll es nur um die Interpretation von Infrarot-, sichtbarem und UV-Licht von Wolf-Rayet-Sternen gehen.

1.3 Wärmestrahlung

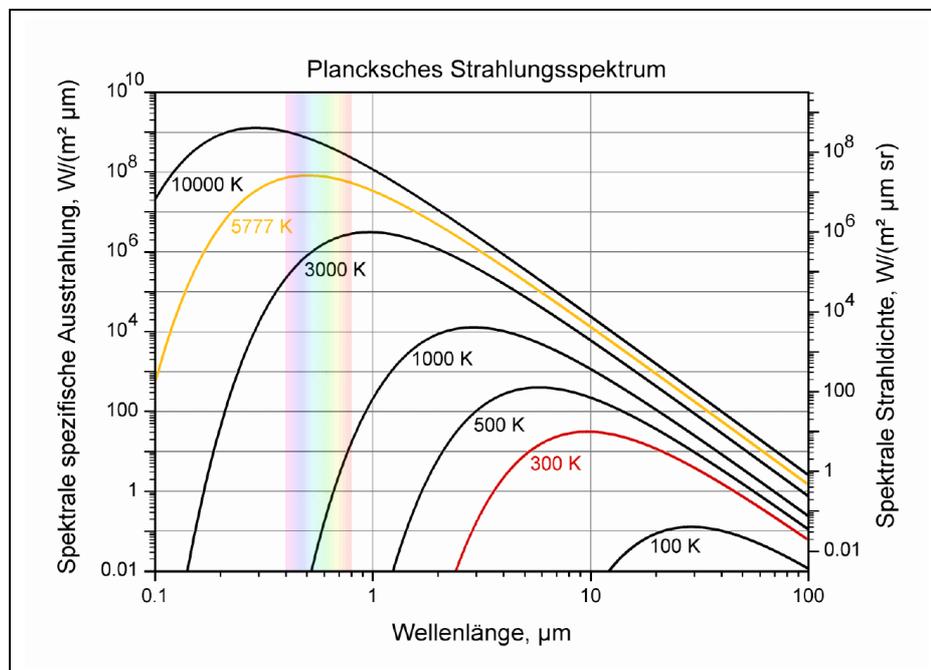


Abbildung 1.5: Schwarzkörperstrahlung für verschiedene Temperaturen.⁴

Ein warmer oder heißer Gegenstand strahlt Licht entsprechend der Planck-Funktion ab, das heißt wenig bei sehr kleinen Wellenlängen, ansteigend bis zu einer Wellenlänge, bei der das Maximum der Intensität abgestrahlt wird, und dann wieder abfallend. Das nennt man auch *Schwarzkörperstrahlung*. Bei welcher Wellenlänge das Maximum ist, hängt von der Temperatur des Körpers ab.

⁴Bild von http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/0/0e/BlackbodySpectrum_loglog_150dpi_de.png, eingesehen am 17.06.2008

Eine “kalte” Glühbirne leuchtet viel röter als die viel heißere Sonne und erzeugt im Gegensatz zu ihr kaum UV-Strahlung, die uns bräunt. Ein Stück Eisen, das man erhitzt, glüht erst ziemlich rot, erhitzt man es noch mehr, glüht es weiß.

In Abbildung 1.5 sieht man die Ausstrahlung der Sonne, die eine Oberflächentemperatur von knapp 5777 K (Kelvin), also etwa 5504 °C (Grad Celsius) hat, als gelbe Linie. Das Maximum liegt im Bereich des sichtbaren Lichts, hier in allen Farben wie ein Regenbogen eingezeichnet – kein Wunder, dass unsere Augen vor allem auf diesen Wellenlängenbereich ausgerichtet sind. Das Maximum eines Sterns mit 10.000 K ist links noch eingezeichnet, das Maximum eines Sterns mit 100.000 K läge noch ein ganzes Stück weiter links im fernen UV.

Die Erde mit einer Temperatur von 300 K \sim 27 °C strahlt vor allem im Infraroten (rote Kurve in Abbildung 1.5). Das erklärt zum Beispiel den Treibhauseffekt: CO₂ in der Erdatmosphäre lässt die Wellenlängen sichtbaren Lichts der Sonne auf die Erde, reflektiert jedoch die Infrarotstrahlung der Sonne. Je mehr CO₂ in der Erdatmosphäre ist, desto mehr heizt sich die Erde wie ein Gewächshaus auf.

Aus der *spektralen Energieverteilung* kann man schon die erste Information über Wolf-Rayet-Sterne entnehmen: Ihr Emissionsmaximum liegt weit im UV, das heißt Wolf-Rayet-Sterne sind besonders heiß, viel heißer als die meisten anderen Sterne. Wie oben gezeigt hat die Sonne eine Oberflächentemperatur von etwa 6000 K, die Oberflächentemperatur von Wolf-Rayet-Sternen liegt dagegen zwischen 20000 K und 200000 K! Sie gehören zu den heißesten bekannten Sternen. Zur genauen Bestimmung der Temperatur kann man die Planck-Kurve jedoch nicht ohne Weiteres nutzen, da das Spektrum vor dem Eintreffen bei einem Teleskop noch verändert wird.

1.4 Strahlungsverdünnung

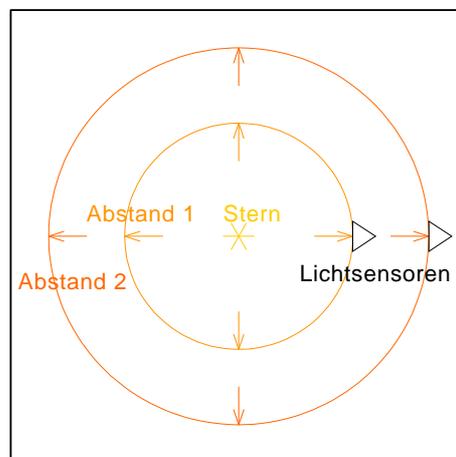


Abbildung 1.6: Strahlungsverdünnung des Sternlichts

Dasselbe Sternlicht, das bei einem großen Abstand vom Stern in allen Raumrichtungen zu sehen ist, muss auch bei einem geringeren Abstand da gewesen sein. Dazwischen kann – zumindest wenn man sich einen leeren Raum vorstellt – nichts verloren gegangen oder dazu gekommen sein. Dieses Prinzip entspricht in der Physik einer *Kontinuitätsgleichung*.

Wenn man sich bei dem Abstand 1 vom Stern und bei dem Abstand 2 vom Stern jeweils eine Kugelschale vorstellt (siehe Abbildung 1.6), dann fließt durch beide gleich viel Licht. Durch ein Flächenelement aber, zum Beispiel die Öffnung eines Teleskops, fließt beim Abstand 1 mehr Licht als beim Abstand 2, da sich dort dasselbe Licht auf eine insgesamt viel größere Fläche verteilen muss. Was dann pro Flächenelement übrig bleibt, ist viel weniger. Das gilt natürlich genauso für eine kleine Fläche wie die Iris eines Auges.

Die Konsequenz ist das, was wir aus unseren Alltagserfahrungen kennen: Eine Lichtquelle, die weiter von uns entfernt ist, scheint dunkler als eine gleichhelle Lichtquelle, die näher ist.

Es ist eine der großen Herausforderungen in der Astronomie zu unterscheiden, ob ein Stern (oder auch ein anderes Objekt, zum Beispiel eine Galaxie) nicht so hell und näher, oder sehr hell und dafür weiter weg ist. In vielen Fällen ist das einfach nicht entscheidbar. Von wenigen Wolf-Rayet-Sternen sind die Entfernungen genau bekannt. Wenn sie bekannt sind, gehören die Sterne oft zu Sternhaufen oder benachbarten Galaxien, für die es bessere Methoden zur Entfernungsbestimmung gibt.

1.5 Rötung

Im All herrscht ein Vakuum – fast. Aber der Weg des Lichts von einem Stern bis zum Teleskop auf der Erde ist lang, und ganz leer ist der Raum dazwischen nicht: dort befinden sich *Gas*, das vor allem aus einzelnen Atomen, manchmal aber auch Molekülen (wenigen gebundenen Atomen) besteht, und *Staub* (Hunderte Atome). Das Gas absorbiert einen Teil des Lichts – das wird im nächsten Abschnitt erklärt. Der Staub dagegen streut das Licht, und zwar das blaue Licht (kurze Wellenlängen) mehr als das rote (längere Wellenlängen). Das liegt daran, dass der meiste Staub, der sich im All befindet, sehr klein ist, etwa so groß wie die Wellenlänge von blauem Licht. In diesem Fall ist die Streuung am effektivsten. So kommt weniger von dem blauen Licht, aber noch das meiste des roten Lichts bei uns an: der Stern erscheint jetzt röter, als er eigentlich ist, er ist *gerötet*.

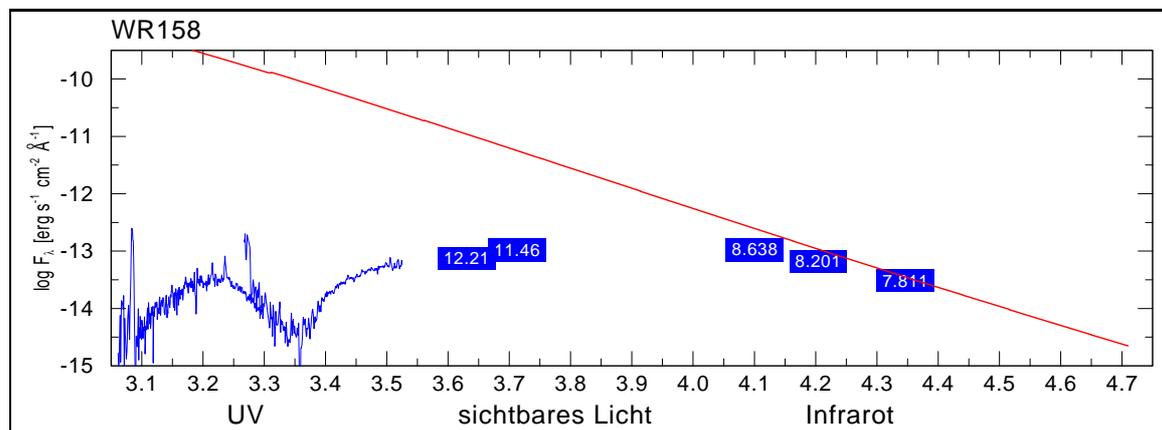


Abbildung 1.7: Die spektrale Energieverteilung von WR158 mit Rötung.

In Abbildung 1.7 sieht man die spektrale Energieverteilung vom Wolf-Rayet-Stern WR 158 mit starker Rötung. In Blau sind tatsächlich beobachtete Intensitäten eingezeichnet, mit dem markan-

ten Knick im UV-Bereich, der durch Rötung entsteht. In Rot ist ein Modell desselben Sterns ohne Rötung eingezeichnet, man sieht das rechte Ende der Wärmestrahlungskurve. Im Infrarotbereich ist der Fluss des Sterns, eingezeichnet durch so genannte Photometriemarken als blaue Kästchen, noch sehr ähnlich wie der des Modells.

Der meiste Staub stört die Sicht, wenn man tief in unsere Galaxie, die Milchstraße hineinguckt. Im galaktischen Zentrum kann man die Sterne nicht mehr durch ihr sichtbares, sondern am besten durch ihr infrarotes Licht sehen. Wenn man nahe Sterne betrachtet oder andere, die außerhalb der Milchstraße, zum Beispiel in den benachbarten Galaxien Große und Kleine Magellansche Wolke liegen, dann ist die Rötung viel geringer.

1.6 Linienübergänge

Nach einem einfachen Atommodell von Niels Bohr gibt es einen Atomkern, in dem die positiv geladenen *Protonen* sind, und die *Elektronen* fliegen auf ihren Bahnen um den Kern herum, dargestellt in Abbildung 1.8 (Neutronen im Kern wurden hier weggelassen). Die Elektronen sind negativ geladen, sie werden vom Atomkern also angezogen. Wenn sie auf eine Bahn wollen, die weiter vom Atomkern entfernt ist, brauchen sie dafür Energie – genauso, wie wir Energie investieren müssen, um einen Ball nach oben zu werfen, der ja auch von der Erde nach unten angezogen wird (hier aber durch Gravitation/Erdbziehung und nicht durch elektromagnetische Kräfte). Um einen Ball von einem Turm herunter fallen zu lassen, müssen wir keine Energie hineinstecken, im Gegenteil, es wird noch welche frei, die der Ball benutzen kann, um am Fuß des Turms Blumen umzuknicken oder Glasscheiben zu zerbrechen. Genauso wird Energie frei, wenn ein Elektron wieder in Richtung des Kerns “herunterfällt”.

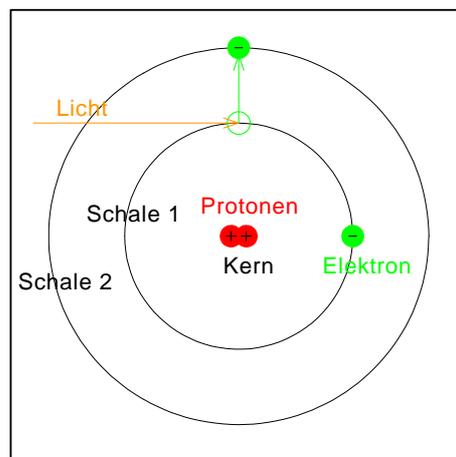


Abbildung 1.8: Einfaches Atommodell mit Lichteinstrahlung

Die Quantenphysik sagt nun, dass die Elektronen nicht irgendwo um den Kern fliegen können, sondern nur auf ganz bestimmten *Schalen*. Die Energie, die sie beim Klettern zwischen Schalen aufnehmen oder beim Fallen abgeben können, entspricht nach dem Bohrschen Atommodell dem Abstand dieser Schalen. Das heißt, sie können nicht irgendeine Energie aufnehmen, sondern nur bestimmte *gequantelte* Portionen. Wo diese Schalen genau liegen und wie groß die Energieabstände der *Übergänge* sind, ist charakteristisch für jede Atomsorte, jedes *Element*: zum Beispiel

für Wasserstoff anders als für Helium, Kohlenstoff oder auch für Sauerstoff.

Im neutralen Zustand hat ein Atom genausoviele positive Protonen im Kern wie negative Elektronen auf den Außenbahnen, die Ladungen gleichen sich aus und das Atom ist von außen betrachtet nicht geladen. Bekommt ein Elektron genügend Energie, um auf die äußerste Schale zu kommen, und noch mehr, dann kann es sich ganz aus dem Atom lösen. Dann ist das Atom positiv geladen, es ist *ionisiert*.

Diese Energie, die Elektronen brauchen, um auf eine höhere Bahn zu gehen oder sich ganz aus dem Atom zu befreien, können sie zum Beispiel durch *Stöße* mit anderen Atomen bekommen. Oben wurde erklärt, dass auch Photonen Energieportionen sind, jede Photonenart hat eine bestimmte Energie bzw. Wellenlänge. Die Elektronen eines Elementes können dann bestimmte Photonen als Energie aufnehmen, um auf eine höhere Schale zu klettern, und Photonen von charakteristischen Wellenlängen ausstrahlen, wenn sie wieder hinunterfallen.

Wenn man vom Licht der Schwarzkörperstrahlung einen Ausschnitt in einem kleinen Wellenlängenbereich betrachtet, verläuft die Intensität wie eine wenig gekrümmte Linie. Dieses Licht bezeichnet man dann als *Kontinuum*. Im Kontinuum entstehen dann bei den Wellenlängen, die bestimmten Schalenübergängen im Atom entsprechen, *Absorptions-* und *Emissionslinien*:

Wenn das Licht an Atomen vorbei muss, die bei einer bestimmten Wellenlänge die Energie des Lichts aufnehmen – die Elektronen damit auf eine höhere Bahn springen – dann werden aus dem Kontinuumslicht Photonen bestimmter Wellenlänge *absorbiert* und die Intensität nimmt an dieser Stelle des Spektrums ab. Die Elektronen, die Licht absorbiert haben und auf eine höhere Schale geklettert sind, fallen später auch wieder zurück auf niedrigere Bahnen und geben wieder ein Photon ab. Diesmal entsenden sie das Photon aber in eine zufällige Richtung und wahrscheinlich nicht wieder genau in die alte Richtung, aus der es absorbiert wurde. Aus der ursprünglichen Richtung betrachtet wurde die Intensität bei dieser Wellenlänge geschwächt.

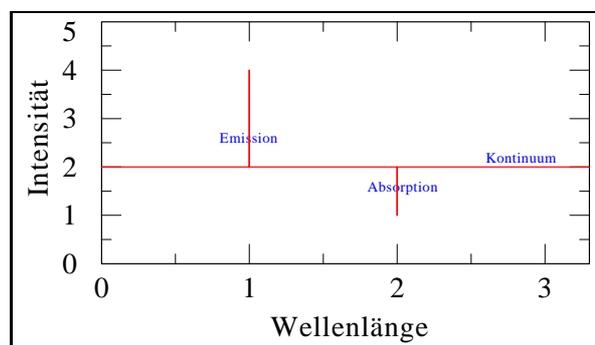


Abbildung 1.9: Schematische Darstellung von Absorptions- und Emissionslinien.

1.7 Emission

Emissionslinien, also eine effektive Erhöhung der Strahlungsintensität, sieht man dann, wenn bei einer Wellenlänge mehr emittiert als absorbiert wird. Die Elektronen fallen von einer Schale auf die nächste herunter. Sie müssen jedoch durch einen anderen Mechanismus als Absorption auf diese Schale gekommen sein, denn sonst überwiegt die Gesamtabsorption immer die Wiederemission in dieselbe Beobachtungsrichtung und man kann keine effektive Emission feststellen. Ein solcher Mechanismus ist die Absorption einer größeren Energie, bei der die Elektronen auf

einen höhere Schale angeregt werden, und dann stufenweise, von Schale zu Schale, herunterfallen. Dann gibt es bei manchen Wellenlängen Emission, bei denen keine Absorption stattgefunden hatte. Eine andere, wichtigere Möglichkeit ist, dass die Elektronen durch *Stöße* mit anderen Gasatomen auf die höhere Schale angeregt wurden und dann unter Emission eines Photons wieder herabfallen. Diese Stöße müssen sehr energiereich sein und oft genug vorkommen, um zu einer merklichen Emission zu führen. Wenn ein Stern also Emissionslinien zeigt, dann ist das Gas, das ihn umgibt, heiß (energiereiche Stöße) und außerdem sehr dicht (häufige Stöße). Eine dritte Möglichkeit ist *Rekombination*. Bei heißem Gas sind die Atome ionisiert. Wenn es auch dicht genug ist, treffen freie Elektronen und ionisierte Atome aufeinander und rekombinieren. Dabei wird dann auch die Energie als Photon abgegeben.

Ob man eine Linie in Absorption oder in Emission sieht, hängt an der Art des entsprechenden Atomübergangs: die meiste Zeit sind die Atome im Grundzustand, das heißt, die Elektronen befinden sich auf den tiefsten Bahnen, die frei sind. Sie können also nur Energien aufnehmen, die Übergängen von diesen Bahnen aus entsprechen. Übergänge von einer höheren Schale a auf eine noch höhere b sieht man dann nicht in Absorption, aber durchaus in Emission, wenn das Elektron von Schale b stufenweise herunterfällt. Ebenso kann man Rekombinationslinien, also von ganz frei bis zum Grundzustand, in Emission sehen.

In der geröteten Planck-Kurve findet man also bei allen Sternen charakteristische Absorptions- und Emissionslinien, an denen wir erkennen können, welche Elemente sich in der *Sternatmosphäre* befinden. Emissionslinien bei Sternen sind jedoch sehr selten, aber genau diese Emissionslinien sind das Hauptmerkmal der Wolf-Rayet-Sterne! Wolf und Rayet haben vor etwa 150 Jahren Spektrenspektren mit Prismen erzeugt und dabei entdeckt, dass es in den Spektren der meisten Sterne dunkle Bereiche, also Absorptionslinien gibt, und nur bei wenigen starke helle Bereiche, also Emission (so wie in dem Schwarz-Weiß Foto in Abbildung 1.4). Diese Sterne klassifiziert man als Wolf-Rayet-Sterne. Wolf-Rayet-Sterne sind also umgeben von sehr viel dichtem, heißem Gas.

1.8 Ionisationsgrad und Klassifikation

Ein ionisiertes Atom, also eines, dem schon ein oder mehrere Elektronen fehlen, hat andere typische Linienübergänge als ein neutrales Atom. Man kann also an den Linien auch erkennen, ob die Atome in der Sternatmosphäre ionisiert sind oder nicht. Atome werden bei hohen Temperaturen ionisiert, die genaue Temperatur ist für jedes Element anders. So kann man bei den meisten Sternen am *Ionisationsgrad*, das bedeutet daran, wie vielen Atomen ein Elektron und wie vielen sogar mehr als eines fehlt, die Temperatur erkennen! Man überprüft einfach, wie stark die entsprechenden Spektrallinien der Ionen gegenüber den Linien der neutralen Atome sind und rechnet die Temperatur mit der einfachen *Saha-Gleichung* aus.

Wolf-Rayet-Sterne werden auch danach in Unterklassen unterteilt. Vereinfacht bedeutet das, die Stärke einer Linie von neutralem Helium (das heißt in der Astronomie He I) mit der Stärke einer Linie von einfach ionisiertem Helium (ein Elektron fehlt, He II) zu vergleichen und das Verhältnis zwischen beiden zu bilden (tatsächlich werden natürlich noch mehr Linien betrachtet). Die verschiedenen *Linienverhältnisse*, die man findet, unterteilt man in zehn Bereiche und ordnet sie dann den Klassen 1 bis 10 zu.

Bei Wolf-Rayet-Sternen, die von sehr viel, sehr dichtem, heißem Gas umgeben sind, das zudem noch weit ausgedehnt ist, kann man die Temperatur nicht einfach aus den Ionisationsverhältnissen und den *Spektralklassen* ableiten. Das liegt daran, dass in verschiedenen Bereichen der Sternat-

mosphäre ganz verschiedene Temperaturen und damit auch Ionisationsverhältnisse herrschen – eine Linie entsteht vielleicht nah beim Stern, wo es sehr heiß ist, die nächste weiter außen und eine dritte sehr weit weg vom Stern, wo es schon kühler aber immer noch dicht genug für eine messbare Linie ist. Diese Linien sieht man dann nur alle aufsummiert im Sternspektrum. Daraus die Sterntemperatur abzuleiten ist nicht trivial. Die Linienstärke hängt hier auch von der Dichte ab: desto dichter die Atmosphäre ist, desto stärker sind die Linien und desto mehr Gas ist vorhanden, das auch in großen Entfernungen vom Stern noch relevante Linienbeiträge erzeugt.

1.9 Kernfusion

Man beobachtet, dass fast alle Objekte im Universum aus Wasserstoff bestehen (etwa 80%), außerdem aus etwas Helium (etwa 19%). Alle anderen Elemente zusammen machen nur ein Prozent der Materie im Universum aus. Diese Information hat man ebenfalls durch Spektralanalyse bekommen – von Sternen, Galaxien, Gaswolken und der Sonne. Welche Linienstärke welcher *Wasserstoffhäufigkeit*, also welchem Wasserstoffanteil genau entspricht, ist abhängig von der Interpretation und der angenommenen Modelle. Aber dass bei fast allen astronomischen Objekten Wasserstoff das mit Abstand häufigste Element ist, ist unbestritten. Planeten bilden da eine seltene Ausnahme, und eine weitere Ausnahme sind die Wolf-Rayet-Sterne: Die meisten Wolf-Rayet-Sterne zeigen gar keine *Wasserstofflinien*, einige wenige zeigen nur leichte Wasserstofflinien, alle scheinen fast vollständig aus Helium zu bestehen! Ein Teil der Wolf-Rayet-Sterne zeigt zusätzlich Linien von Stickstoff (das Zeichen für dieses Element ist N), andere zeigen starke Linien von Kohlenstoff (C). Man unterteilt die Wolf-Rayet-Sterne also in zwei Gruppen, die *WN-Sterne* und die *WC-Sterne*. Wie kann es kommen, dass Wolf-Rayet-Sterne aus Helium bestehen, wenn alle anderen Sterne hauptsächlich aus Wasserstoff sind?

Atomkerne bestehen aus *Neutronen* und Protonen. Die verschiedenen Elemente unterscheiden sich durch die Anzahl der Protonen in ihrem Kern. Wasserstoff zum Beispiel hat ein Proton im Kern, Helium zwei, Kohlenstoff sechs, Stickstoff sieben, Sauerstoff acht, Eisen schon 26 und Uran sogar 92. Jede Anzahl entspricht einem Element. Trägt man alle Elemente der Anzahl nach in eine Tabelle, erhält man das Periodensystem. Atome können jedoch ineinander umgewandelt werden, bei *Kernfusion* werden mehrere Protonen zu einem Kern zusammengebracht, bei *Kernspaltung* werden große Atomkerne aus vielen Protonen in zwei separate Kerne aufgespalten. Um zwei Protonen zu einem Heliumkern zu fusionieren, muss zunächst sehr viel Energie aufgewandt werden, da die positiv geladenen Protonen sich elektrisch abstoßen. Erst wenn sie sehr dicht beieinander sind, packen sie die *Kernkräfte*, die nur sehr kurze *Reichweiten* haben, und lassen sie zusammenfallen. Dabei wird Energie frei. So werden immer größere Kerne gebaut bis hin zu Eisen. Eisen hat den energetisch optimalen Zustand, wächst der Kern noch weiter an, wird die elektrische Abstoßung wieder relevant und der Atomkern energetisch ungünstiger.

Es hat eine Weile gedauert, bis Kernfusion gut genug verstanden war, um zu erkennen, dass die Bedingungen im Kern der Sonne, der Druck und die Temperatur dort, ausreichen für die Fusion von Wasserstoff zu Helium, und dass diese Fusion, das sogenannte *Wasserstoffbrennen* die Energiequelle der Sonne ist. Irgendwann wird der Kern der Sonne also nur noch aus Helium bestehen. Die Energie, die pro Kernfusion frei wird, ist gering im Vergleich zur Strahlungsenergie der Sonne, aber die riesigen Vorräte an Wasserstoffatomen im Zentrum der Sonne versorgen sie über etwa 8 Milliarden Jahre ziemlich konstant mit Energie.

Wenn wir beobachten, dass Wolf-Rayet-Sterne aus Helium bestehen, dann können wir schließen, dass sie sich in einem späten Entwicklungsstadium befinden, in dem schon sehr viel Was-

serstoff zu Helium umgewandelt wurde. Kohlenstoff ist ein Produkt von *Heliumbrennen*, das bedeutet, die WC-Sterne, die schon etwas mehr Kohlenstoff zeigen, entsprechen wahrscheinlich einer noch späteren Entwicklungsphase als die WN-Sterne. Die Fusionsprozesse finden jedoch im Sternzentrum statt, nicht außen, in der sichtbaren *Hülle* des Sterns. Es muss also im Leben des Sterns etwas mit der Hülle passiert sein, während er im Kern den Wasserstoff zu Helium verbrannt hat. Die Sterne müssen vor diesem Stadium instabile Phasen durchlaufen haben, in denen sie ihre Hüllen abgestoßen haben.

1.10 Lichtverschiebung: Doppler-Effekt

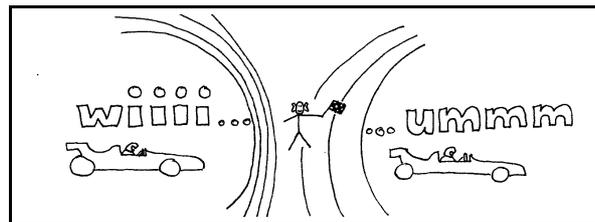


Abbildung 1.10: Der Doppler-Effekt bei einem vorbeifahrenden Auto

Der Doppler-Effekt ist der “wiiii-ummm”-Effekt von einem vorbeifahrenden Auto bei einem Autorennen. Der Motor macht immer das gleiche Geräusch. Wenn er sich jedoch auf den Beobachter zubewegt, verkürzt sich durch die Bewegung die Wellenlänge (der Ton wird höher), wenn das Auto vorbeigefahren ist und sich vom Beobachter fortbewegt, wird die Wellenlänge größer und der Ton wird tiefer (siehe Abbildung 1.10).

Das gleiche passiert mit der Wellenlänge vom Licht der Sterne. Bewegt sich der Stern vom Beobachter weg, wird das Licht *rotverschoben*, die Wellenlänge wird größer. Bewegt sich der Stern auf den Beobachter zu, werden alle Spektrallinien *blauverschoben*. Um wieviel die Linien (oder der Ton beim Autorennen) verschoben sind, hängt von der Geschwindigkeit ab.

Wenn man von Laborexperimenten weiß, wo eine Linie eigentlich sein müsste, dann kann man an der Lage der Linien also erkennen, ob sich der Stern auf uns zu oder von uns weg bewegt.

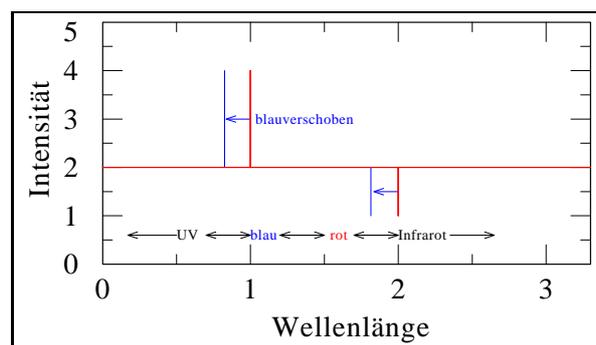


Abbildung 1.11: Schematische Darstellung der Blauverschiebung von den Absorptions- und Emissionslinien aus Abbildung 1.9.

1.11 Linienverbreiterung

Die Linien sind jedoch in der Praxis nie so scharf und schmal wie in den Abbildungen 1.9 und 1.11. Der Hauptgrund dafür ist, dass die Atome in der Sternatmosphäre nie stillstehen, sondern sich in alle Richtungen durcheinander bewegen. Je heißer ein Gas ist, desto schneller bewegen sich die Atome darin. *Temperatur* ist nichts anderes als ein Maß für die *mittlere Geschwindigkeit* der Atome (oder Moleküle). So ist die mittlere Geschwindigkeit der Atome in einem Gas wie in einer Sternatmosphäre durch die Temperatur festgelegt, aber einige Atome fliegen viel schneller, einige viel langsamer, und alle in verschiedene Richtungen.

Die Atome sehen also den Stern durch ihre eigene Bewegung *dopplerverschoben*. Wenn sie die für ihre Übergänge möglichen Energien absorbieren, liegen diese nicht bei den Laborwellenlängen, sondern verschoben. Durch die ungeordnete Bewegung der Gasatome ist die Absorption manchmal rot- und manchmal blauverschoben. Was wir beobachten ist dann die Summe aus vielen blau- und rotverschobenen Linien: Eine verbreiterte Linie.

In Abbildung 1.12 sieht man einen kleinen Ausschnitt aus dem Sonnenspektrum, wie es im Rahmen des Astropraktikums von Studierenden am Einsteinurm in Potsdam aufgenommen wurde. Dass das Licht hier die ganze Höhe des Spektralstreifens ausfüllt im Gegensatz zum Sternspektrum in Abbildung 1.4, liegt daran, dass man die Sonne flächig beobachten kann und das Sonnenlicht den ganzen Spalt ausfüllt, während die Sternbilder immer nur ein Pünktchen sind.

Im Kontinuumslicht der Sonne erkennt man vier verbreiterte Linien. Zwei davon, die breiteren, sind Eisenlinien. Eisen gibt es nicht in der Erdatmosphäre, aber in der Sonnenatmosphäre. Die schmalere Linie ist vom molekularen Sauerstoff O_2 , den es nicht in der Sonnenatmosphäre geben kann, da die Moleküle bei den Sonnentemperaturen aufgelöst werden: Die Linien stammen aus der Erdatmosphäre. Das Sonnenlicht muss auf dem Weg zum Einsteinurm durch beide Atmosphären, die jeweils ihre Absorptionslinien erzeugen. Da die Sonnenatmosphäre viel heißer ist als die der Erde, ist dort die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen auch viel größer. Dort gibt es Beiträge zur gesamten Linie, die stärker rot- oder blauverschoben sind als in der Erdatmosphäre. Deswegen sind die Linien breiter!

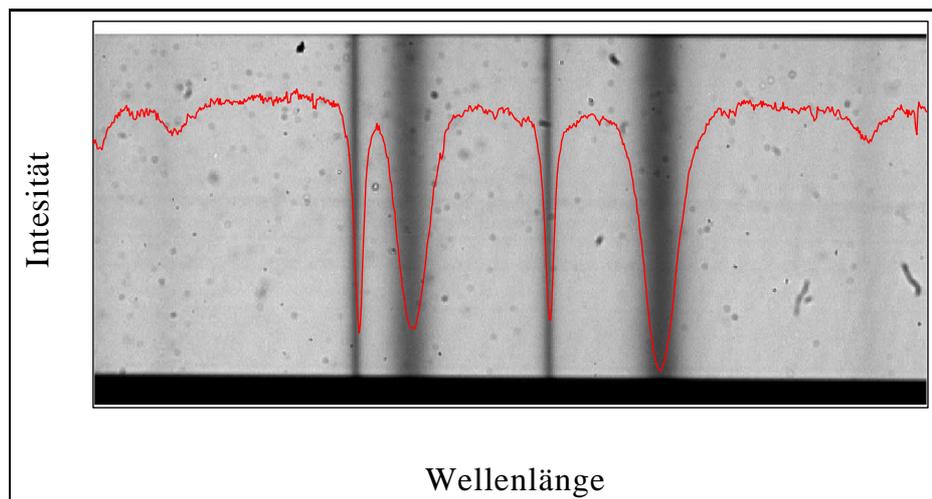


Abbildung 1.12: Kleiner Ausschnitt aus dem Sonnenspektrum.

Dass die Temperatur der Bewegung der Teilchen entspricht, gilt übrigens auch für einen Festkörper wie ein Stück Metall oder einen Stein: Dort können die Atome nicht wild durcheinander fliegen, sondern nur an ihrem festen Platz schwingen, je schneller, desto heißer. Wie oben erklärt wurde, erzeugt gerade dieses Schwingen elektromagnetische Wellen, also Licht! Ein warmer oder heißer Körper glüht oder leuchtet!

Die Linien in Sternspektren sind also *temperaturverbreitert*. An der Breite der Linien können wir unterscheiden, welche Absorptionslinien im Gas der Sternatmosphäre entstehen, denn diese ist heiß und die Linien also breit, und welche Absorptionslinien durch das *Interstellare Medium* erzeugt werden, also durch Atome oder Gaswolken, die irgendwo im Raum zwischen dem Stern und dem Beobachter auf der Erde sind. Viele dieser Linien sind sehr fein, und man braucht sehr hochaufgelöste Spektren, um sie überhaupt zu sehen.

Schließlich gibt es noch die Linien der Erdatmosphäre. Sie sind meist bekannt, wie zum Beispiel die oben gezeigten Linien von Sauerstoffmolekülen O_2 . Wenn man jedoch Spektren ohne den Einfluss der Erdatmosphäre haben möchte, muss man sie von Satelliten aus dem All (so wie dem Hubble Space Telescope) aufnehmen.

1.12 P-Cygni Profile

Die Linienbreite funktioniert jedoch leider auch nicht als guter Temperaturindikator für Sternatmosphären: Alle anderen Bewegungen, die keine einheitliche Richtung haben, verbreitern die Linien ebenfalls. So sind die Linien der Sonne doppelt so breit, als man ausgehend von der Temperatur der Ionisationsverhältnissen annehmen würde. Wenn sich nicht nur einzelne Atome durcheinander bewegen (Temperatur), sondern auch ganze Gaspakete, bezeichnet man dies als *Mikroturbulenz*.

Die Emissionslinien der Wolf-Rayet-Sterne sind noch wesentlich breiter als die der Sonne. Dazu kommt, dass nicht alle Linien der Wolf-Rayet-Sterne die normalen verbreiterten Formen zeigen. Manche Linien, die man sonst in Absorption sehen würde, haben sehr auffällige *Linienprofile*: *P-Cygni Profile*, benannt nach dem Stern P-Cygni, bei dem man sie zuerst gefunden hat. Beide Profile werden in Abbildung 1.13 gezeigt.

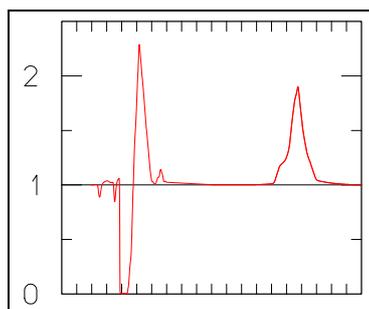


Abbildung 1.13: Ein P-Cygni Profil und eine Emissionslinie mit leichtem P-Cygni Ansatz

Man interpretiert sie so: Etwas, das sich sehr schnell auf uns zu bewegt, absorbiert einen Teil des Sternlichtes (blauverschobene Absorptionslinie), und etwas, das sich sehr schnell von uns weg bewegt, emittiert selbst Licht (rotverschobene Emissionslinie). Die Sternatmosphäre zwischen dem Stern und uns erzeugt eine ganz normale Absorptionslinie, mit der Besonderheit, dass

sich diese Sternatmosphäre mit über 1000 Metern pro Sekunde auf uns zu bewegt und die Absorptionslinie also blauverschoben ist. Natürlich absorbiert die Sternatmosphäre, die nicht zwischen dem Stern und uns, sondern über, unter und hinter dem Stern liegt, auch, aber nur Licht, das ohnehin nie bei uns angekommen wäre. Dann emittiert sie das Licht wieder, aber diesmal einen Teil davon in unsere, also in Beobachtungsrichtung. Die Atmosphäre, die von uns aus gesehen hinter dem Stern ist, bewegt sich aber von uns weg, wie man an der Rotverschiebung der Emissionslinie sieht. Die blauverschobene Absorption und die rotverschobene Emission ergeben zusammen das P-Cygni Profil.

Wenn sich die Atmosphäre vor dem Stern auf uns zubewegt und die hinter dem Stern sich von uns wegbewegt, dann hat der Stern einen *Sternwind*, das heißt, er verliert seine eigene Hülle mit 1000 bis 2000 km/s in alle Richtungen ins All. Die Geschwindigkeit des Sternwindes erkennt man an der Breite der Linien. Die Bewegung des Sternwinds ist nicht durcheinander wie die der Temperatur oder der Mikroturbulenz, sie ist geordnet.

1.13 Sternwinde

Der Sternwind von Wolf-Rayet-Sternen ist so dicht, und ihr *Massenverlust* dadurch so stark, dass man nicht mehr genau sagen kann, wo ein Stern aufhört und wo der Wind anfängt. Man muss die Grenze bei einer bestimmten Dichte definieren.

Auch andere Sterne, vor allem die großen, *massereichen*, haben Sternwinde – mit nur einem Bruchteil des Massenverlustes von Wolf-Rayet-Sternen. Die Sonne hat ebenfalls einen Wind, den *Sonnenwind*. Sie verliert etwa eine Million Tonnen Masse pro Sekunde – sehr wenig im Vergleich zu Wolf-Rayet-Sternen! Der Sonnenwind könnte trotzdem gefährlich für das Leben auf der Erde sein, aber das Magnetfeld der Erde beschützt uns vor ihm und lenkt die Teilchen um die Erde herum.

Sternwinde werden angetrieben durch Kräfte, die von dem Stern weg gerichtet sind. Dazu gehört, dass im Sterninneren wesentlich größerer Druck herrscht als außerhalb. Die Kraft in Richtung niedrigerer Drücke nennt man den *Druckgradienten*. Zu den antreibenden Kräften gehört auch die Zentrifugalkraft durch Rotation. Die wesentliche Kraft ist jedoch der *Strahlungsdruck*: Wenn Photonen Teilchen sind, dann haben sie auch einen *Impuls* beziehungsweise Schwung und können diesen beim Zusammentreffen mit Atomen in der Sternatmosphäre auch übertragen. Das tun sie auch! Doch der Impuls eines Photons ist so gering, dass wir ihn in unserem Alltag nicht erfahren. Nur bei ungeheuer leuchtstarken, heißen Sternen, wo die Atome von Photonen entweder sehr oft getroffen werden oder die Photonen sehr energiereich sind, werden die Atome weiter und weiter beschleunigt, bis sie einen starken Sternwind bilden. Ob der Strahlungsdruck auch ausreicht, um einen so starken Wind wie den von Wolf-Rayet-Sternen anzutreiben, war lange unklar.

1.14 PoWR Modelle

Um die Wolf-Rayet-Sterne analysieren zu können und um Parameter wie die Temperatur zu bestimmen, muss man die Temperaturschichtung des Sternwindes mit dem entsprechenden Verlauf der Ionisationsgrade, den Geschwindigkeitsverlauf und den Massenverlust des Sterns mit dem entsprechenden Dichteverlauf berücksichtigen.

Der Strahlungstransport vom Stern zum Beobachter wird dann sehr komplex, da das Licht gestreut oder auch absorbiert und bei anderen Wellenlängen emittiert werden kann. Die Wel-

lenlängen entsprechen Hunderten verschiedenen möglichen Übergängen in den Atomen, die alle unterschiedlich wahrscheinlich sind und dazu von der Temperatur und dem Ionisationsgrad abhängen. Zudem sind die Wellenlängen an jedem Ort im Sternwind anders dopplerverschoben.

Es gibt nur zwei Computerprogramme auf der Welt, die dieses Problem mit vielen Übergängen bei verschiedenen Geschwindigkeiten berechnen können. Das eine wurde in Pittsburgh, USA, entwickelt, das andere ist der PoWR-Code. Die Potsdamer Wolf-Rayet-Sternatmosphären-Modelle (PoWR) wurden über Jahre hinweg in der Arbeitsgruppe um Wolf-Rainer Hamann entwickelt. Für die Modellrechnung nimmt man einen Stern an, für den man den Radius und die Temperatur vorgibt. Der Stern emittiert dann Licht entsprechend der Planckfunktion. Für den Sternwind gibt man ein Geschwindigkeitsfeld vor: direkt beim Stern hat der Wind noch 0 km/s, weit entfernt vielleicht 1500 km/s, dazwischen überlegt man sich einen Beschleunigungsverlauf.

Man muss außerdem festlegen, welche Atome mit welchen Häufigkeiten in dem Wind vorhanden sind und welche Linienübergänge für welche Atome möglich sind. Hier werden die Eingabedateien schon sehr groß: Für Helium sind 40 mögliche Energieniveaus berücksichtigt, für Stickstoff 94, für Kohlenstoff 65. Die Energieniveaus weiterer Atome sind noch zusammengefasst eingebaut. Zwischen allen diesen Niveaus sind Übergänge mit verschiedenen Wahrscheinlichkeiten möglich, die per Hand eingegeben werden müssen.

Das Programm berechnet dann den *Strahlungstransport* entlang eines Lichtstrahls durch den Sternwind. Für jeden Punkt auf dem Strahl muss es berechnen, in welchem Ionisationszustand die Atome bei der gegebenen Temperatur sind, welche Übergänge welche Energie aus dem Kontinuum absorbieren und welche emittieren. Dabei muss es die Bewegung der Atome an der Stelle berücksichtigen, denn das Sternlicht ist aus der Sicht des Atoms blauverschoben.

Wenn der Strahlungstransport einmal berechnet ist, ermittelt ein anderer Programmteil die Temperaturschichtung. Das berechnete Strahlungsfeld an den verschiedenen Punkten im Sternwind hat natürlich Einfluss auf die Temperatur des Sternwindes. Damit an jedem Ort im Wind ein *Strahlungsgleichgewicht* gilt, also keine Strahlungsenergie aus dem Nichts erzeugt oder vernichtet wird, also höchstens von einer Form in eine andere umgewandelt wird, muss die Temperatur korrigiert werden.

Mit dieser neuen Temperaturschichtung muss dann aber auch der Strahlungstransport neu berechnet werden. So geht es hin und her, bis sich die Ergebnisse nicht mehr stark ändern. Dann nimmt man an, dass auch weitere Rechenschritte keine relevante Änderung bringen, man bricht ab und erklärt das Modell als *konvergiert*. Erst dann wird die Strahlung von vielen solcher Linien, die in alle Richtungen vom Stern aus zeigen, aufaddiert zu dem Spektrum, das wir von der Erde aus beobachten.

Ein Modell kann im besten Fall in wenigen Stunden konvergieren, es kann aber auch einige Tage lang die Computer belegen. Man berechnet WC- und WN-Modelle und bei letzteren nochmal solche mit und ohne Wasserstoff. Für die Nachbargalaxien, in denen es andere Stickstoffvorkommen gibt, braucht man wieder eigene Modelle. Um die Analyse von großen Datenmengen zu erleichtern, erstellen wir gleich innerhalb von einem sinnvollen Bereich der Temperatur und der Winddichte eine ganze Reihe an Modellen, die dann zur Verfügung stehen.

Dann betrachtet man die beobachteten Spektren von Wolf-Rayet-Sternen und sucht so lange unter den verfügbaren Modellen, bis man eines findet, dass die Beobachtung optimal wiedergibt. Gegebenenfalls muss man noch einige Parameter ändern und ein Spezialmodell berechnen. Aus dem Modell kann man im Umkehrschluss die Parameter (Temperatur, Größe des Sterns, Massenverlust, Geschwindigkeit des Windes...) für den Stern ermitteln.

In Abbildung 1.14 sieht man dreimal dasselbe Sternspektrum von BAT99 15 in Blau, und dazu verschiedene Modelle in Rot. Oben stehen in Schwarz die Elemente, die die jeweiligen Linien

ihrer Masse. Sie sind noch relativ stabil. *LBVs*, Luminous Blue Variables, die Leuchtkräftigen Blauen Veränderlichen, pulsieren stark und stoßen dabei ihre Hüllen ab. *RSGs*, Red Supergiants, die Roten Überriesen, sind etwas masseärmer und auch kühler als die *LBVs*, sie sind extrem ausgedehnt und verlieren ebenfalls ihre Hüllen. Man nimmt also an, dass Wolf-Rayet-Sterne, je nach Masse, zunächst O- oder B-Sterne waren, in der *LBV*- beziehungsweise in der *RSG*-Phase ihre Hüllen verloren haben und sich jetzt in ihrem letzten Entwicklungsstadium befinden. Zu der These, dass Wolf-Rayet-Sterne ihre Hüllen bereits abgestoßen haben, passt, dass man um die Sterne herum oft riesige Gasblasen findet, so wie bei *SMC AB 7* in Abbildung 1.1.

Wenn die Wolf-Rayet-Sterne außen schon aus Helium bestehen, dann ist das im Kern erst recht der Fall. Dort befinden sie sich im *Heliumbrennen*, und die *WC*-Sterne zeigen schon erste Produkte davon. Das Heliumbrennen ergibt nicht mehr so viel Energie wie das Wasserstoffbrennen, und alle weiteren Brennphasen bis hin zum Eisen noch weniger. Die Wolf-Rayet-Sterne werden sich also nicht mehr lange mit Energie versorgen können und dann – innerhalb von einigen hunderttausend Jahren – als Supernova explodieren. Bei der Explosion schleudern sie nochmal einiges der kernprozessierten Materie ins All. Der Kern des Sterns wird zum kompakten Neutronenstern oder zum schwarzen Loch.

Dieses Schicksal einer Supernova haben nur die massereichen Sterne, also Sterne, die bei ihrer Entstehung schon mehr als achtmal massereicher sind als die Sonne. Schon für das Wasserstoffbrennen muss es sehr heiß sein im Sterninneren; damit das Heliumbrennen *zündet*, muss es heißer sein und wiederum noch heißer für jede weitere Brennphase. Um diese Temperaturen zu erzeugen, muss sich der Stern zusammenziehen und durch das Gewicht der äußeren Schichten genug Druck dafür entstehen lassen. Die Temperatur im Kern hängt also mit der Masse des Sterns zusammen.

Um leuchtstark genug zu werden für einen Wolf-Rayet-Sternwind, brauchen die Sterne *Anfangsmassen* von mindestens 25 *Sonnenmassen*. Manche bestehen zu Beginn sogar aus über 100 *Sonnenmassen*. Die massereichsten bekannten Sterne von 100 bis 150 *Sonnenmassen* sind schon am Anfang in der Wasserstoffbrennphase leuchtstark genug für einen Wolf-Rayet-Sternwind.

1.16 Sternentstehung

Von diesen massereichen Sternen gibt es nur sehr wenige. Sterne entstehen, wenn sich innerhalb einer riesigen Molekülwolke ein Gebiet herausbildet, das dichter ist als die Umgebung. Dann hat es mehr Massenanziehungskraft, *Gravitation*, als die Umgebung und zieht weiteres Gas an, während es sich selbst zusammenzieht. Als Stern definiert man einen Gasball, in dessen Inneren es heiß genug wird, um das Wasserstoffbrennen zu zünden. Ist er nicht massereich und heiß genug, entstehen zum Beispiel Braune Zwerge.

Je größer die Sterne sind, desto weniger gibt es von ihnen. Dass sich hundert *Sonnenmassen* zusammenfinden, ist unwahrscheinlicher als für den Fall von 10 *Sonnenmassen*, was wiederum unwahrscheinlicher ist als bei einer *Sonnenmasse* oder einer halben. 90% der Sterne sind kleiner als die Sonne und für jeden Stern mit 30 *Sonnenmassen* bilden sich statistisch gesehen gleichzeitig etwa 3000 sonnenartige Sterne.

Dazu kommt, dass die Wolf-Rayet-Phase nur eine sehr kurze Phase im Leben des Sterns ist, das heißt, dass sich unter den massereichen Sternen nur wenige gerade in dieser Phase befinden. Wolf-Rayet-Sterne sind selten, weil sie kurzlebig sind und somit schwierig zu beobachten.

1.17 Hinweise für Astro-Interessierte

Filme:

Online-Archiv der Sendung *alpha centauri* des Bayrischen Rundfunks mit vielen kurzen Filmen zu verschiedenen Themen der Astronomie. Es gibt auch einen Film zu Wolf-Rayet-Sternen.
www.br-online.de/wissen-bildung/spacenight/sterngucker/index.html

Bilder:

Jeden Tag ein neues Bild (von Sternen, Nebeln, Galaxien, Teleskopen...), hochaufgelöst, ein Service der NASA, mit einem riesigen Archiv zum Durchsuchen:

antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/

Buch zum Thema Sterne:

Aus der Beck'schen Reihe Wissen: Leben und Sterben der Sterne von Norbert Langer (1995), schön geschrieben, leider nur noch gebraucht erhältlich.

Forschungsartikel:

Paul Crowther, Physical Properties of Wolf-Rayet Stars. Ein sehr ausführlicher Text zum aktuellen Stand der Forschung über Wolf-Rayet-Sterne, frei im Internet erhältlich, auf Englisch.

<http://arxiv.org/abs/astro-ph/0610356>

2 Sternentwicklung

2.1 Sternaufbau und Sternparameter

Das Schicksal eines Sterns wird durch wenige Parameter determiniert: Der zentrale Parameter ist die Anfangsmasse M_{init} , hinzu kommen noch die chemische Zusammensetzung und das Drehimpuls. Nur bei Doppelsternen spielen noch weitere Parameter eine Rolle: das Verhältnis der Sternmassen zueinander und die Geometrie des Doppelsternsystems.

Die Entwicklung eines Sterns wird dominiert durch die Kernfusion. Temperatur, Dichte und chemische Zusammensetzung im Zentrum und später auch in bestimmten Schalen eines Sterns determinieren, welche Kernprozesse unter Berücksichtigung des Tunneleffekts möglich sind. Die Kernfusion verändert dann die chemische Zusammensetzung, chemische Reservoirs werden aufgebraucht, Brennphasen müssen enden und neue Phasen beginnen – der Stern entwickelt sich.

Da die Zeitskala, auf der dynamische Prozesse stattfinden (Freifallzeit) und die thermische Zeitskala, wesentlich kleiner ist als die Zeitskala für nukleare Prozesse, kann ein thermisches und hydrostatisches Gleichgewicht angenommen und der Sternaufbau zu jedem Zeitpunkt seiner Entwicklung durch Thermodynamik beschrieben werden. Im Inneren des Sterns, wo es am heißesten ist, wird durch Kernfusion Energie erzeugt. Diese Energie muss nach außen transportiert werden, wo sie in Form von elektromagnetischen Wellen abgestrahlt wird. Die Transportprozesse sind Strahlung, Konvektion und Wärmeleitung.

Massereiche Sterne sind jedoch komplizierter, da bei ihnen neben der Kernfusion ein weiterer Prozess eine wichtige Rolle für ihre Entwicklung spielt: der Massenverlust durch strahlungsgetriebene Sternwinde. Die Stärke des Massenverlustes ist schwer zu bestimmen. Empirisch hängen die ermittelten Werte von vielen Annahmen ab, zentral zu nennen ist dabei das Clumping, also die Verklumpung, im weitesten Sinne die Struktur des Windes selbst. Theoretische Vorhersagen über den Massenverlust sind noch komplizierter; erst vor kurzem konnte überhaupt bestätigt werden, dass der Hauptantrieb für Sternwinde von Wolf-Rayet Sternen der Strahlungsdruck ist (siehe Gräfener & Hamann 2005). Der theoretische Massenverlust hängt auch stark mit der Rotation zusammen, und diese beeinflusst wiederum Mischprozesse innerhalb des Sterns und damit auch die chemische Zusammensetzung in verschiedenen Bereichen.

Bei den meisten Sternen genügt es, unter Vernachlässigung der Rotation nur die chemischen Häufigkeiten zu bestimmen und die Sterne dann nach ihrer Temperatur und Leuchtkraft zu klassifizieren. Bei Wolf-Rayet-Sternen kommt noch eine weitere Dimension hinzu: ihre Winddichte. In dieser Arbeit werde ich die chemischen Häufigkeiten der WN-Sterne in der LMC diskutieren, die Struktur des Windes grob abschätzen und schließlich die Massenverlustraten und die Temperatur der einzelnen Sterne bestimmen. Die Frage nach der Rotation werde ich vor allem bezogen auf besonders schnell rotierende Sterne diskutieren. Ich werde nach meinen Möglichkeiten Doppelsterne ermitteln und sie separat behandeln.

Das Hauptziel dieser Arbeit ist es, zum Verständnis der Entwicklung massereicher Sterne beizutragen. Der Stand der Forschung zur Sternentwicklung wird im nächsten Abschnitt kurz dargestellt.

2.2 Sternentstehung und die IMF

Als massereiche Sterne bezeichnet man solche, die mit einer Anfangsmasse von mindestens $M_{\text{init}} \geq 8 M_{\odot}$ entstehen und später als Supernova ihr Dasein als Stern beenden. Die IMF (englisch Initial Mass Function, Anfängliche Massenfunktion), beschreibt, wieviele Sterne mit welcher Anfangsmasse entstehen. Es wurde empirisch ermittelt, dass

$$\frac{dN(M, M + \Delta M)}{dM} \propto M^{-\alpha}. \quad (2.1)$$

Die Anzahl der Sterne dN , die eine Masse zwischen M und $M + \Delta M$ haben, ist proportional zu $M^{-\alpha}$. Salpeter ermittelte einen Exponenten von $\alpha = 2.35$. Dieser Exponent gilt für Sterne mit einer Anfangsmasse von $M_{\text{init}} \gtrsim 0.5 M_{\odot}$ als universell (siehe zum Beispiel Selman & Melnick 2005, es gibt jedoch auch andere Meinungen, siehe Massey 2002).

Sterne bilden sich beim gravitativen Kollaps einer Molekülwolke. Der Protostern erreicht zum ersten Mal ein hydrostatisches Gleichgewicht und kontrahiert nun weiter zu einem Stern. Bei genügend großer Temperatur und Dichte zündet im Kern des Sterns die Wasserstofffusion, das so genannte Wasserstoffbrennen.

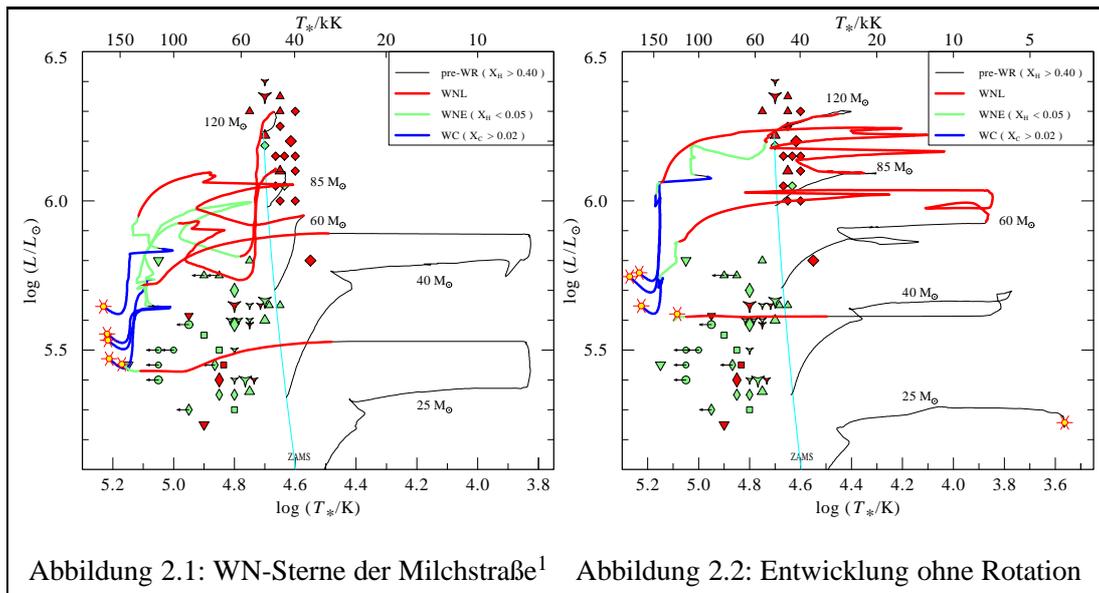
Die IMF besagt, dass das Zustandekommen eines Sterns mit einer großen Masse unwahrscheinlicher ist als das eines kleinen Sterns. Statistisch bedeutet das, je mehr Masse eine Sternklasse hat, desto weniger Exemplare gibt es darin. 90% der Sterne sind kleiner als die Sonne. Von Sternen mit Anfangsmassen von der doppelten Sonnenmasse $2 M_{\odot}$ gibt es demnach nur $\approx \frac{1}{4}$ der Anzahl der Sterne mit $1 M_{\odot}$.

Die notwendige Mindestanfangsmasse, um bei LMC-Metallizität einen WR-Stern bei normaler Sternentwicklung (keine sehr schnelle Rotation, kein Doppelstern) zu bilden, liegt bei $45 M_{\odot}$ (siehe dazu auch Abschnitt 8 und Foellmi et al. 2003). Die Anzahl der Sterne mit $(45 \pm 0.5) M_{\odot}$ beträgt dann nur noch $\frac{1}{45^{2.35}} \approx 0.0001$ der Anzahl der Sterne mit Sonnenmasse.

2.3 Sternentwicklung und Hertzsprung-Russell-Diagramme

Üblicherweise verfolgt man die Entwicklung der Sterne in einem so genannten Hertzsprung-Russell-Diagramm: Junge Sterne, also solche, bei denen das Wasserstoffbrennen dominiert, erfüllen eine Beziehung zwischen ihrer Leuchtkraft L und ihrer Effektivtemperatur T_{eff} von der Art $\phi(L, T_{\text{eff}}) = 0$. Trägt man die absolute Helligkeit von jungen Sternen über ihrer Temperatur auf, befinden sich alle diese Sterne auf einer Linie, der Nullalter-Hauptreihe (Zero Age Main Sequence, ZAMS). Das entstehende Diagramm nennt man Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD, siehe Abbildung 2.1 und 2.2). Die Temperatur wird in einem HRD von heiß (links) nach kühl (rechts) aufgetragen. Da die Temperatur über die Planck-Funktion mit der spektralen Energieverteilung der Schwarzkörperstrahlung der Sterne zusammenhängt, kann man statt der Temperatur auch einen Farbindex auf der X -Achse auftragen. Die Leuchtkraft von ZAMS-Sternen ist ihrerseits mit der Masse verknüpft über die Leuchtkraft-Masse-Beziehung $L \propto M^{3.5}$. Die Leuchtkraft-Skala entspricht also auch näherungsweise einer Masse-Skala.

Die massereichsten Sterne, also die heißesten und leuchtkräftigsten, befinden sich am oberen linken Ende der ZAMS (dieser Teil der ZAMS ist in Türkis in Abbildung 2.1 eingezeichnet). In der ZAMS-Phase findet im Kern der Sterne das zentrale Wasserstoffbrennen statt, bei massereichen Sternen wird dies dominiert vom CNO-Zyklus. Sie werden eingeteilt in die Spektraltypen O oder B und haben Temperaturen zwischen ≈ 25000 K und ≈ 50000 K und Massenverlustraten von $\log \dot{M}/M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \approx -4$ bis -5 (zur Sternentwicklung siehe Mokiem 2006).



Wenn sie nicht sehr schnell rotieren, dehnen sie sich langsam aus und werden dabei kühler und leuchtkräftiger – sie wandern also im HRD nach oben rechts. Nach dem zentralen Wasserstoffbrennen haben sich alle Sterne außer den massereichsten $M_{\text{init}} \geq 60 M_{\odot}$ in B-Überriesen transformiert. Die weitere Entwicklung hängt von der Anfangsmasse ab. Sterne unter $M_{\text{init}} \lesssim 25 M_{\odot}$ werden zu roten Überriesen und entwickeln sich zu immer kühleren Temperaturen, bis sie als Supernova explodieren (siehe Entwicklungsweg in Abbildung 2.2, eingezeichnet in schwarz).

Massereichere Sterne mit Anfangsmassen von bis zu $M_{\text{init}} \lesssim 40 M_{\odot}$ werden ebenfalls zu roten Überriesen. In dieser Phase wird ihr Massenverlust so stark, dass sie ihre äußere Hülle verlieren. Jetzt werden die inneren, heißeren Schalen sichtbar. Wenn das zentrale Heliumbrennen zündet, entwickeln sich die Sterne wieder nach links im HRD und werden zu Wolf-Rayet-Sternen (roter Teil des Entwicklungsweges für einen Stern mit $M_{\text{init}} = 40 M_{\odot}$). Die Sternoberfläche zeigt jetzt die Produkte des CNO-Zyklus²: Der Wasserstoff (H) wurde zum großen Teil zu Helium (He) fusioniert, nur ein Massenbruchteil vom $X_{\text{H}} < 40\%$ ist verblieben. Sauerstoff und Kohlenstoff sind in Stickstoff umgewandelt worden (siehe dazu auch Abschnitt 3). Die Sterne sind vom Typ WNL. N steht für nitrogen (englisch für Stickstoff), L steht für late. Ein später Typ entspricht grob einer kühleren Temperatur und wird bei WN-Sternen in der Regel mit einem Restwasserstoffanteil assoziiert.

Sterne mit Anfangsmassen von $M_{\text{init}} \geq 40 M_{\odot}$ entwickeln sich nur wenig zu kühleren Regionen des HRD. Ihre äußeren Hüllen werden instabil, sie befinden sich in der LBV-Phase (Luminous Blue Variable, Leuchtkräftiger Blauer Veränderlicher) mit Massenverlustraten von $(10^{-7} - 10^{-4}) M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ und in Ausbrüchen bis zu $(10^{-3} - 10^{-2}) M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (siehe de Loore & van Rensbergen 2005). Wenn sie die Hülle verloren haben, werden sie zu Wolf-Rayet-Sternen. Die Sterne durchlaufen zunächst das WNL-Stadium (rot in Abbildung 2.2), dann das wasserstofffreie ($X_{\text{H}} < 5\%$) WNE-Stadium (E steht für early, frühe Typen bedeuten hohe Temperaturen, eingezeichnet in Grün) und gehen schließlich, wenn durch das Heliumbrennen (Drei-Alpha-Prozess) Kohlenstoff (C für englisch carbon) angereichert wird ($X_{\text{C}} > 2\%$), in die WC-Phase über (in Blau) (siehe Hamann et al. 2006).

¹Beide Abbildungen aus Hamann et al. (2006), Entwicklungswege aus Meynet & Maeder (2003).

Die massereichsten Sterne können schon auf der ZAMS eine so starke Leuchtkraft entwickeln, dass sie sich unmittelbar als wasserstoffreiche Wolf-Rayet-Sterne zeigen. Die Wolf-Rayet-Sternphase dauert in keinem Fall länger als wenige hunderttausend Jahre, bevor die Sterne als Supernova explodieren. Das entspricht etwa 10% der Lebenszeit der Sterne.

Die in Abbildung 2.2 dargestellten Entwicklungswege wurden berechnet von Meynet & Maeder (2003) für solare Metallizität. Neben der Anfangsmasse und der Metallizität ist die Rotation einer der Parameter, die die Entwicklung eines Sterns determinieren. Im Inneren des Sterns verändert sie das hydrostatische Gleichgewicht und die chemische Durchmischung, an der Oberfläche beeinflusst sie vor allem den Massenverlust (siehe Maeder 1999). Massenverlust und Rotation sind gekoppelt; während die Rotation den Massenverlust verstärkt, wird die Rotation durch Massenverlust und den Verlust von Drehmoment gebremst (es gibt jedoch auch Ausnahmen, siehe Abschnitt 10).

In Abbildung 2.1 sind die Entwicklungswege massereicher Sterne mit einer Anfangsrotationsgeschwindigkeit von 300 km s^{-1} bei solarer Metallizität dargestellt (nach Meynet & Maeder 2003). Durch die Rotationsmischung steigt der Anteil schwerer Elemente in der äußeren Schale der Sterne und der Strahlungsdruck steigt. So erleiden sie schon früher einen großen Massenverlust und können sich schneller beziehungsweise mit niedrigeren Anfangsmassen zu Wolf-Rayet-Sternen entwickeln. Diese Entwicklungsrechnungen können die bei WN-Sternen in der Milchstraße beobachteten Parameter (nach Hamann et al. 2006) besser wiedergeben. Für die leuchtkräftigen, wasserstoffhaltigen WNLs am oberen Ende müssen zwar sehr große Anfangsmassen von mindestens $120 M_{\odot}$ angenommen werden, doch damit entspricht ihre Position den Sternentwicklungsrechnungen. Die leuchtschwachen WNEs können aber nicht durch die Entwicklungsrechnungen vorhergesagt werden. Hier reicht die angenommene Rotation vielleicht noch nicht aus.

Für Sterne, die bei ihrer Entstehung sehr schnell rotieren, ändert sich der Entwicklungsweg drastisch. Diese Sterne bleiben während des Wasserstoffbrennens chemisch homogen und entwickeln sich von der ZAMS direkt zu heißen Regionen des HRD. Die Bedingungen für diesen Weg liegen bei Sternen mit Anfangsmassen von $M_{\text{init}} \gtrsim 16 M_{\odot}$ und einer Anfangsrotation von 60% der break-up velocity (kritische Geschwindigkeit, siehe Abschnitt 10) beziehungsweise einer Anfangsmasse von $M_{\text{init}} \gtrsim 40 M_{\odot}$ und einer Rotationsgeschwindigkeit von $\approx 60\%$ der kritischen Geschwindigkeit (Berechnungen von Yoon & Langer 2005, bei SMC-Metallizität).

Studien der letzten Jahre wiesen auf eine Zunahme der Rotationsgeschwindigkeit mit Abnahme der Metallizität (siehe zum Beispiel Foellmi et al. 2003).

3 Chemische Häufigkeiten in der LMC

3.1 Die LMC

Die Große Magellansche Wolke (Large Magellanic Cloud, LMC) ist neben der Sagittarius-Zwerggalaxie, die sich bereits in einem Fusionsprozess mit der Milchstraße (Milky Way, MW) befindet, die uns am nächsten gelegene Galaxie; ihre Entfernung beträgt weniger als 50 Kpc. Neben dieser sehr genau bestimmten Entfernung der LMC ist ein weiterer großer Vorteil bei Untersuchungen von Sternen gegenüber MW-Objekten die geringe Rötung in der Sichtlinie (siehe Dopita et al. 1994). Von der Südhemisphäre blickt man fast senkrecht auf die Scheibe der LMC; sie ist um etwa 30° zu uns geneigt. So können wir einzelne Sterne in ihren Umgebungen studieren (siehe Pompéia et al. 2008).

Die Verschiedenheit der Struktur der LMC (nicht spiralförmig), die Gezeitenkräfte der nah gelegenen und etwa zehnmal massereicheren Milchstraße und Komplikationen durch Materieverluste im Magellanschen Strom zwischen den beiden Galaxien weisen auf einen sehr verschiedenen Sternentstehungsprozess (Star Forming History, SFH) als in der Milchstraße hin.

So werden wesentlich geringere Elementhäufigkeiten in Sternen und H II-Regionen der LMC beobachtet, das Verhältnis beträgt ungefähr $Z_{\text{Gal}}/Z_{\text{LMC}} = 1/3$, das Verhältnis der Milchstraße zur nah gelegenen Kleinen Magellanschen Wolke (Small Magellanic Cloud, SMC) ist sogar noch extremer und beträgt ungefähr $1/6$ (Dufour et al. 1982). Auch die Häufigkeitsverteilungen zwischen den verschiedenen Elementen sind anders als in der Milchstraße.

Für eine Untersuchung der WN-Sterne in der LMC mit den Potsdam Wolf-Rayet models (PoWR, siehe Abschnitt 4) muss man die Elementhäufigkeiten in das Modell eingeben. In den Modellen werden Stickstoff (N) und Kohlenstoff (C) berücksichtigt, deren Häufigkeiten im Abschnitt über CNO-Werte diskutiert werden. Seit der Studie von Hamann & Koesterke (2000) über WN-Sterne in der LMC sind außerdem schwerere Elemente in das Modell eingebaut worden, vor allem Eisen (Fe). Diese Häufigkeiten werden ebenfalls im entsprechenden Abschnitt abgeschätzt. In den sogenannten WNL-Modellen wird zudem noch etwas Wasserstoff (H) angenommen, der Rest wird in den Modellen als Helium (He) gesetzt.

Ich bestätige durch Vergleich der LMC-Sterne mit Modellen von galaktischen Häufigkeiten, dass diese, vor allem im Fall von Eisen, zu hoch sind. Einige Sterne aus dem Sample von Hamann & Koesterke (2000) habe ich mit Testmodellen mit $Z_{\text{Gal}}/Z_{\text{LMC}} = 1/3$ und $Z_{\text{Gal}}/Z_{\text{LMC}} = 2/3$ und teilweise mit zusätzlich reduziertem Eisengehalt verglichen. Diese groben Studien weisen auf Häufigkeiten von $2/3Z_{\text{Gal}}$ für CNO und $1/4Z_{\text{Gal}}$ für Fe. Für eine genaue Bestimmung der Häufigkeiten eignet sich diese Methode jedoch nicht, da vor allem die Fe-Linien im Modell nicht genau genug implementiert sind. Ich werde sinnvolle Elementhäufigkeiten also in einer Literaturrecherche ermitteln.

3.2 Bestimmung der CNO-Häufigkeiten

Nach Helium erzeugt Stickstoff die wichtigsten Linien, an denen die beobachteten Spektren mit Modellen verglichen werden. Sauerstoff (O) wird in den Modellen ignoriert, da er in den Beobachtungsspektren keine Linien bildet, zu dem Aufbau des Sternwindes kaum beiträgt und so die Rechnungen unnötig erschwert. C erzeugt zwei gesättigte Resonanzlinien, die Linienstärke hängt also wenig von der C-Häufigkeit ab. Bei der Spektralanalyse ist also vor allem der Stickstoff relevant.

Es gibt kaum Literatur über Elementhäufigkeiten in WN-Sternen in der LMC. Hamann & Koesterke (2000) können bei der Gegenüberstellung zweier Spektren von WN-Sternen des gleichen Typs einmal aus der Milchstraße und einmal aus der LMC keine anderen Unterschiede als ein stärkeres Rauschen beim LMC-Spektrum feststellen. Gleich starke Linien legen gleiche Elementhäufigkeiten nahe, gleiche Linienbreiten bedeuten nach Modellvorstellungen, dass auch der Wind gleich schnell ist und nicht etwa langsamer wie im Fall von geringerer Metallizität anzunehmen wäre. Hamann & Koesterke (2000) setzen in ihren Modellen einen Stickstoffwert X_N von 0.0008, was etwas mehr als die Hälfte der Häufigkeit in den galaktischen Modellen ist ($X_{N, Gal} = 0.0014$). Crowther & Smith (1997) finden durch Bestimmung des N III/He II-Verhältnisses (korrigiert durch die spektrale Ionisation) eine Stickstoffhäufigkeit von durchschnittlich 0.0006.

Eine Möglichkeit zur Bestimmung der Häufigkeiten besteht darin, auf Beobachtungen von anderen Sterntypen zurückzugreifen. Überlegungen zu Entwicklungsprozessen in WR-Sternen ergeben, wie aus den Elementhäufigkeiten von Sternen in früheren Stadien die Häufigkeiten für die Oberflächen der WR-Sterne ermittelt werden können. Entscheidend sind zwei Prozesse: Zum einen ist in WN-Sternen (fast) der gesamte Wasserstoff zu Helium umgewandelt, Helium ist jetzt das dominierende Element; zum anderen bringt der Bethe-Weizsäcker-Zyklus die CNO-Elemente an der Oberfläche des Sterns in einen Gleichgewichtszustand, in dem fast der gesamte Kohlenstoff und der Sauerstoff in Stickstoff umgewandelt sind; weitere Prozessierung von N hat wesentlich langsamere Reaktionszeiten, sie ist der "Flaschenhals" des CNO-Kreislaufs und bestimmt das Gleichgewicht. Es wird in diesem Stadium kein weiterer Kohlenstoff oder Sauerstoff durch α -Prozesse erzeugt, die Verhältnisse N/C und N/O können für WN-Stern-Oberflächen als gegeben angenommen werden. Nur Mischprozesse („overshooting“), die etwas neu prozessierten Kohlenstoff an die Sternoberfläche bringen, müssen noch berücksichtigt werden.

Um die Elementhäufigkeiten in WN-Sternen zu bestimmen, muss man also die eben genannten Prozesse kennen, und zudem die Anfangswerte zur Zeit der Sternentstehung. In der Regel wird angenommen, dass diese Häufigkeiten der CNO-Elemente im Wesentlichen denen in B-Sternen entsprechen und ebenso den Werten für die umgebenden H II-Regionen.

Ich ermittle also aus der Literatur die Elementhäufigkeiten für B-Sterne (Hunter et al. 2007) und für H II-Regionen (Kurt & Dufour 1998). B-Sterne sind besonders geeignet für die Bestimmung der Häufigkeiten, da in ihnen anders als in Überriesen noch keine wesentlichen Mischprozesse prozessiertes Material an die Oberfläche gebracht haben (zum Beispiel durch "dredge ups", Venn 1999) und da die Analysen von H II-Regionen durch die Bildung von Staub beeinflusst werden, bei der einige Elemente bevorzugt aus der Gas-Phase ausfallen (siehe Rolleston et al. 2002).

Ich verwende im Folgenden die aktuellen Werte von Hunter et al. (2007), die Werte von Dufour (1984) führe ich hier nur zu Vergleichszwecken an, sie sind neben den Ergebnissen von Russell & Dopita (1992) die Standardwerte für H II-Regionen. Zitiert werden in der Regel die Werte von 1984, ich benutze hier die von Dufour selbst überarbeiteten Werte (Kurt & Dufour 1998); die Werte unterscheiden sich jedoch kaum. Ich addiere die ermittelten Werte für C, N und O zu einer

gesamten CNO-Häufigkeit und teile diese in den Gleichgewichtsverhältnissen wieder auf.

Diese Verhältnisse ermittelte ich aus Sternentwicklungstabellen bei $Z = 0.008$ von Schaerer et al. (1993). Ich finde für die Oberflächhäufigkeiten unter Berücksichtigung von overshooting (jedoch ohne Berücksichtigung von Rotation!) für einen Stern mit einer Anfangsmasse von $85M_{\odot}$ in der WN-Phase bei etwa $\log T/K \approx 4.5$, bevor der Kohlenstoffanteil erneut ansteigt und der Stern zu einem WC-Stern wird (Tabelle 2, Zeile 35):

$$N/(C^{12} + C^{13}) = 64 \quad (3.1)$$

und für

$$N/O = 54 \quad (3.2)$$

und bei einem Stern mit einer Anfangsmasse von $120M_{\odot}$ (Tabelle 1, ebenfalls Zeile 35)

$$N/(C^{12} + C^{13}) = 58 \quad (3.3)$$

und

$$N/O = 57. \quad (3.4)$$

Insgesamt ergibt sich ein grob gerundetes Verhältnis von

$$N/C = N/O = 60. \quad (3.5)$$

In Tabelle 3.1 sind Literaturwerte für die relativen Häufigkeiten in Einheiten von

$$n = 12 + \log(X/H) \quad (3.6)$$

eingetragen, wobei X die Teilchenhäufigkeit ist.

Tabelle 3.1: Relative Teilchenzahlen von CNO

Element	Sonne ^a	M8 ^b	Orion ^c	NGC6611 ^d	N11 ^e	H II ^f
C	8.39	8.70	8.42	8.13	7.73	7.81
N	7.78	7.96	7.73	7.59	7.54	6.92
O	8.66	8.73	8.67	8.55	8.33	8.37

Aus: ^aAsplund et al. (2005), ^bH II-Region (MW) García-Rojas et al. (2007), ^cOrion Nebel, H II-Region (MW) Esteban et al. (2004), ^dB-Sterne (MW) Hunter et al. (2007), ^eB-Sterne (LMC) Hunter et al. (2007), ^fH II (LMC) Kurt & Dufour (1998).

In Tabelle 3.2 werden die aus den Literaturwerten berechneten Massenbruchteile aufgelistet. Die Berechnung erfolgte nach

$$X_{\text{Masse}} = A \cdot X_{\text{H}} \cdot 10^{n-12} \quad (3.7)$$

mit A: Massenzahl, das heißt

$A_{\text{C}} = 12$, $A_{\text{N}} = 14$, $A_{\text{O}} = 16$;

X_{H} Massenbruchteil von Wasserstoff mit

$X_{\text{H,Asplund}} = 0.7392$ (entsprechend Angabe),
 $X_{\text{H,M8}} = X_{\text{H,Orion}} = 0.74$ (von mir gesetzt),
 $X_{\text{H,NGC6611}} = 0.71$ und $X_{\text{H,N11}} = 0.72$ (mit der Teilchenzahlhäufigkeit von Helium jeweils von mir auf 11.0 dex gesetzt), wobei ich $Z_{\text{Fe,Gal}} \approx 0.01$ und $Z_{\text{Fe,LMC}} \approx 0.00$ annehme,
 $X_{\text{H,H II}} = 0.75$ mit $X_{\text{He}} = 10.91$ dex;
 n : Relative Häufigkeiten entsprechend Tabelle 3.1.

Tabelle 3.2: Massenbruchteile von CNO

El.	MW-Git.	Sonne	M8	Orion	NGC6611	N11	H II	LMC-Git.
C	0.0001	0.0022	0.0044	0.0023	0.0011	0.00047	0.00058	0.000055
N	0.015	0.00064	0.00094	0.00056	0.00039	0.00035	0.000087	0.0033
O	–	0.0054	0.0064	0.0055	0,0040	0.0025	0.00281	—
Σ	0.015	0.0082	0.012	0,0084	0.0055	0.0033	0.0035	

Ich erhalte als Ergebnis, dass die Summe CNO für LMC-B-Sterne fast identisch ist mit der für die H II-Regionen. Sie beträgt etwa 1/5 der in MW- Modellen angenommenen Werte bzw. das 0.4-fache der solaren Häufigkeiten. Stickstoff müsste demnach auf $X_{\text{N}} = 0.0033$ gesetzt werden, Kohlenstoff auf 1/60 davon, d.h. $X_{\text{C}} = 0.000055$. Die entsprechenden Werte für LMC-WN-Modelle werden in der letzten Spalte der Tabelle 3.2 aufgeführt.

Der ermittelte Wert für Kohlenstoff entspricht mit der Hälfte bis 2/3 des im MW-Modell verwendeten Wertes meinen Vorstudien. Der wesentlich verringerte Wert für Stickstoff passt nicht zu den oben beschriebenen eigenen Abschätzungen. Meine eigenen Studien wiesen sogar eher auf $X_{\text{N}} = 0.01$ als auf $X_{\text{N}} = 0.005$ in Massenbruchteilen, und ganz sicher nicht auf das ermittelte $X_{\text{N}} = 0.0033$. Hamann & Koesterke (2000) hatten übereinstimmend mit meinen Studien $X_{\text{N}} = 0.008$ verwendet, Crowther & Smith (1997) hatten $X_{\text{N}} = 0.006$ gefunden. Ich halte mich jedoch an die in der Literaturrecherche ermittelten Werte und runde sie nur leicht auf, indem ich sie auf die halbe solare Häufigkeit setze: $X_{\text{N}} = 0.004$.

3.3 Galaktische Häufigkeiten

Als Nebenprodukt meiner Literaturrecherche stelle ich fest, dass ich die Werte für die galaktischen Modelle nach der oben beschriebenen Methode anders festgelegt hätte. Wegen dieses interessanten Punktes finden sich in Tabellen 3.1 und 3.2 auch mehr galaktische Häufigkeiten als aus der LMC. Der Unterschied wirkt sich vor allem auf die Stickstoffhäufigkeit aus.

Esteban et al. (2004) schreiben von ihren Werten für M8, dass sie ähnlich denen in anderen galaktischen H II-Regionen seien. Die Häufigkeiten variieren innerhalb der Milchstraße jedoch sehr, es gibt einen Gradienten vom inneren zum äußeren Teil der Galaxie: Die Angaben für die Differenz in den Sauerstoffwerten nahe des galaktischen Zentrum und in den äußeren Spiralarmen schwanken zwischen -0.04 bis -0.08dex bei H II-Regionen (Esteban et al. 2005, und Verweise darin) und von -0.03 bis -0.07dex bei Sternen (Gummersbach et al. 1998, Rolleston et al. 2000, Daflon & Cunha 2004, alle zitiert nach Simón-Díaz 2006).

Nach meiner Methode müssten die Stickstoffhäufigkeiten in den galaktischen Modellen $X_{\text{N}} = 0.0082$ statt $X_{\text{N}} = 0.014$ betragen, wenn man Asplund et al. (2005) folgt, also wesentlich weniger als der bisher angenommen Wert. Für C würde der Wert ähnlich bleiben: $X_{\text{C}} = 0.00014$ statt

dem $X_C = 0.0001$ im Modell. Folgt man den Werten für galaktische B-Sterne in NGC 6611 von Hunter et al. (2007), ist der Unterschied noch größer, nach den Werten für die H II-Region M8 sehr viel kleiner¹.

3.4 Bestimmung der Fe-Häufigkeiten

Die schwereren Elemente werden in den PoWR-Modellen zu einer Gruppe zusammengefasst, im Folgenden als “Eisengruppe” (Fe) bezeichnet. Dabei werden Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co und Ni berücksichtigt, wobei Fe in der Regel das weitaus häufigste Element ist (Gräfener 1999) und damit die Eisenhäufigkeit im Wesentlichen der Häufigkeit der Eisengruppe entspricht.

Crowther & Smith (1997) berichten, dass das in der LMC beobachtete Fe IV-V-Linien-Spektrum signifikant niedriger ist als in der Milchstraße. Wie oben geschildert konnte auch ich feststellen, dass die aus den Modellen mit galaktischen Häufigkeiten berechneten Eisenlinien im so genannten “Eisenwald” bei 1400 Å und bei etwas kühleren Sternen bei 1800 Å, (siehe dazu auch Gräfener et al. 2002) viel zu stark sind im Vergleich zu den LMC-Beobachtungsdaten. Grobes Abschätzen bei den Vergleichen ergab, dass das Eisen auf unter 1/3 reduziert werden sollte. Das Festlegen der Eisenhäufigkeiten und das davon abhängige “line-blanketing” spielt jedoch weniger beim Anpassen der Modelle als beim Errechnen der Temperaturschichtung, der Ionisation und des Strahlungstransports im Sternwind eine große Rolle. Das heißt, eine Änderung der Eisenhäufigkeiten ändert das gesamte Modell signifikant (siehe dazu auch Abschnitt 4).

Bei der Ermittlung der Eisen-Häufigkeiten kann davon ausgegangen werden, dass sich der Anteil der schwereren Elemente sich gegenüber früheren Sternentwicklungsphasen oder dem Interstellaren Medium nicht geändert hat, da sie erst später an Brennprozessen beteiligt sind. Die Werte von anderen Sternen können also auch für WN-Sterne übernommen werden.

Es herrscht breiter Konsens, dass die Eisenhäufigkeit der LMC der galaktischen sehr viel ähnlicher ist als die Häufigkeit der α -Elemente (siehe zum Beispiel Mokiem 2006, Korn et al. 2005, Rolleston et al. 2002, Pompéia et al. 2008, Vermeij & van der Hulst 2002). Wie oben beschrieben, erschien bei meinen eigenen Studien Eisen jedoch eher unterhäufiger als CNO.

Der standardmäßig angenommene Wert für die Eisenhäufigkeit in der LMC beträgt $X_{Fe} = 0.0006$ (siehe zum Beispiel Crowther 2006, für WC-Sterne) In galaktischen PoWR-Modellen wird $X_{Fe} = 0.0014$ angenommen. Damit würde die LMC-Eisenhäufigkeit mehr als 1/3 der MW-Modellwerte betragen, meine Studien wiesen eher auf einen Wert von $X_{Fe} = 0.0003$.

Tabelle 3.4 zeigt ein paar absolute Fe-Häufigkeiten, die in der Literatur zu finden sind. Einige Studien (zum Beispiel die oben zitierte von Hunter et al. 2007) halten sich mit der Bestimmung der Fe-Werte zurück. Auch Rolleston et al. (2002) konnten nur für einen ihrer Sterne einen Fe-Wert bestimmen und dieser sollte nach ihrem Rat mit großer Vorsicht behandelt werden. Ich habe ihn aus $12 + \log(Fe/H) = 6,89$, mit $A(Fe) = 56$, $X_H = 0,75$ umgerechnet.

¹Nach Peña et al. (2000) liegen NGC 6611 in M16 und M8 etwa 6.5 kpc vom galaktischen Zentrum entfernt und der Orionnebel nach Esteban et al. (1999) bei 8.4 kpc, die Sonne liegt dazwischen bei 7,9 kpc (nach Eisenhauer et al. 2003).

PoWR-Gitter	0,0014
Asplund	0,0012
eigene Studien	0,0003
Crowther (angenommen)	0,0006
Rolleston	0,00033 (?)

Tabelle 3.3: Massenbruchteile von Fe

Erstaunlicherweise stimmt der Rolleston-Wert mit dem von mir abgeschätzten sehr gut überein, während der differenzielle Wert von Rolleston mit dem differentiellen Wert PoWR-Gitter/eigene Studien (siehe Tabelle 3.4) gar nicht übereinstimmt. In Tabelle 3.4 übernehme ich differentielle Häufigkeiten $X_{\text{Fe,LMC}}/X_{\text{Fe,MW}}$ von Rolleston et al. (2002, die logarithmischen Differenzen sind hier umgerechnet in direkte Verhältnisse). Rolleston et al. (2002) betonen, dass Häufigkeitsbestimmungen stark modellabhängig sind und zwischen verschiedenen Untersuchungen selbst von gleichen Objekten stark variieren. Die systematischen Fehler könnten jedoch zu einem großen Teil umgangen werden, wenn differentielle Analysen gemacht würden, das heißt die Bestimmung der Häufigkeitsverhältnisse zwischen einzelnen Objekten der LMC und ähnlichen in der Sonnenumgebung. Zu Vergleichszwecken berechne ich die differentiellen Häufigkeiten zwischen den galaktischen Modellen ($X_{\text{Fe}} = 0.0014$) und meinen eigenen Ergebnissen ($X_{\text{Fe}} = 0.0003$) und ebenso zwischen den galaktischen Modellen und dem von Crowther (2006) angenommenen Wert ($X_{\text{Fe}} = 0.0006$).

PoWR-Gitter/eig.Studien	0,21
Asplund/eig.Studien	0,25
PoWR-Gitter/Crowther	0,43
Asplund/Crowther	0,5
Rolleston	0,68
Russell & Dopita	0,65
Hill	0,48
Luck	0,52
Korn	0,4
Andrievsky	0,34

Tabelle 3.4: Relative Massenbruchteile $X_{\text{Fe,LMC}}/X_{\text{Fe,MW}}$

Aus: Rolleston et al. (2002) für OB-Sterne, Russell & Dopita (1992) genauso wie Hill et al. (1995) für F-Überriesen im Verhältnis zu Canopus, (Luck et al. 1998, zitiert nach Rolleston et al. 2002) für Cepheiden in Verhältnis zu galaktischen Äquivalenten, Korn et al. (2000) für B-Sterne im Verhältnis zu galaktischen Äquivalenten, (Andrievsky et al. 2001, zitiert nach Rolleston et al. 2002) für F-Überriesen im Verhältnis zu δ Cep.

Die Verhältnisse $X_{\text{Fe,LMC}}/X_{\text{Fe,MW}}$ streuen über einen breiten Bereich von 0.2 bis 0.7, was vor allem eine Aussage über die große Unsicherheit in den Werten ist. Das Verhältnis Asplund/Crowther = 0,5 liegt mitten im Bereich der in Tabelle 3.4 aufgeführten Verhältnisse. Im Vertrauen auf Crowther (2006) wähle ich ebenfalls $X_{\text{Fe}} = 0.0006$. Dies ist konsistent mit der zu 1/2-solar bestimmten Häufigkeit für N, entspricht jedoch nicht meinen vorläufigen Studien.

Eine stärkere Unterhäufigkeit für Eisen als bei CNO ist bei dem oben dargelegten Stand der Literatur schwer zu begründen, der ja deutlich auf eine Überhäufigkeit weist (siehe oben). Bei

der Auswertung mit dem berechneten Modellgitter stelle ich jedoch fest, dass durch Anpassen der Rötung der Eisenwald mit diesen Häufigkeiten gut wiederzugeben ist (siehe Abschnitt 7).

3.5 Regionale Variationen

In der LMC gibt es nach dem Katalog BAT99 (siehe Breysacher et al. 1999) 134 WR-Sterne, davon sind 108 vom Typ WN (einer wurde nachträglich als LBV klassifiziert, siehe Abschnitt 6). 43 der WN-Sterne liegen im Tarantelnebel (30Dor), dem gigantischen Sternentstehungsgebiet am süd-östlichen Ende der LMC. 19 der WN-Sterne sind Feldsterne, die nicht von H II-Regionen umgeben sind. Es ist also entscheidend bei der Bestimmung der Elementhäufigkeiten, ob für Feld- bzw. Nebelsterne und für Sterne in dem abseits gelegenen 30Dor verschiedene Werte angenommen werden müssen. Ebenso könnte es analog zur Milchstraße einen Häufigkeitsgradienten vom inneren zum äußeren Teil der Galaxie geben. Von den Variationen innerhalb der Häufigkeiten ist wiederum abhängig, ob es sinnvoll ist, für die LMC ein eigenes Modellgitter zu berechnen.

Die Homogenität der Häufigkeiten innerhalb der LMC ist nicht sehr gut untersucht. Rolleston et al. (2002) und Korn et al. (2000) kommen in ihren Untersuchungen von O- und B-Sternen jedoch zu dem Ergebnis, dass es keinen wesentlichen Unterschied zwischen Sternen in Nebeln und im freien Feld gibt. Hill & Spite (1999) berichten, dass unter Überriesen in jungen Sternhaufen der LMC (bis auf eine Ausnahme, siehe unten) weder Häufigkeitsgradienten noch eine breite Streuung gemessen werden konnten, das gleiche gelte für H II-Regionen. Auch nach den Beobachtungen von Vermeij & van der Hulst (2002) von H II-Regionen der zentralen LMC sind die Häufigkeiten homogen.

In meiner Literaturrecherche konnte ich einige kleinere Ausnahmen mit abweichenden Häufigkeiten finden, über die ich hier berichten möchte. Eine systematische Literaturrecherche zu allen den WN-Sternen zugehörigen H II-Regionen, Clustern, OB-Assoziationen und Entfernungen zu den 38 bekannten Supernova Remnants (SNR) in der LMC habe ich jedoch nicht gemacht.

Einem Hinweis aus dem BAT99-Katalog folgend finde ich, dass nach Heydari-Malayeri et al. (1990) die H II-Region N82 mit einer etwa fünffachen Häufigkeit für Stickstoff angereichert ist, während die Sauerstoffhäufigkeit um einen Faktor 2,5 verringert scheint. In dieser Region befindet sich jedoch keiner der WN-Sterne, dagegen ein WC 9-Stern, der die chemische Anreicherung wahrscheinlich selbst beeinflusst hat.

Hill & Spite (1999) finden Evidenz dafür, dass in den Sternen in dem auffälligen Cluster NGC 1818 niedrigere Eisenhäufigkeiten vorhanden sind als in der restlichen LMC; in diesem Cluster befindet sich jedoch kein WR-Stern.

Garnett & Chu (1994) berichten, dass die Häufigkeiten der BAT99 16 umgebenden H II-Region DEM034 für He/H und N/H etwa doppelt so groß sind als in anderen LMC-Gebieten, der Wert für O/H sogar das zehnfache beträgt.

Smith (1999) stellt eine Korrelation der Metallizität von Clustern mit ihrem Alter fest. Es gibt jedoch nur wenige alte Cluster mit mit relevant geringeren Häufigkeiten in der LMC und WR-Sterne sollten sich nur in jungen Sternhaufen befinden.

Insgesamt komme ich zu dem Schluss, dass ich in der zentralen LMC nicht von großen Häufigkeitsvariationen ausgehen muss, das Berechnen eines ganzen Gitters gegenüber einzelnen Modellen würde sich also anbieten.

3.6 Der Tarantelnebel (30Dor)

Vermeij & van der Hulst (2002), die für die zentrale LMC keine relevanten Variationen feststellen konnten, zeigen, dass in 30Dor die gefundenen Stickstoffhäufigkeiten jedoch merklich geringer sind. Die Mittelung der Werte von Vermeij & van der Hulst (2002) für acht H II-Regionen in der zentralen LMC und vier H II-Regionen in 30Dor ergibt ein Verhältnis 30Dor/LMC von ca. 0,6 für Stickstoff.

Da die O-Häufigkeiten jedoch das hundertfache betragen und in der zentralen LMC und 30Dor im Mittel sehr gut übereinstimmen, lassen sich für die gesamte CNO-Häufigkeit keine relevanten Unterschiede feststellen (C wurde in der Studie nicht ermittelt, spielt jedoch im Vergleich zu O ebenfalls nur eine geringe Rolle).

Hill & Spite (1999) berichten über das Cluster NGC 2100 in 30Dor, dass es keine auffälligen Häufigkeiten aufweist. Dabei werden allerdings nur Elemente ab einer Ordnungszahl von 8 untersucht.

Ich komme zu dem Ergebnis, dass 30Dor Sterne möglicherweise von den Häufigkeiten der zentralen LMC abweichen. Ein weiteres Gitter zu rechnen macht aber keinen Sinn. Ich werde also ein Modellgitter für die zentrale LMC berechnen und die 30Dor Sterne ebenfalls mit diesen Modellen analysieren. Bei großen Abweichungen könnten dann gegebenenfalls individuelle Modelle gerechnet werden.

3.7 Interpretation der Häufigkeiten

Ein viel diskutiertes Problem beim Λ CDM-Modell zur Galaxieentstehung ist eine zu groß vorhergesagte Anzahl an Galaxien in der näheren Umgebung und eine zu geringe Vorhersage für Galaxien in weit entfernten Teilen des Universums. Eine mögliche Erklärung des Phänomens in der Milchstraßenumgebung könnten Galaxiefusionen sein. Die Interpretation der chemischen Häufigkeiten der LMC und der Milchstraße zeigt jedoch, dass sie so wie die anderen Galaxien der Lokalen Gruppe wahrscheinlich gleichzeitig und unabhängig entstanden sind und nicht durch Akkretionsprozesse. Die Sterne der LMC weisen ein komplett verschiedenes chemisches Muster auf, das bei (fast) keinen Sternen der Milchstraße zu finden ist. Dies spricht sehr gegen vergangene Fusionen (Pompéia et al. 2008).

Die insgesamt geringere Metallizität der LMC weist auf eine langsamere Sternentstehungsgeschichte als in der Sonnenumgebung, die Häufigkeitsverteilung auf andere Elemententstehungsmechanismen. So wird allgemein davon ausgegangen, dass der Anteil an Supernovae (SN) vom Typ Ia gegenüber dem Anteil vom Typ II sehr viel größer ist als in der Milchstraße (siehe zum Beispiel Rolleston et al. 2002, Pompéia et al. 2008, Vermeij & van der Hulst 2002). Da Eisen vor allem in SN Ia produziert wird, ist es weniger unterhäufig als andere Elemente. O wird dagegen vor allem von massereichen Sternen $M_{\text{init}} \geq 25 M_{\odot}$ produziert, die als SN II/ SN Ib/c explodieren.

Während in der SMC und der Milchstraße die Metallizität mit dem Alter der Objekte konstant zunimmt (für die Milchstraße siehe Edvardsson et al. 1993), ist sie in der LMC anscheinend sprunghaft gestiegen. Ein Sprung hat vor 12 Gyr stattgefunden, die Metallizität ist hier von 0.01 solar auf 0.1 solar gestiegen, und ist vor 2 Gyr erneut sprunghaft von 0.1 auf den heutigen Wert von 0.5 solar angestiegen (Smith 1999, siehe auch Van Den Bergh 2000, S. 124 f.).

Die Sprünge in der Metallizität werden mit Zeitpunkten assoziiert, bei denen der Abstand der LMC zur Milchstraße besonders gering war und gravitative Wechselwirkungen zu erhöhter Sternentstehung geführt haben.

4 Spektralanalyse mit PoWR Modellen

4.1 Modellatmosphären

Im Inneren eines Sternes, bei großen optischen Tiefen ($\tau \gg 1$), wird Licht entsprechend der Planck-Funktion bei der lokalen Temperatur T_{eff} emittiert. Die PoWR-Modelle (Potsdam Wolf-Rayet Models) sind synthetische Sternatmosphären, die mit bestimmten Sternparametern durch Lösen des Strahlungstransports durch expandierende Sternatmosphären numerisch errechnet werden. Die von diesen Modellatmosphären erzeugten Spektren kann man dann mit den beobachteten Spektren vergleichen und aus den am besten passenden Modellen die Sternparameter im Rückschluss ermitteln.

Die Sternatmosphären können sich nicht im thermischen Gleichgewicht (thermal equilibrium, TE) befinden, da der Stern eine Energiequelle ist und die Sternatmosphäre nach außen Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung abgibt. Innerhalb der Sternatmosphäre entsteht also ein Temperaturgradient. Mit der Annahme eines lokalen thermischen Gleichgewichts (LTE), bei dem Stoßraten gegenüber den Strahlungsraten dominieren und Linienemission vernachlässigt wird, kann der Strahlungstransport hier ebenfalls nicht berechnet werden. Es muss eine Non-LTE-Situation beschrieben werden. Das bedeutet, dass die Besetzungszahlen nicht durch die Saha-Boltzmann-Gleichung bestimmt werden können sondern abhängig sind vom Strahlungsfeld, das seinerseits von den Besetzungszahlen abhängt. Die Probleme sind gekoppelt und müssen iterativ gelöst werden. Dazu braucht man gute Startnäherungen und Rechenzeit sparende numerische Verfahren. Hinzu kommt, dass die Sternatmosphäre expandiert, die Dopplerverschiebung muss für jeden Ort im Sternwind separat berechnet werden. Dazu werden die oben genannten Gleichungen im mitbewegten Koordinatensystem gelöst.

Der Wind wird als sphärisch symmetrisch angenommen (das bedeutet die Vernachlässigung von rotationsbedingten Asymmetrien), somit genügt es, den Strahlungstransport für einen Quadranten in planparalleler Geometrie parallel zur Beobachtungsrichtung zu lösen, die anderen Quadranten werden dem ersten dann gleichgesetzt. Die Temperatur und die Besetzungszahlen werden als stationär angenommen.

Der PoWR-Modellcode ist aufgeteilt in drei wesentliche Schritte, die Shellskripten zur Steuerung einzelner Programme entsprechen: *wrstart* - *wruniq* - *formal* (siehe Tabelle 4.1). Die Theorie der expandierenden Sternatmosphären wird zum Beispiel beschrieben von Gräfener (1999). Ich werde sie hier stark verkürzt und auf die Programmstruktur bezogen wiedergeben.

4.2 Modellparameter und Startnäherung – *wrstart*

Im ersten Schritt werden die Modellrechnungen vorbereitet. Mit dem Shellskript *wrstart* werden drei Programme aufgerufen. Das erste heißt ebenfalls *wrstart* und liest die Sternparameter aus der Eingabe-Datei *CARDS* ein. Die wichtigsten Sternparameter sind die effektive Sterntemperatur T_* , die Massenverlustrate \dot{M} und die Leuchtkraft L . Der Sternradius ergibt sich dann aus der Schwarzkörpernäherung: Nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz (aus Unsöld & Baschek 1999,

S.110) ist der Gesamtstrahlungsfluss $F = \sigma \cdot T_{\text{eff}}^4$. Dabei ist σ die Stefan-Boltzmann-Konstante und T_{eff} die Effektivtemperatur des Sternes. Für die Leuchtkraft gilt $L = 4\pi R_*^2 \cdot F$. Das Einsetzen des Gesamtstrahlungsflusses ergibt

$$L = 4\pi\sigma R_*^2 T_*^4. \quad (4.1)$$

Die Leuchtkraft wird für Modelle von WN-Sternen standardmäßig auf $\log L/L_\odot = 5.3$ festgelegt, da ähnliche Leuchtkräfte das gleiche normierte Spektrum erzeugen. Der Massenverlust wird mit dem Sternradius, dem Dichtekontrast D (siehe unten) und der Endgeschwindigkeit des Windes v_∞ zusammengefasst zum transformierten Radius. Dieser ist proportional zur inversen Winddichte und damit ein Maß für die Emissivität des Windes.

$$R_t = R_* \left(\frac{v_\infty}{2500 \text{ km s}^{-1}} \left/ \frac{\dot{M} \sqrt{D}}{10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right. \right)^{2/3} \quad (4.2)$$

Tabelle 4.1: Programmstruktur des PoWR-Codes¹

shellscript	Programm	Funktion
wrstart	wrstart	liest Sternparameter und Atomdaten ein, setzt Frequenzgitter und Tiefengitter auf, erstellt eine Startnäherung
	steal adapter	berechnet die Besetzungszahlen aus der vorläufigen Temperatur ersetzt bei OLDSTART die Besetzungszahlen durch die einer alten Modelldatei
wruniq	wrcont	löst den Strahlungstransport für das Kontinuum (grobes Frequenzgitter) ohne Linien
	como	löst die Momentengleichung für das Kontinuum
	coli	rechnet den Strahlungstransport im CMF für Kontinuum und Linien (Formale Lösung aus gegebenen Besetzungszahlen)
	steal	löst die statistischen Gleichungen zur Ermittlung der Besetzungszahlen und führt die Temperaturkorrekturen durch
formal	formal	integriert im Beobachtersystem den Strahlungsfluss des Sternwindes, löst dazu das formale Integral

R_t und T_* werden über einen sinnvollen Parameterraum variiert. dabei wird ein zweidimensionales Modellgitter erstellt, das bei der Bestimmung von Sternparametern zur Verfügung steht.

Für das Non-LTE-Problem müssen die Energieniveaübergänge in den Atomen der Sternatmosphäre mitgerechnet werden. Dazu werden alle berücksichtigten Übergänge von Ionen der vorgegebenen Elemente mit ihren Übergangswahrscheinlichkeiten aus der Datei *DATOM* eingelesen, sie werden unten näher erläutert. Schließlich müssen noch die chemischen Häufigkeiten des Sternwindes vorgegeben werden, sie werden in Abschnitt 3 ausführlich besprochen.

Das Tiefengitter wird aufgesetzt: Die Berechnung des Strahlungstransportes beginnt bei dem Sternradius, der definiert wird als der Radius bei der Rosselandopazität von $R_* = R(\tau_R = 20)$. Bei dieser Opazität kann davon ausgegangen werden, dass ein LTE herrscht. Für diesen Radius wird hier $T_{\text{eff}}(R_*) = T_*$ definiert. Nach Erfahrungswerten kommt aus Entfernungen größer

¹Tabelle nach einer Vorlage von Todt (2008). Die Informationen sind aus den Kopfzeilen der Routinen entnommen.

$R_{\text{MAX}} = 1000 R_{\odot}$ kein relevanter Beitrag mehr zur Emission von WN-Sternen aufgrund der geringen Dichte. Die Berechnung des Strahlungstransports wird hier abgebrochen, die Rückstreuung wird genähert. Zwischen R_* und R_{MAX} befinden sich dann zum Beispiel 50 Tiefenpunkte. Ebenso wird ein Frequenzgitter eingelesen, entweder bei der Wahl der Option *OLDSTART* aus einem gewählten alten Modell oder aus der Eingabe-Datei *FGRID*, die die erste Wellenlänge vorgibt, weitere günstige Frequenzpunkte werden dann von dem Programm ermittelt. Der Bereich und die Auflösung der Gitter wird in beiden Fällen durch den Bedarf und die Dauer der Modellrechnung begrenzt.

Die erste Temperaturschichtung wird im Fall von einem *OLDSTART* aus dem alten Modell eingelesen, alternativ kann die Temperaturschichtung aus einem LTE-Modell oder einer grauen Atmosphäre angenähert werden. Das vorläufige Kontinuums-Strahlungsfeld wird aus der Temperatur abgeleitet. Das Geschwindigkeitsfeld und eine genäherte Windstruktur, das Clumping, werden im Programm *wrstart* ebenfalls aufgestellt, sie werden unten noch einmal in ihren Optionen diskutiert. Der Dichteverlauf ist durch die Kontinuitätsgleichung $\rho v r^2 = \text{const.}$ durch das Geschwindigkeitsfeld determiniert.

Aus dieser Startnäherung berechnet das zweite Programm, *steal*, die Besetzungszahlen der Atomniveaus mit den Ratengleichungen. Im Fall eines *OLDSTART* werden die Besetzungszahlen mit dem letzten Programm *adapter* schließlich durch die des alten Modells ersetzt.

4.3 Berechnung des Sternwindes – *wruniq*

Der *wruniq* ist das Kernstück des PoWR-Modellcodes. Hier wird der Strahlungstransport iterativ mit den Besetzungszahlen und Temperaturkorrekturen errechnet, bis das Modell zu einer Lösung konvergiert.

Das erste Programm, *wrcont* löst den Strahlungstransport für das Kontinuum. Die Strahlungstransportgleichung gibt das Strahlungsfeld für jede Frequenz ν in Abhängigkeit von der Emissivität η und der Opazität κ an, beide ihrerseits abhängig von Besetzungszahlen und der Elektronentemperatur.

$$\frac{dI_{\nu}}{dz} = \eta_{\nu} - \kappa_{\nu} I_{\nu} \quad (4.3)$$

z verläuft entlang der planparallelen Schichten, während der Impaktparameter p den minimalen Abstand dieser Schicht zum Ursprung des Koordinatensystems angibt.

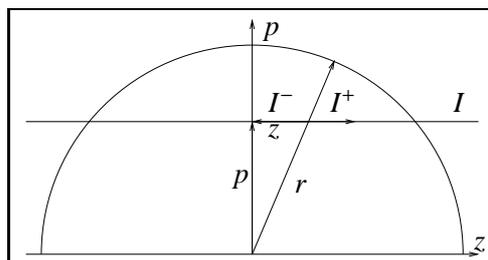


Abbildung 4.1: Planparallele Geometrie²

Die spezifische Intensität I_{ν} ist dabei definiert durch

$$dE_\nu = I_\nu \mu dA d\Omega dt d\nu \quad (4.4)$$

die Strahlungsenergie, die pro Flächenelement dA , aus einem Raumwinkelement $d\Omega$, pro Zeitintervall dt und pro Frequenzintervall $d\nu$ projiziert parallel zur Flächennormalen fließt. μ ist der Cosinus des Winkels zwischen der Flächennormalen z und der Ausbreitungsrichtung s . Die Emissivität η und die Opazität κ haben jeweils einen Anteil für Absorptions- und Emissionsprozesse (true) und einen Anteil für Thompsonstreuung (th)

$$\kappa_\nu = \kappa_\nu^{\text{true}} + \kappa_{\text{th}} \quad (4.5)$$

und analog für η . Da die Strahlungstransportgleichung eine Differentialgleichung ist, müssen Randwerte (einlaufende Strahlungsfelder) angegeben werden. Am Inneren Rand gilt die Diffusionsnäherung und das Strahlungsfeld ist thermisch, die Quellfunktion S_ν ist gleich der Planck-Funktion

$$S_\nu = \frac{\eta_\nu}{\kappa_\nu} = B_\nu = \frac{2h\nu^2}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (4.6)$$

Die rückgestreute Intensität $I_\nu(\mu > 0, r = R_{\text{max}})$ kann entweder gleich null gesetzt werden oder mit einer quadratisch abfallenden Quellfunktion bei konstanter Opazität genähert werden.

Das Programm *como* löst die Momentengleichung für das Kontinuum. Die Momente des Strahlungsfeldes sind Winkelintegrale über die Intensität

$$[J_\nu, H_\nu, K_\nu, N_\nu] = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 [1, \mu, \mu^2, \mu^3] I_\nu d\mu. \quad (4.7)$$

Das nullte Moment J_ν ist proportional zur Energiedichte, das erste Moment H_ν zum Fluss des Strahlungsfeldes. Die Momente werden später zum Lösen der Ratengleichungen benötigt.

coli rechnet den Strahlungstransport für das Kontinuum und die Linien im mitbewegten Koordinatensystem (Co-Moving Frame, CMF). So kann die Doppler-Verschiebung für die an jedem Ort erreichte Windgeschwindigkeit behandelt werden. Die Emissivität η und die Opazität κ des Materials sind dann richtungsabhängig. Die Koordinatentransformation aus dem Beobachtersystem (obs) ins mitbewegte folgt aus der Dopplergleichung für die Frequenz ν

$$\nu(r, \mu) = \nu_{\text{obs}} \left(1 + \mu \frac{v(r)}{c} \right). \quad (4.8)$$

Dabei ist v die lokale Windgeschwindigkeit, c die Lichtgeschwindigkeit und μ der Winkel zwischen der Geschwindigkeit und der Beobachtungsrichtung. Für die Strahlungstransportgleichung in Linien müssen die Linienabsorptionskoeffizienten und die Linienemissionskoeffizienten berücksichtigt werden, die aus den Besetzungszahlen folgen. Für die Linienprofilfunktion wird ein durch Mikroturbulenzen mit $v_{\text{DOP}} \sim 100 \text{ km s}^{-1}$ dopplerverbreitertes Gaußprofil angenommen. Das Ergebnis ist eine sogenannte formale Lösung bei gegebenen Besetzungszahlen.

steal löst für das berechnete Strahlungsfeld die statistischen Gleichungen zur Ermittlung der Besetzungszahlen. Die Gleichungen kommen aus der Bedingung der Stationarität; für stationäre Besetzungszahlen muss die Anzahl der Zugänge zu einem Energieniveau der Anzahl der Abgänge entsprechen und es gilt die Ratengleichung

$$n_i \sum_{j \neq i}^N P_{ij} = \sum_{j \neq i}^N n_j P_{ji} \quad (4.9)$$

mit n_i der Besetzungszahl des Zustands i . Insgesamt gibt es N Zustände und die Übergangsraten P_{ij} vom Zustand i zum Zustand j können spontan, strahlungs- oder stoßinduziert sein.

Im stationären Fall ist die Temperatur an jedem Ort konstant und es gilt für den gesamten Frequenzraum ein radiatives Gleichgewicht

$$\int_0^\infty (\eta_\nu - \kappa_\nu J_\nu) d\nu = 0. \quad (4.10)$$

Genaugenommen muss noch die Energie betrachtet werden, die bei der Beschleunigung des Windes durch Strahlungsdruck von elektromagnetischer Strahlung in kinetische Energie umgewandelt wird. Aufgrund der Bedingung des radiativen Gleichgewichts führt schließlich Temperaturkorrekturen durch.

Mit den korrigierten Besetzungszahlen und der neuen Temperaturschichtung muss dann der Strahlungstransport neu gelöst werden.

4.4 Modellspektrum – formal

Der Strahlungstransport und die Korrekturen an den Besetzungszahlen und der Temperatur werden iterativ gelöst, bis die Korrekturen in den Besetzungszahlen einen gesetzten Wert ϵ

$$\log \left(\max \frac{|n_{\text{neu}} - n_{\text{alt}}|}{n_{\text{alt}}} \right) \leq \log \epsilon \quad (4.11)$$

unterschreiten. Dabei werden Levels mit geringen Besetzungszahlen, bei denen die relativen Korrekturen groß sein können, ignoriert. Die Größe der Temperaturkorrekturen und die Strahlungsflusskonstanz können noch zusätzlich überprüft werden. Dann muss im letzten Arbeitsschritt, dem *formal*, das formale Integral gelöst werden.

$$I_\nu(\tau) = I_\nu(\tau_{\text{max}}) e^{-\tau(z_0, z)} + \int_{\tau_{\text{max}}}^{\tau=0} S_\nu(\tau'_\nu) e^{-\tau'_\nu} d\tau'_\nu \quad (4.12)$$

mit der optischen Tiefe τ

$$\tau_\nu(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} \kappa_\nu dz. \quad (4.13)$$

Das formale Integral besagt, dass die Intensität bei τ gleich der eingestrahlt bei τ_{max} ist, die jedoch durch Absorption exponentiell geschwächt wurde, plus der Summe der Quellen S_ν auf dem Weg, die ihrerseits wieder geschwächt werden.

Um der Dopplerverschiebung im Beobachtersystem gerecht zu werden, werden Flächen gleicher Geschwindigkeiten (Constant Radial Velocity Surfaces, CRVS) gesucht, die spezifische Intensität ins Beobachtersystem transformiert und schließlich über den gesamten Sternwind und alle Frequenzen integriert.

Das Ergebnis ist ein emergentes Spektrum.

4.5 Atomdaten

In einer Studie von Hamann & Koesterke (2000) wurden bereits einige der WN-Sterne in der LMC durch Spektralanalyse mit PoWR-Modellen untersucht. Die wesentliche Weiterentwicklung des Modellcodes seit dieser Studie liegt in der Erweiterung um das Line-Blanketing (Eisenlinien-Bedeckung, Gräfener et al. 2002). In den Modellen für die Analyse von Hamann & Koesterke (2000) wurden Helium und Stickstoff berücksichtigt und für einige Modelle zusätzlich Kohlenstoff. Die Modelle für diese Diplomarbeit wurden dagegen alle mit Kohlenstoff und außerdem mit Eisengruppenelementen gerechnet.

Während in den Modellen die Atome niedrigerer Ordnungszahlen mit weniger als Hundert Energieniveaus weitestgehend berücksichtigt sind (siehe Tabelle 4.3), müssen für die Eisengruppenelemente mehrere Tausend Niveaus mit mehreren Millionen Übergängen beachtet werden. Bei den Ratengleichungen muss jedoch für jeden Übergang eine eigene Gleichung gelöst werden, deswegen werden sie zu Modellniveaus oder “Superlevels” zusammengefasst (siehe dazu Gräfener 1999). Das Line-Blanketing wurde bereits in den Modellgittern für galaktische Häufigkeiten berücksichtigt (siehe Hamann & Gräfener 2004).

In den Modellen, die ich für die in Abschnitt 3 ermittelten Elementhäufigkeiten in der LMC berechnen möchte, nehme ich neben dem Line-Blanketing einige weitere Änderungen vor. Die wesentliche betrifft natürlich die Häufigkeiten selbst.

Die Elementhäufigkeiten werden in der CARDS-Datei eingegeben (ein Auszug aus der Datei ist in Tabelle 4.2 abgebildet). Wasserstoff (englisch Hydrogen) und Sauerstoff (englisch Oxygen) sind hier auskommentiert und werden demnach in dem vorliegenden Beispiel nicht berücksichtigt. Generic ist die Gruppe der eisenähnlichen Elemente und umfasst die in Abschnitt 3.4 aufgeführten Atome.

Tabelle 4.2: Auszug aus der CARDS-Datei

xxxxxxxxxx	—————	xxxxxxxxxx
-HYDROGEN:	0.2	(mass fraction)
NITROGEN:	0.004	(mass fraction)
CARBON:	0.7E-4	(mass fraction)
-OXYGEN:	0.15	(mass fraction)
GENERIC:	0.6E-3	(mass fraction)

Ich habe beim Berechnen der Modelle mit LMC-Häufigkeiten die Erfahrung gemacht, dass in einigen Fällen die Temperaturschichtung des Sternwindes, für die standardmäßig Monotonie erzwungen wird, in einiger Entfernung vom Stern auffällig konstant bleibt, bevor sie weiter abfällt. Diese Modelle konvergieren nicht oder nur schwer; ich musste hier nicht-monotone Temperaturschichtungen zulassen (eine monotone Temperaturschichtung ist in einem anderen Zusammenhang in Abbildung 4.6 dargestellt). Nach Hamann (2008) waren die ersten Non-LTE Modelle nur mit H und He ebenfalls stark nicht-monoton, das heißt, dass sie ein Temperaturminimum besaßen. Unsöld sagte voraus, dass bei Beachtung einer hinreichenden Menge schwerer Elemente die Temperaturschichtung monoton werden müsse. Dies ist in den Modellen von Hamann & Gräfener (2004) tatsächlich der Fall. Bei geringerer Metallizität, wie bei den LMC-Modellen, funktioniert die Kühlung durch die Metalle dann wieder schlechter, so dass manche Modelle nur nicht-monoton konvergieren.

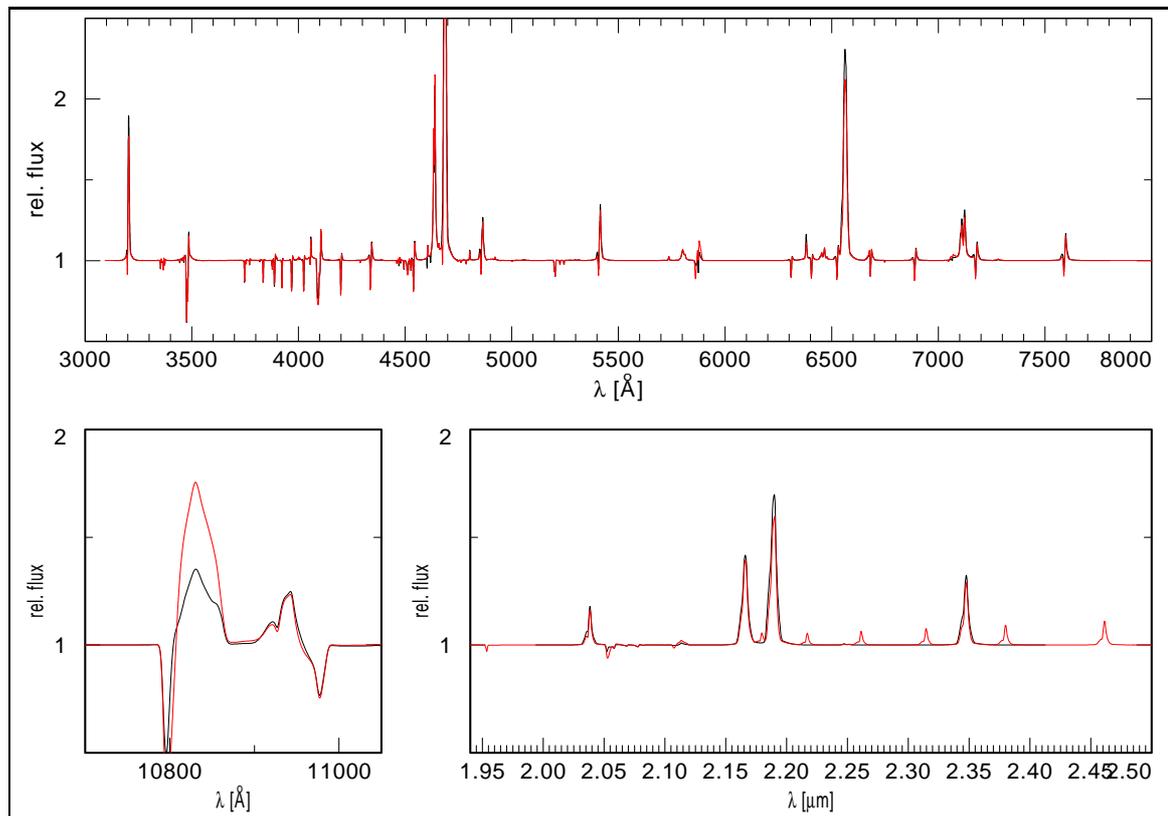
Das Erzwingen der Monotonie sollte im emergenten Spektrum keinen wesentlichen Unterschied machen, da der Wiederanstieg der Temperatur vor allem den äußeren Bereich des Windes betrifft, wo die Dichte und die Emissivität nicht mehr so groß sind. Das Zulassen von Nicht-Monotonie enthält zudem eine Näherung weniger und ist damit physikalisch korrekter.

Gegenüber den PoWR-Gittermodellen mit galaktischen Elementhäufigkeiten habe ich für das neue Gitter eine ausgebaute Version der He II und der N V Atomdaten benutzt:

Tabelle 4.3: Auszug aus der DATOM-Datei

* ATOMDATEN:	40 Helium	(17 HeI, 26 HeII, 1 HeIII)
*	94 Nitrogen	(1 NII, 33 NIII, 38 NIV, 20 NV, 1 NVI)
*	65 Carbon	(3 CII, 40 CIII, 21 CIV, 1 CV)
*	Generic	(Eisengruppe)

Tabelle 4.3 ist ein Ausschnitt aus dem Dateikopf der DATOM-Datei, die Eingabe-Datei für alle Atomdaten des PoWR-Codes. Für Helium werden nun bei der Berechnung des Strahlungsfeldes 40 statt 34 Levels berücksichtigt, für Stickstoff 94 statt wie bisher 90.

Abbildung 4.2: Modellspektrum mit alten (schwarz) und neuen (rot) Atomdaten.³

³Abbildung von Liermann (2008).

Die ausgebauten Atomdaten habe ich von Barniske (2008) und die neuen Daten von Stickstoff von Liermann (2008) bekommen. Alle neuen Übergänge und Linien liegen im Infrarotbereich, ich habe sie eingebaut, damit sie für künftige Gelegenheiten zur Verfügung stehen, obwohl ich selbst den Infrarotbereich nicht analysiere.

Abbildung 4.2 zeigt beispielhaft für den optischen Bereich, dass sich diese Änderungen hier nicht auswirken, dasselbe gilt für das gerechnete Beispielmodell auch für den UV-Bereich (hier nicht dargestellt). Die Änderungen im Infraroten sind dagegen deutlich zu erkennen.

4.6 Die Geschwindigkeitsverteilung

Für massereiche Sterne wird allgemein angenommen, dass der Geschwindigkeitsverlauf des Sternwindes einem sogenannten β -law (englisch für β -Gesetz) folgt, nachdem die Geschwindigkeit mit dem Abstand vom Stern stark ansteigt und sich schließlich asymptotisch einer konstanten Geschwindigkeit v_∞ annähert (nach Lamers & Cassinelli 1999):

$$v(r) \cong v_0 + (v_\infty - v_0) \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta \quad (4.14)$$

Wobei v_0 die Geschwindigkeit in der Photosphäre (bei $r = R_*$), v_∞ die Endgeschwindigkeit, r der Abstand vom Sternzentrum und R_* der Sternradius sind. β ist ein freier Parameter, der beschreibt, wie groß die Beschleunigung des Sternwindes ist. Ein großes β entspricht dabei einer geringen Beschleunigung. Das Geschwindigkeitsgesetz kann auch angenähert werden als

$$v(r) \cong v_\infty \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)^\beta \quad (4.15)$$

mit

$$r_0 = R_* \left(1 - \left(\frac{v_0}{v_\infty}\right)^\beta\right). \quad (4.16)$$

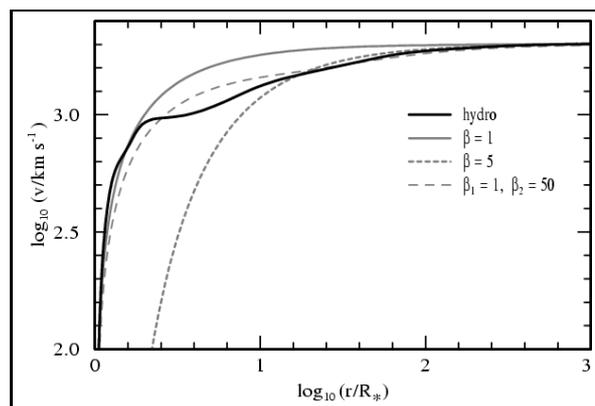


Abbildung 4.3: Geschwindigkeitsverlauf eines WC-Sterns im selbstkonsistenten Modell.⁴

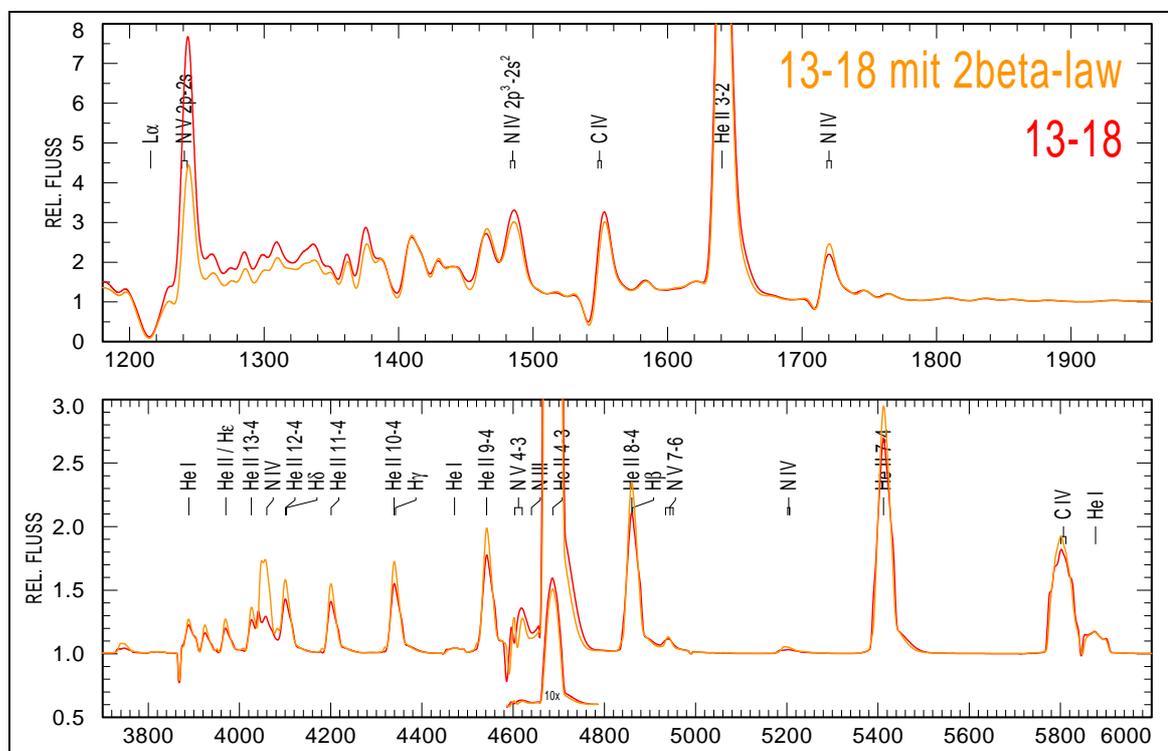
⁴Abbildung von Gräferer & Hamann (2005).

β wird für WR-Sterne üblicherweise als 1 angenommen (siehe zum Beispiel Hamann & Gräfener 2004). Die erste hydrodynamisch selbstkonsistente Modellrechnung von einem Sternwind eines WR-Sternes von Gräfener & Hamann (2005) wies auf eine Beschleunigung, die keinem β -law entsprach, jedoch mit einem 2β -law nach der Idee von Hillier & Miller (1999) mit $\beta_1 = 1$ und $\beta_2 = 50$ angenähert werden konnte (siehe Abbildung 4.3). Um mich diesen Ergebnissen anzunähern, habe ich ein Testmodell gerechnet mit folgenden moderaten Parametern:

Tabelle 4.4: Auszug aus der CARDS-Datei

VELPAR:	VFINAL (KM/S)= 1600.	VMIN= 12.	BETA=1.0	RMAX=1000.
2BETALAW	BETA2=8.	FRACTION=0.4		

Diese Eingabe in der CARDS-Datei besagt, dass ein 2β -law angenommen werden soll, bei dem $\beta_1 = 1$ ist und β_2 den gegenüber 50 noch moderaten Wert von $\beta_2 = 8$ annimmt. Mit β_1 sollen dabei 60% von v_∞ erreicht werden, der Bruchteil (englisch Fraction) von $0.4v_\infty$ mit einer Steigung von $\beta_2 = 8$.

Abbildung 4.4: Modell 13-18 mit $\beta = 1$ (rot) und 2β -law (gelb).

Ein Ziel, das mit der Testrechnung erreicht werden soll, ist einen Lasereffekt zu mindern, der sich vor allem auf eine NIV-Linie bei 4058\AA in manchen Modellgitterbereichen auszuwirken scheint. In bestimmten Windschichtungen kann sich innerhalb des Sternwindes ein Laser aufbauen, in dem es zu stimulierter Emission in einer bestimmten Linie kommt. Ändert man nun die Geschwindigkeitsverteilung im Wind, ändern sich auch die Beträge, um die die Wellenlängen

durch den Dopplereffekt zwischen den Volumenelementen verschoben werden; eine Lasersituation, die für ein Geschwindigkeitsfeld entsteht, müsste in einem anderen aufgehoben werden.

Ich wähle für den Test ein Modell mit einer starken N IV-Linie aus: 13-18. Das Ergebnis zeigt nicht die erhoffte Wirkung; die besagte N IV-Linie wird nur noch stärker (siehe Abbildung 4.4). Dies scheint daran zu liegen, dass sich durch die Änderung des Geschwindigkeitsfeldes auch die gesamte Temperaturschichtung geändert hat (siehe dazu auch Abbildung 4.6). Die Temperatur des Modells mit dem 2β -law steigt gegenüber dem vorherigen, und ein Ansteigen der Linienstärke der N IV-Linie bei 4058\AA ist das, was bei steigender Temperatur zu erwarten wäre (siehe dazu Abbildung 4.6).

Dem entspricht auch die Beobachtung, dass in dem Modell mit dem 2β -law im UV-Bereich (erster Plot in Abbildung 4.4) die Linien im Eisenwald ($\sim 1300 - 1400\text{\AA}$) und die N v-Linie stärker werden: beides Indikatoren für ein heißeres Modell.

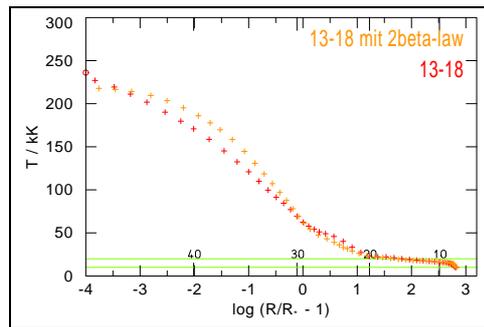


Abbildung 4.5: Temperaturschichtung des Modells 13-18 mit $\beta = 1$ (rot) und 2β -law (gelb).

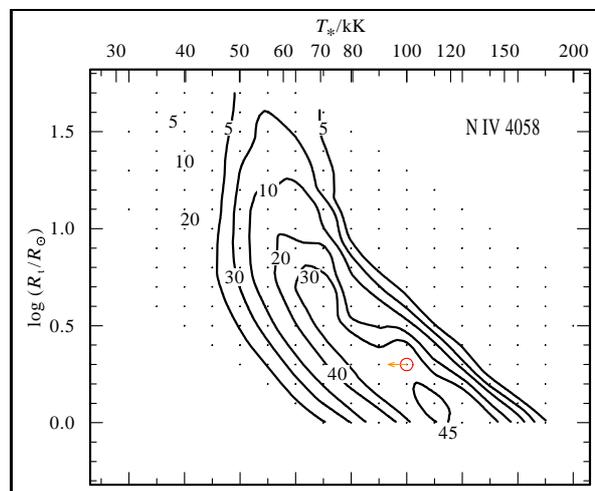


Abbildung 4.6: Äquivalenzbreiten der N IV-Linie bei 4058\AA in Höhenlinien. Rot: Modell 13-18.⁵

Die Erklärung für den Temperaturanstieg ist wahrscheinlich folgende: Wenn ein größerer Anteil der Endgeschwindigkeit v_∞ erst weiter außen erzeugt wird, wird die Geschwindigkeit im In-

⁵Abbildung von Hamann & Gräfener (2004).

neren (bei gleicher Endgeschwindigkeit) kleiner. Das ändert den gesamten Dichteverlauf und also alle (vor allem auch die im Inneren erzeugten) Linien. Damit sich nur die äußeren (Laser-)Linien ändern, also der Geschwindigkeitsverlauf in Sternnähe ähnlich bleibt, müsste die Endgeschwindigkeit hochgesetzt werden. Um wieviel ist allerdings nicht klar: Wieviel der alten Endgeschwindigkeit wurde beim alten β -law bis zu dem Punkt erzeugt, ab dem nach dem neuen β -law dann das zweite β greift?

Ich kann anhand des Testmodells also nicht nachweisen, dass der Laser-Effekt durch ein anderes β -Gesetz abgeschwächt wird. Dafür hat diese Änderung andere, nicht beabsichtigte Auswirkungen. Ich entscheide mich dafür, in dem Modellgitter mit LMC-Elementhäufigkeiten bei dem alten β -Gesetz zu bleiben.

4.7 Clumping

Je nachdem, wie inhomogen oder homogen die Masseverteilung in einem Sternwind angenommen wird, ermittelt man sehr verschiedene Werte für die Massenverlustraten. Die Massenverlustraten sind ein sensibler Parameter für die Sternentwicklung, deswegen sind die Modellannahmen für die Dichteverteilung im Sternwind sehr wichtig.

Im einfachsten Fall ist die Dichte des Sternwinds nur eine Funktion des Abstands r vom Stern, nach der Kontinuitätsgleichung sinkt sie mit $\frac{1}{4\pi r^2 v(r)}$ (siehe oben). Dieses Modell kann nur eine starke Vereinfachung der tatsächlichen Situation in Sternwinden sein. Ein etwas komplexeres Modell nimmt an, dass von einem Volumenelement ΔV nur ein Bruchteil f_V , zum Beispiel $f_V = 1/4$ mit der ganzen Masse gefüllt und der Rest leer ist. Die gemittelte Dichte ρ in ΔV bleibt gleich, aber die Masse ist nicht mehr homogen verteilt. f_V heißt *volume fraction* (Volumenanteil) oder *filling factor* (Füllfaktor) und der reziproke Wert $D = 1/f$ heißt Dichtekontrast oder *clumping factor* (Verklumpungsfaktor).

Das wesentliche Merkmal, das die Verklumpung in den Beobachtungsdaten sichtbar macht, sind die sogenannten Elektronenstreuflügel der Linien (siehe Hillier 1991). Vor allem die He II-Linien zeigen diese Linienausläufer zum Roten hin (siehe Abbildung 4.7). Sie sind für andere Linien schwer quantitativ zu messen, da sie nicht leicht vom Kontinuumsverlauf zu unterscheiden sind und mehrere Linien ineinander verlaufen.

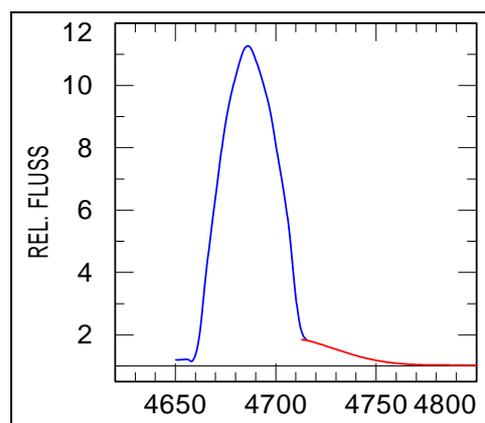


Abbildung 4.7: He II-Linie (blau) mit Elektronenstreuflügel (rot).

Die Elektronenstreufügel der Linien entstehen durch Thomson-Streuung an freien Elektronen. Im mitbewegten Koordinatensystem wird bei der Thomson-Streuung das Licht bei gleicher Frequenz wieder abgestrahlt, die Richtung bleibt jedoch nicht erhalten. In der expandierenden Sternatmosphäre erscheint im mitbewegten Koordinatensystem aus der Sicht eines Volumenelements jedes andere rotverschoben (siehe Abbildung 4.8). Die Emission dieses Volumenelements erscheint wiederum im Beobachtersystem rot- oder blauverschoben. Es wird vor allem Licht aus den starken Linien in verschiedenen Bereichen des Sternwindes gestreut, ein Teil davon in die Beobachtungsrichtung. Dabei wird das Licht rotverschoben.

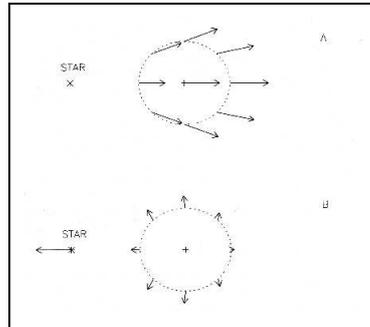


Abbildung 4.8: Transformation der Geschwindigkeiten aus dem Beobachtersystem ins CMF⁶

Die Elektronen können jedoch aufgrund ihrer wesentlich geringeren Masse als die der Atomkerne durch denselben Impulsübertrag von den Photonen auf wesentlich größere Geschwindigkeiten beschleunigt werden, so lange, bis sie mit den Atomkernen stoßen und den Impuls wieder abgeben. So entsteht die starke Rotverschiebung der Elektronenstreufügel.

Um die Elektronenstreufügel zu mindern, muss also die Dichte – und damit die Stoßraten – vergrößert werden. Die Dichte hängt jedoch auch mit der Emissivität, also den Linienstärken, zusammen und kann nicht unabhängig von den Elektronenstreufügel bestimmt werden. Eine Möglichkeit, die Stoßraten zu vergrößern ohne die Emissivität zu verändern, ist den Dichtekontrast D einzuführen. So wird die lokale Dichte größer (Stoßraten), die großräumige jedoch nicht verändert (Emissivität).

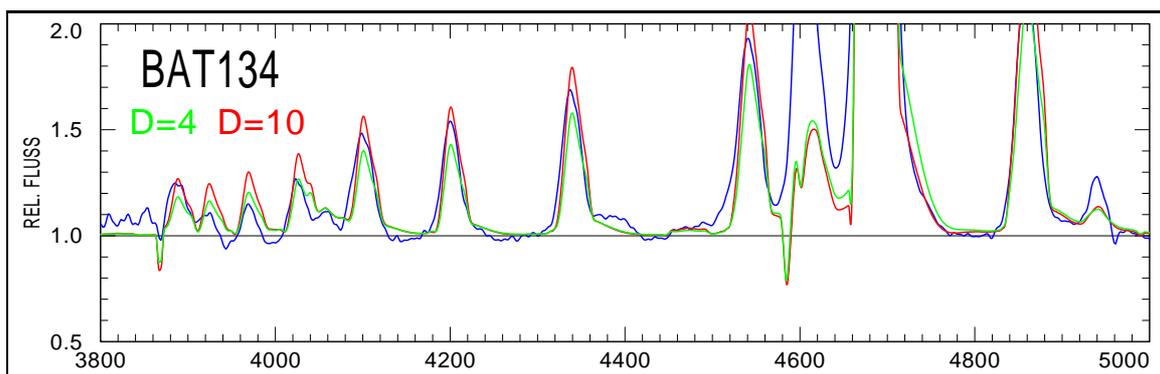


Abbildung 4.9: BAT99 134 (blau) und Modell 14-18 mit $D = 4$ (grün) und $D = 10$ (rot).

⁶Abbildung aus Lamers & Cassinelli (1999).

Ich habe für einen Stern, BAT99 134, das angepasste Modell 14-18 (Modellnummern nach Abbildung 4.10) mit zwei verschiedenen Werten für D gerechnet (siehe Abbildung 4.9).

Es zeigt sich, dass $D = 10$ die Elektronenstreufügel der zentralen He II-Linie bei 4686\AA besser wiedergibt. Für die anderen Linien ist der Unterschied kaum merklich. Ich habe mich also entschieden, für das Gitter der Modelle mit LMC-Häufigkeiten $D = 10$ zu setzen.

Abbildung 4.9 zeigt, dass sich nicht nur die Elektronenstreufügel verändert haben, sondern auch die Linienstärken selbst, obwohl nur der Dichtekontrast variiert wurde. Das bedeutet, dass das Konzept des transformierten Radius als Maß für die Emissivität nicht völlig aufgegangen ist (Gleichung 4.2). Mit D wächst auch die Linienstärke, dieselben Beobachtungsdaten müssen also tendenziell mit geringerem R_t wiedergegeben werden.

Gleichung 4.2 besagt, dass für bestimmte Beobachtungsspektren, für die die Linienstärken bekannt und Endgeschwindigkeiten v_∞ ermittelt sind, $\dot{M}\sqrt{D} = \text{const}$ gilt. Je größer also D angenommen wird, desto geringer ist der ermittelte Massenverlust. Wenn mit Modellen mit größerem D jedoch auch ein geringerer R_t angenommen werden muss, wird dieser Effekt zum Teil wieder aufgehoben. Leider kann ich aus meiner einen Modellrechnung keine quantitative Abschätzung dieses Effekts ableiten.

Ich berechne zwei Modellgitter mit Wasserstoffhäufigkeiten von 20% (WNL-Gitter) und 0% (WNE-Gitter) analog zu Hamann & Gräfener (2004) bei LMC-Elementhäufigkeiten, mit im Infraroten erweiterten Atomdaten, einem Dichtekontrast von $D = 10$ und dem üblichen β -law mit $\beta = 1$. Den benötigten Gitterbereich ermittle ich mit den gegebenen Gittermodellen mit galaktischen Häufigkeiten durch Vergleich mit den LMC-Beobachtungsdaten.

Die berechneten Modelle sind in Abbildung 4.10 im R_t - T_* -Raum dargestellt. In Grün sind WNE- in Rot WNL-Modelle eingezeichnet.

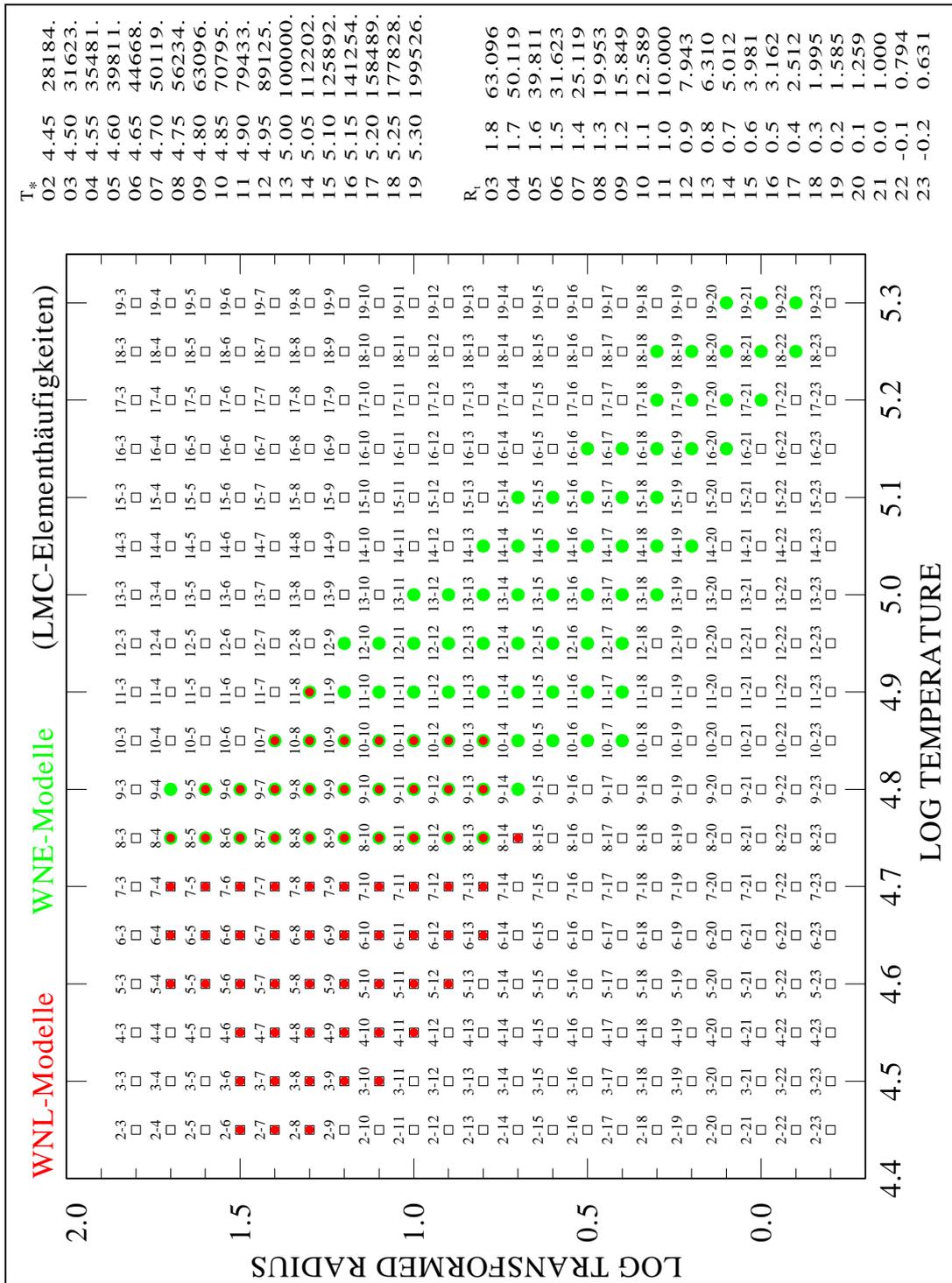


Abbildung 4.10: Gitter der LMC-Modelle

5 Daten

5.1 Überblick

Mir liegen für 107 von 108 katalogisierten WN-Sternen der LMC optische Spektren vor, außerdem für einen nicht im Katalog von Breysacher et al. (1999, von nun an BAT99) aufgeführten. Für die meisten gibt es zusätzlich ein Spektrum im Nahen UV. Alle Quellen meiner Daten liste ich in Tabelle 5.1. Eine Auflistung der für die einzelnen Sterne vorliegenden Daten ist Tabelle 5.2. Ich habe die Möglichkeit, eine homogene Analyse einer fast vollständigen Population von WN-Sternen (siehe dazu auch Abschnitt 6) bei bekannter, gleicher Entfernung durchzuführen.

Tabelle 5.1: Verfügbare Spektren für WN-Sterne in der LMC

Nr.	Instrument	Beobachter	Datum	$\lambda/\text{\AA}$	Fluss	Archiv	Anzahl WN
optisch							
1	diverse	C. Foellmi (Autor)	2002	3700-6800	norm.	privat	62
2	HST-STIS	P. Massey	2002	6300-6800	abs.	MAST	3
3	HST-STIS	P. Massey	1998	4300-4600 6300-6800	abs.	MAST	1
4	HST-FOS	N. Walborn	1997	3000-5000	abs.	MAST	1
5	HST-FOS	S. Heap	1996	3000-7000	abs.	MAST	5
6	HST-FOS	P. Massey	1996	3000-5000	abs.	MAST	6
7	HST-FOS	N. Walborn	1996	3000-5000	abs.	MAST	1
8	AAT-RGO	P. Crowther	1991-94	3670-6000	norm.	AAT	28
9	ESO-EFOSC	U. Wessolowski	1989	3770-9055	norm.	privat	16
10	CTIO	A.V. Torres-Dodgen	1981-85	3400-7300	abs.	VizieR	53
11	diverse	O. Schnurr (Autor)	2001-03	4000-5500	norm.	privat	42
UV							
12	IUE	-	-	1150-3200	abs.	INES	65
13	HST-STIS	J. Lauroesch	2002	1100-1700	abs.	MAST	1
2	HST-STIS	P. Massey	2002	1100-1700	abs.	MAST	3
5	HST-GHRS	S. Heap	1996	1100-1800	abs.	MAST	5
14	HST-FOS	C. Leitherer	1993&95	1100-2300	abs.	MAST	7
15	HST-GHRS	K. Roth	1995	2020-2034 2055-2065	abs.	MAST	2
16	HST-GHRS	D. Ebbets	1994	1200-1750	abs.	MAST	2
17	HST-FOS	C. Leitherer	1993	1100-2300	abs.	MAST	2

5.2 Optische und Nah-UV Spektren

Eine wichtige Grundlage für diese Diplomarbeit waren die optischen Spektren von WNE-Sternen, die wir von Cedric Foellmi als Nebenprodukt seiner Untersuchungen zur Variabilität der radialen

Geschwindigkeiten bekommen haben. Er machte seine Aufnahmen mit verschiedenen erdgebundenen Großteleskopen auf der Südhalbkugel (siehe Foellmi et al. 2003, und Kapitel 8). Für seine Studien wertete er die Lage der Linien aus und benutzte die Linienstärken nur, um die Unterklassen der Sterne neu zu bestimmen. Eine Interpretation der Spektren durch einen Vergleich mit theoretischen Modellen wird in dieser Diplomarbeit zum ersten Mal durchgeführt. C. Foellmi beobachtete in 2002 61 WNE-Sterne. Die Spektren, die wir von ihm bekamen, sind über mehrere Beobachtungen gemittelt sowie bereits normiert und wellenlängenkalibriert. Kurz vor Fertigstellung dieser Arbeit bekam ich zusätzlich die Beobachtungsdaten aus der komplementären Studie von Olivier Schnurr zu WNL-Sternen (siehe Schnurr et al. 2008). Diese sind ebenfalls gemittelt, wellenlängenkalibriert und normiert.

Aus meiner Arbeitsgruppe lagen noch optische Spektren aus Beobachtungen in 1989 mit dem EFOOSC (ESO Faint Object Spectrograph and Camera (v.2)) vor. Weitere Spektren vom CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory) fand ich in einem Katalog von Torres-Dodgen & Massey (1999). Diese Spektren wurden 1981-1985 aufgenommen und sind verrauschter als die oben genannten von Schnurr und Foellmi, sie sind jedoch flusskalibriert und dienen mir vor allem zur präzisen Ermittlung der Leuchtkraft und der Rötung. Nur in wenigen Fällen waren sie die einzigen vorhandenen optischen Spektren. Letztere Daten sind im Internet beim VizieR-Service¹ frei zugänglich.

Zu den meisten meiner Untersuchungsobjekte lagen INES (IUE Newly Extracted Spectra) UV Spektren des IUE (International Ultraviolet Explorer) -Satelliten vor. Während der Archiv-Server in Straßburg², den ich zunächst für meine Recherche benutzte, im Laufe des Jahres nicht mehr zugänglich war, konnte ich später auf einem in Italien verorteten Server³ weiterarbeiten. Die wesentlichen Lücken im INES-Datenbestand betrafen Sterne in sehr dichten Gegenden, das heißt vor allem im Tarantelnebel 30Dor.

Ich habe eine komplette Daten-Recherche im MAST-Archiv⁴ durchgeführt. Dazu habe ich zu allen bekannten WN-Sternen in der LMC nach Spektren im optischen und im Nahen UV gesucht und bin neben einigen wenigen IUE-Spektren, die im oben genannten Archiv nicht aufgetaucht sind, vor allem auf Spektren des HST (Hubble Space Telescope) gestoßen. Diese Daten füllten die Datenlücke für die in sehr dichten Gegenden liegenden Sterne.

Bei meiner Recherche habe ich zunächst den Namen des Sterns in der BAT99-Nomenklatur in der MAST-Suchmaske eingegeben und habe dann die den Sternkoordinaten am nächsten liegenden Aufnahmen mit WN-Charakteristika verwendet, bis mir auffiel, dass diese Methode viele Fehler produzierte. Gerade für die dicht besiedelten Gegenden stimmt die Position des Sterns, wie MAST sie mithilfe der SIMBAD-Datenbank⁵ auflöst, fast nie überein mit der HST-Position des Sterns, wie der zuständige Beobachter sie den Spektren zuschreibt. Oft liegen zwischen den beiden Positionen mehrere andere Sterne. Ich habe mich dann dazu entschieden, nicht SIMBAD sondern den Beobachtern vollständig zu trauen. Für jedes Spektrum ist verzeichnet, von welchem Objekt es aufgenommen wurde, jedoch oft in einer eigenen Nomenklatur. Zur Entschlüsselung der Nomenklaturen waren die Veröffentlichungen der Beobachter nötig, vor allem von de Koter et al. (1997), Massey & Hunter (1998) und Walborn et al. (1999).

Bei dieser Suche in der MAST-Datenbank habe ich Spektren mit den für WN-Sterne charakteristischen breiten Emissionslinien gefunden, die jedoch nicht zu Sternen gehören, die im

¹ siehe <http://webviz.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>

² siehe <http://ines.ts.astro.it/cgi-ines/IUEdbsMY>

³ siehe <http://godot.u-strasbg.fr/cgi-ines/IUEdbsMY>

⁴ siehe <http://archive.stsci.edu/>

⁵ siehe <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

BAT99-Katalog verzeichnet sind. Diese Sterne diskutiere ich im Abschnitt 6.

Mit Ausnahme des AAO (Anglo-Australian Observatory) habe ich keine Archive von erdgebundenen Teleskopen durchsucht. Vor allem in der ESO-Datenbank⁶ vermute ich noch viele Beobachtungen. Die Daten sind jedoch nicht unmittelbar zugänglich wie bei MAST oder der IUE-Datenbank. Da meine Möglichkeiten vor allem zeitlich begrenzt sind und da ich inzwischen optische Spektren von fast allen Sternen habe, habe ich diese Suche nicht weiter verfolgt.

Ich habe leider die Auflösungen der verschiedenen Spektrographen und Messmethoden nicht berücksichtigt. Auflösung der Beobachtungs- und der Modellspektren müssen übereinstimmen, damit die Linienbreite richtig abgeschätzt werden kann.

Ich habe standardmäßig alle Spektren – beobachtet wie synthetisch erstellt – mit einem Kastenprofil der Breite $\pm 3\text{\AA}$ gefaltet, also geglättet, nur die Modellspektren für den IUE-LONG-Bereich habe ich mit einer Kastenbreite von $\pm 6\text{\AA}$ geglättet. Die Beobachtungsspektren des IUE-Satelliten habe ich, wie dann auch alle HST-UV-Spektren, statt der Kastenfunktion mit einer Gaußfunktion der Halbwertsbreite von 8\AA (für IUE-SHORT) beziehungsweise 12\AA (IUE-LONG) gefaltet.

Dies entsprach vorherigen Praktiken und war wohl auf UV Spektren des IUE-Satelliten und optische Spektren des ESO-EFOSC abgestimmt.

5.3 AAO-Spektren

Da ich zunächst vor allem einen Mangel an Spektren von WNL-Sternen hatte, griff ich auf die Aufnahmen von Crowther am AAO zurück (siehe Crowther & Smith 1997). Diese Daten sind im Internet über das AAT Data Archive⁷ erhältlich, es sind jedoch nicht-reduzierte CCD-Aufnahmen. Ich fand Spektren zu 28 WNL-Sternen (siehe Tabelle 5.1). Bis auf bei BAT99 12 sind verwendbare Aufnahmen aus drei Wellenlängenbereichen vorhanden: etwa $3700 - 4500\text{\AA}$, $4400 - 5200\text{\AA}$ und $5200 - 6000\text{\AA}$. Eine beispielhafte Aufnahme wurde in Abbildung 1.4 gezeigt. Der helle Streifen in der Mitte zeigt den Stern BAT99 130, der mittig in dem hier senkrecht stehenden Spalt liegt. Mit einem Gitter wurde das Sternlicht in die hier waagerechte Richtung aufgespalten. Abgebildet wird der Wellenlängenbereich von ca. $5200 - 6000\text{\AA}$. Die hellen Punkte in der waagerechten Linie sind die markanten Emissionslinien des WN-Sterns. Diese Aufnahme liegt im FITS-Format vor und wurde bereits mit einem IDL-Skript transponiert, um die Dispersionsrichtung entlang der X-Achse auszurichten.

Mithilfe eines wrplot⁸-Skriptes habe ich dann alle Zeilen, die den Stern abbilden, ausgelesen und über sie die (nicht-kalibrierte!) Intensität für jede Wellenlänge gemittelt. Als annähernden Dunkelstrom habe ich die gemittelte Intensität mehrerer paralleler Zeilen subtrahiert. Auf diese Weise können auch mögliche Nebellinien vermieden werden. Eine Flatfield-Korrektur konnte ich nicht durchführen, da mir keine Flatfield-Aufnahmen zur Verfügung standen. Sie ist für meine Absichten auch nicht so wichtig, da ich das Spektrum ohnehin normiere. Ein Faktor, den das Flatfield liefert, macht für das Verhältnis der Linie zum Kontinuum (Normierung) keinen Unterschied, eine additive Konstante wie der Dunkelstrom jedoch schon.

Ich ließ mir den Atlas der Linien für die CuAr-Bogenlampe zukommen⁹, da zu jeder Messung und für jeden Wellenlängenbereich Aufnahmen des Lampenspektrums vorlagen. Ich habe

⁶siehe http://archive.eso.org/eso/eso_archive_main.html

⁷siehe <http://archive.ast.cam.ac.uk/aat/>

⁸Grafikprogramm, geschrieben von Hamann & Koesterke (2007)

⁹Der Link zu dem Dokument rgo_600_arc.ps ist http://www.ast.cam.ac.uk/AAO/local/www/cgt/docs/rgo_600_arc.ps, funktioniert jedoch leider zur Zeit nicht.

für mehrere Linien die Position in den Lampenspektren in Pixeln und die zugeordnete Wellenlänge in Korrelation gesetzt und festgestellt, dass die Dispersion in allen von mir betrachteten Aufnahmen im Rahmen der mir möglichen Genauigkeit linear ist. Entsprechend der ermittelten Dispersion habe ich die Sternspektren mit einem wrplot-Skript wellenlängenkalibriert und aneinandergefügt. Ich habe das Kontinuum nach Augenmaß ermittelt und das Spektrum durch das Kontinuum dividiert und das Spektrum so normiert.

Diesen Prozess habe ich für zehn der oben genannten Sterne durchgeführt, da ich hier keine alternativen Spektren hatte.

5.4 WNL-Stern-Spektren

Die Spektren von Schnurr bereiten geringfügige Probleme. Das Hauptproblem ist, dass Nebellinien nicht oder nur unsauber entfernt wurden (Schnurr et al. 2008), siehe dazu auch Abbildung 5.1, die ein optisches Spektrum von Schnurr (grün) im Vergleich mit einem von Torres-Dodgen & Massey (1999) (blau) zeigt. Die vermeintlichen Nebellinien wurden bei Schnurr einfach “flat-topped” abgeschnitten, was dazu führt, dass in diesem Fall zum Beispiel nicht erkannt werden kann, welche Stärke die überlagerten He und H Linien haben.

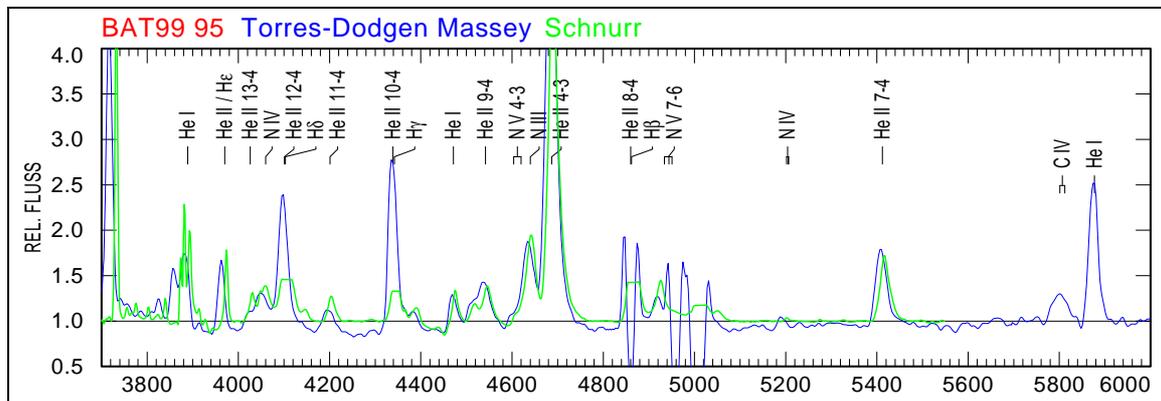


Abbildung 5.1: Spektren von BAT99 95 im Vergleich.

Im Fall von BAT99 116 wurden die Linien der verbotenen Sauerstoffübergänge so entfernt, dass kein Hinweis mehr für Nebellinien gegeben war. Es blieben jedoch He I-Linien, die dann als Hinweis für einen kühlen Stern interpretiert werden mussten. Die ebenfalls vorhandenen N V-Linien müssen als Indikator für einen heißen Stern interpretiert werden. Das beste Ergebnis für diese Kombination habe ich mit Hilfe von Adriane Liermann durch ein WN-Doppelsternszenario erreicht, siehe Abbildung 5.2.

Bei dem unbearbeiteten Spektrum von BAT99 116, das ich auf Nachfragen bekommen und in einer Gemeinschaftsarbeit mit Adriane Liermann normiert habe, sind die Nebellinien deutlich zu erkennen. Die schmalen He I und H-Linien sind dann ebenfalls als Nebellinien erkennbar, die Spektralanalyse ist nun unkompliziert (siehe Abbildung 5.3).

Ich benutze diese Daten nun nur, wo ich zuvor kein oder nur unzulängliches Datenmaterial hatte. Bei Spektren mit “flat-topped” abgeschnittenen Linien bin ich besonders sensibel für eine mögliche Verfälschung des Spektrums mit Nebellinien.

Photometriewerte aus dem Infraroten habe ich im 2MASS-Katalog (Skrutskie et al. 2006) gefunden, wie sie über Vizier ausgegeben wurden. Die Datenlücken sind die gleichen wie bei IUE: die sehr dichten Gegenden wie vor allem 30Dor. Die Flüsse werden nach derselben Gleichung 5.1 berechnet, der photometrische Nullpunkt beträgt hier jedoch 49.488, 49.921 und 50.440 jeweils für die Filter JHK (berechnet aus den Flüssen $F_{\nu(\text{iso})}$ nach Cohen et al. 2003, Tabelle 2). Die zentralen Wellenlängen werden ebenfalls in Tabelle 5.3 aufgeführt.

Tabelle 5.3: ubv-Filter nach Smith (1968) und JHK-Filter nach Cohen et al. (2003).

Name	Zentrale Wellenlänge [Å]	Durchlass im Linienzentrum ^a [%]	Bandbreite [Å]
u	3650	39	100
b	4270	60	70
v	5160	50	130
J	1.24×10^4	~ 50	0.16×10^4
H	1.66×10^4	~ 50	0.25×10^4
K	2.16×10^4	~ 50	0.26×10^4

^a Für JHK abgeschätzt an der Filterfunktion (siehe Cohen et al. 2003, Abbildung 3).

5.6 Projektvorschlag: Auswertung von FUSE-Daten

Das Maximum in der Energieverteilung der heißen WN-Sterne liegt im fernen bis zum extremen UV. Gerade dieser Wellenlängenbereich ist bisher jedoch kaum analysiert worden.

Bei meinen Datenbankrecherchen bin ich darauf gestoßen, dass von einigen WN-Sternen in der LMC FUSE (Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer) -Spektren fertig reduziert und flusskalibriert vorliegen. Eine Liste der Sterne, für die im Vizier-Katalog Spektren liegen, wird in Tabelle 5.4 gegeben. Im FUSE-Archiv¹⁰ sind in der Regel noch weitere Spektren vorhanden, die aber oft von schlechterer Qualität sind. Die Spektren von Sternen, die zum Beispiel im zentralen Sternhaufen des 30Dor-Komplexes, also in R136 liegen, sind jedoch eher nicht zu gebrauchen, da FUSE diese Sterne nicht auflösen kann.

Willis et al. (2004) erstellten bereits einen Atlas von FUSE-Spektren von WR-Sternen, in dem sie jedoch nur sechs der in Tabelle 5.4 genannten WN-Sterne aufführten. Sie bestimmten Linienverhältnisse für die verschiedenen Unterklassen und maßen die Endgeschwindigkeit des Windes für diese Sterne. Für die anderen vorhandenen Spektren ist die Analyse der P-Cygni-Profile in den FUSE-Spektren noch offen.

¹⁰siehe <http://fuse.iap.fr/interface.php>

Tabelle 5.4: Verfügbare FUSE-Spektren

BAT99 6	BAT99 42	BAT99 108
BAT99 7	BAT99 45	BAT99 109
BAT99 12	BAT99 55	BAT99 110
BAT99 15	BAT99 56	BAT99 111
BAT99 16	BAT99 59	BAT99 112
BAT99 19	BAT99 61	BAT99 113
BAT99 22	BAT99 76	BAT99 116
BAT99 27	BAT99 83	BAT99 118
BAT99 30	BAT99 100	BAT99 120
BAT99 32	BAT99 105	BAT99 130
BAT99 33	BAT99 106	BAT99 133

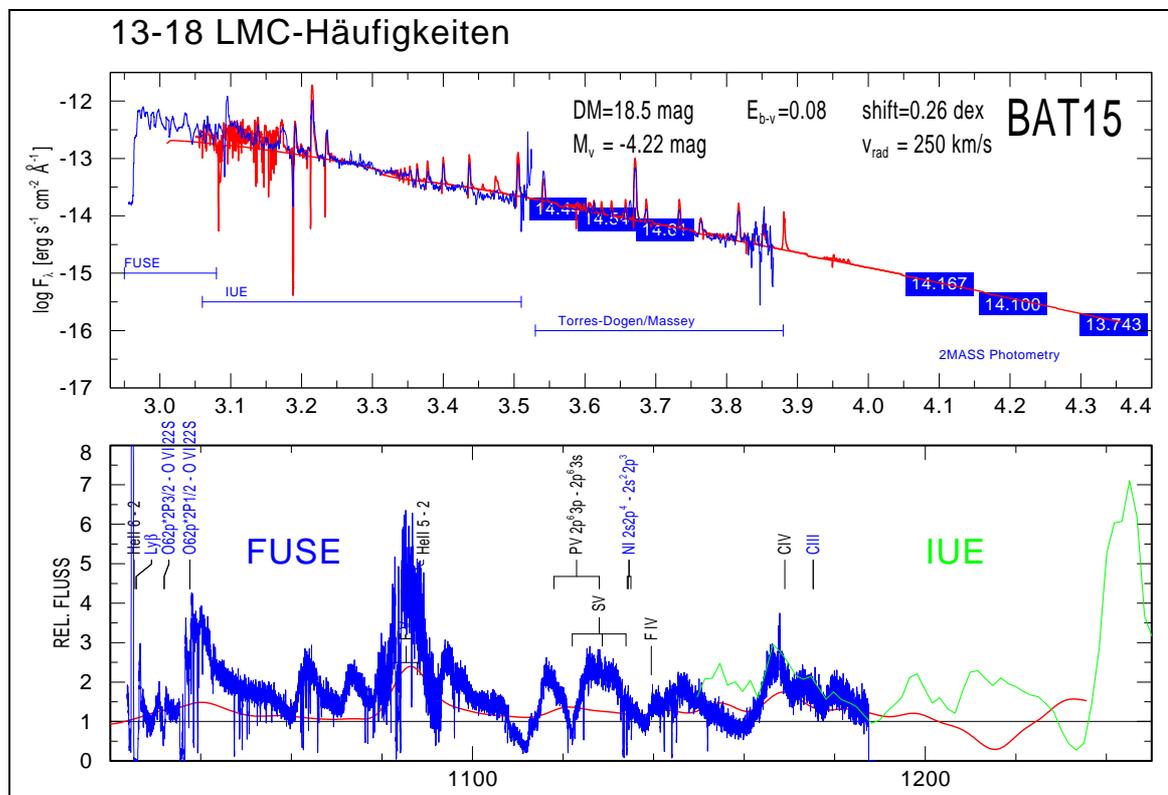


Abbildung 5.4: FUSE-Daten für BAT99 15.

Crowther (2004) weist nach, dass sich vor der Generation der Sternatmosphärenmodelle mit Line-Blanketing die aus den fernen UV und den optischen Spektren bestimmten Temperaturen deutlich unterschieden, wobei sich die aus dem fernen UV bestimmten Temperaturen im Nachhinein als zuverlässiger erwiesen haben. Während Crowther (2004) nur die Modellatmosphärenprogramme CMFGEN und Fastwind aufzählt als Codes, die das ferne UV konsistent wiedergeben können, sind auch im PoWR-Code schon Ansätze dafür vorhanden. Helge Todt analysiert bereits

FUSE-Spektren von WC-Sternen mit PoWR, ein analoges Projekt für WN-Sterne steht noch aus.

In einem ersten Ansatz habe ich ein Probe-Modell für BAT99 15 gerechnet. Dafür musste ich das Modell neu rechnen, diesmal mit Sauerstoff (O). Wie in Abschnitt 3 diskutiert, habe ich für O die gleiche Häufigkeit wie für C angenommen. Außerdem habe ich in dem letzten PoWR-Rechenschritt *formal* (siehe Abschnitt 4) auch die Linien im FUSE-Bereich berechnet. Beide Datensätze, die Atomdaten von Sauerstoff und die Linien im FUSE-Bereich, habe ich von Todt (2008) bekommen. So lassen sich mit den FUSE-Daten Häufigkeiten von Elementen ermitteln, die im Optischen und im Nahen UV keine Linien zeigen, zumindest Sauerstoff und vielleicht auch Schwefel (S). Die S v-Linie ist in Abbildung 5.4 in der Beobachtung deutlich zu sehen, das Modell wurde jedoch ohne Schwefel gerechnet und zeigt hier keine Linie.

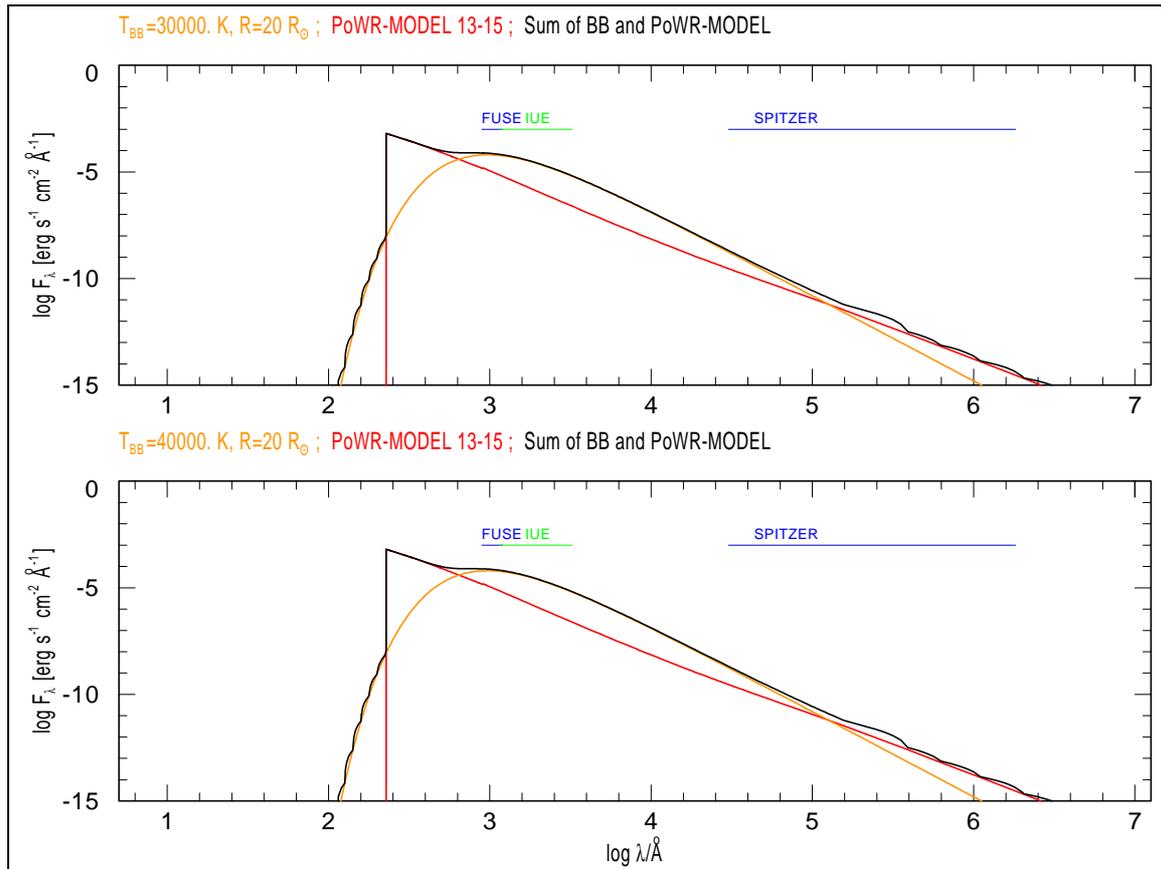


Abbildung 5.5: Kontinuum eines WN- und eines O-Sterns und ihre Summen.

In Abbildung 5.4 sind Beobachtungsdaten in Blau, Modellflüsse in Rot gezeichnet. Stellare Linien sind in Abbildung 5.4 schwarz gekennzeichnet, blau beschriftete Linien kommen aus dem Airglow der Erdatmosphäre. Die feinen, in dieser Darstellung nicht aufgelösten Linien sind Absorptionslinien aus dem interstellaren und dem intergalaktischen Medium (ISM und IGM). Entsprechend der Templates von McCandliss (2003) können auch diese Linien reproduziert werden. Aus den dafür verwendeten Ionisationsverhältnissen kann die Temperatur und anhand des Versatzes der Linien die Geschwindigkeit des ISM beziehungsweise des IGM ermittelt werden.

Da die FUSE-Spektren flusskalibriert sind, kann man sich zusammen mit flusskalibrierten

Spektren aus dem Nah-UV und dem optischen Bereich, sowie mit Photometriewerten im Infraroten einen sehr guten Überblick über den Verlauf des Kontinuums verschaffen. So lassen sich die Rötung und die Leuchtkraft sehr genau bestimmen.

Nach Hamann & Graefener (2007) ist eine präzise Kenntnis des Kontinuumsverlaufes ein möglicher Indikator für das Erkennen von Doppelsternen (siehe Abschnitt 8). In Abbildung 5.5 habe ich dargestellt, wie das Kontinuum von zwei typischen O-Sternen (hier angenähert durch das Plancksche Strahlungsgesetz) das beobachtete Kontinuum von WR+O-Doppelsternen beeinflussen könnte.

Abbildung 5.5 zeigt das Modellkontinuum eines WN-Sterns (Modell-Nummer 13-15 nach Abbildung 4.10) und zwei verschiedene Planck-Funktionen, die das Kontinuum eines O-Sterns mit 40000 K beziehungsweise 30000 K und einem Radius von $20 R_{\odot}$ wiedergeben. Aus der Abweichung ihrer Summe vom Kontinuum des WN-Sterns kann man entnehmen, dass für die Unterscheidung von Doppelsternkontinua von einfachen vor allem Daten im extremen UV und im Infrarotbereich nützlich wären. Infrarot-Spektren des SPITZER Satelliten sind für WN-Sterne in der LMC jedoch noch nicht aufgenommen oder extrahiert worden (Barniske 2008).

Tabelle 5.2: Verfügbare Spektren der einzelnen Sterne

BAT99	Brey	Spektra	BAT99	Brey	Spektra	BAT99	Brey	Spektra
001	01	1,9,10,12	051	42	1,10,12	100	75	6,11
002	02	1,12	054	44a	8,11	102	87	11,(10,12)
003	03	1,10,12	055	-	8,11,12,14,15,17	103	87	11,(10,12)
005	04	1,9,10	056	46	1,10,12	104	76	3,6,11
006	05	12	057	45	1,10,12	105	77	6,11,12
007	06	1,8,9,10,12	058	47	8,9,10,11,12	106	82	5,16
012	10a	2,8,11,12	059	48	1,9,10,12	107	86	11,12
013	-	8,11,12,14	060	49	1,10	108	82	5,16
014	11	1,12	062	51	1,10	109	82	5
015	12	1,8,9,10,12	063	52	1,8,9,10,12	110	82	5
016	13	8,9,10,11,12	064	53	1	111	82	5
017	14	1,10,12	065	55	1,8	112	82	6
018	15	1,10,12	066	54	1,10	113	-	6,11
019	16	1,8,10,12	067	56	1,9,10,12	114	-	6,11
021	17	1	068	58	2,10,11,12	116	84	11
022	18	8,10,11,12	071	60	1,10,12	117	88	1,10,12
023	-	1,8	072	61	1	118	89	10,11,12,13
024	19	1,10,12	073	63	1	119	90	8,11,10,12
025	19a	1	074	63a	1	120	91	8,11,12,14
026	20	1,10,12	075	59	1,12	122	92	1,8,10,12
027	21	1,10,12	076	64	8,9,10,11,12,14	124	93a	1
029	23	1,10,12	077	65	10,11,12	126	95	1
030	24	8,9,10,11,12	078	65b	1,4	128	96	1,10
031	25	1,10,12	079	57	8,11,10,12	129	97	1
032	26	8,9,10,11,12	080	65c	11	130	-	8,11,12
033	-	8,11,12,14,15	081	65a	1,12	131	98	1,12
035	27	1,9,10,12	082	66	1,10,12	132	99	1,10,12
036	29	1,8,9,10,12	083	-	11,12,17	133	-	8,11,12,14
037	30	1,10	086	69	1,10	134	100	1,10,12
040	33	1,8,10	088	70a	1			
041	35	1,10,12	089	71	8,11,12			
042	34	1,10,12	091	73	1,7,11			
043	37	1,9,10,12	092	72	10,11,12			
044	36	8,11,12	093	74a	11,12			
045	-	8,11,12,14	094	85	1,9,10			
046	38	1,10,12	095	80	8,10,11,12			
047	39	1	096	81	11			
048	40	1,9,10,12	097	-	11			
049	40a	1,12	098	79	11			
050	41	1	099	78	2,6,11			

Die Nummern der Spektren sind entsprechend Tabelle 5.1.

6 Neue WN-Sterne in der LMC

Der zur Zeit namensgebende Katalog BAT99 führt in der LMC 109 WN-Sterne. Massey et al. (2001) schreiben, dass sie einen neuen WNE-Stern gefunden haben, dies kann von Foellmi et al. (2003) bei ihren Beobachtungen jedoch nicht reproduziert werden und ist für mich nicht nachprüfbar. Ein Stern, BAT99 83, wurde dagegen inzwischen als LBV klassifiziert (siehe Schnurr et al. 2008) und sollte nicht mehr zu den WN-Sternen gezählt werden.

Bei meinen Datenrecherchen in den MAST-Archiven (siehe Abschnitt 5) bin ich zufällig auf weitere Sterne gestoßen, die starke Emissionslinien zeigen, jedoch nicht zu Sternen gehören, die im BAT99-Katalog verzeichnet sind.

Eine Liste dieser Sterne mit Emissionslinien findet sich Tabelle 6.1 zusammen mit ihren früheren Klassifikationen. Bedingt durch die Suchmethode, unter den vielen Spektren, die die Suchmaschine des MAST-Kataloges ausgibt, die Spektren von bekannten WN-Sternen zu finden, liegen diese “zufällig” gefundenen Sterne vor allem im 30Dor Komplex im zentralen Sternhaufen R136.

Tabelle 6.1: Klassifikation der Sterne mit Emissionslinien

Name	Spektraltyp	Literatur	WN-Stern?
(HSH95) 7	O3 If*/WN6-A	Massey & Hunter (1998)	+
(HSH95) 11	O4 If+	Massey & Hunter (1998)	?
(HSH95) 36	O3 If*	Massey & Hunter (1998)	?
(HGM93) 5b	-	Walborn et al. (1999)	+
(P93) 409	O3-6 V	Walborn & Blades (1997)	-
(P9)3 644	-	Rubio et al. (1998)	-
(P93) 1429	O3-6 V	Walborn & Blades (1997)	-

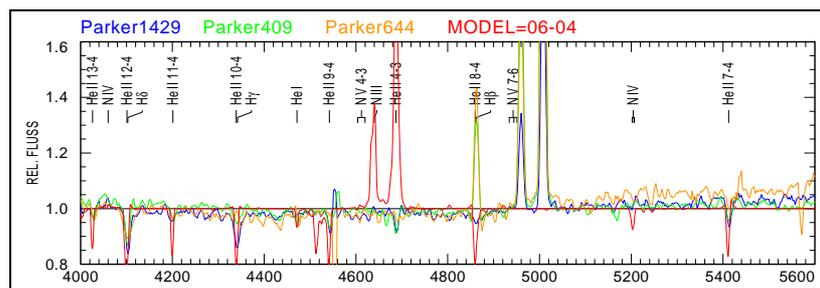


Abbildung 6.1: Optische Spektren von [P93] 1429, [P93] 409 und [P93] 644.

Abbildung 6.1 zeigt drei Fälle von Sternen mit breiten Emissionslinien. Diese scheinen wie stark im Spektrum verrutschte He II- und N III-Linien (siehe Modell 06-04, in Rot eingezeichnet). Es handelt sich jedoch um die Linien der verbotenen Sauerstoffübergänge (die stärkste Linie liegt

bei 5009\AA), die typisch sind für Nebemission (siehe dazu auch Abschnitt 5). Die Absorptionslinien und die leichte $H\beta$ -Emission liegen ebenso wie die Nebellinien an den erwarteten Positionen im Spektrum. Bei diesen Sternen [P93] 409, [P93] 644 und [P93] 1429 handelt es sich nicht um Wolf-Rayet Sterne.

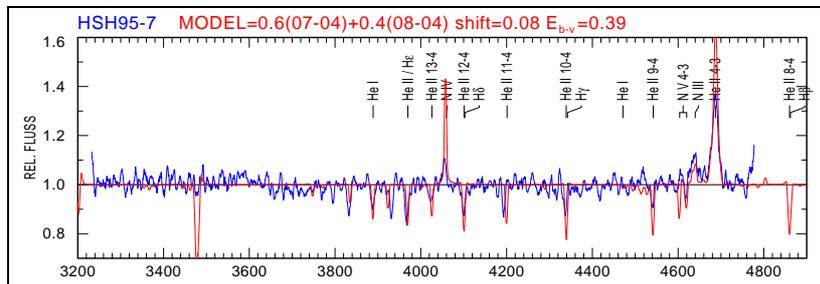


Abbildung 6.2: Optisches Spektrum von [HSH95] 7.

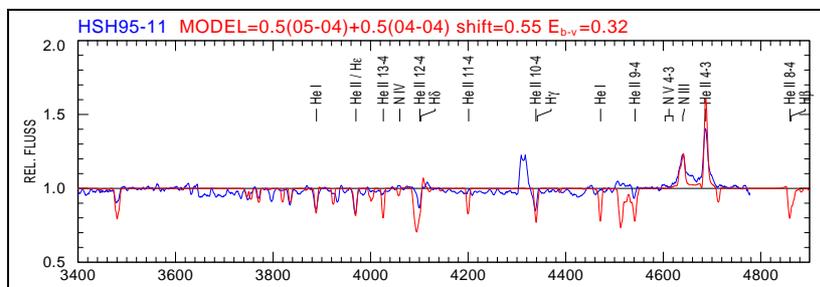


Abbildung 6.3: Optisches Spektrum von [HSH95] 11.

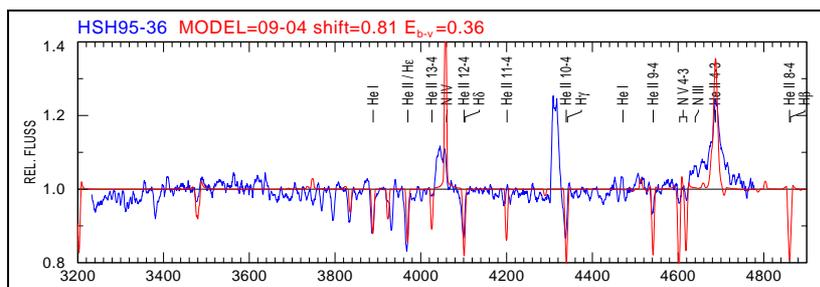


Abbildung 6.4: Optisches Spektrum von [HSH95] 36.

[HSH95] 7, [HSH95] 11 und [HSH95] 36 wurden bereits von Massey & Hunter (1998) klassifiziert, [HSH95] 7 sogar als O3 If*/WN6-A. Dieser Stern muss bei der Erstellung des ein Jahr später entstandenen Katalogs BAT99 übergangen worden sein. Aber auch [HSH95] 11 und [HSH95] 36 scheinen mit PoWR-Modellen mit normalen WN-Parametern reproduzierbar zu sein, wobei

die Helium-Absorptionslinien in der Beobachtung zugegebenermaßen wesentlich schwächer sind als in den Modellen.

[HGM93] 5b ist ein komplizierterer Fall. Er wurde im Katalog von Walborn et al. (1999) bei seiner Klassifikation einfach übergangen. Ein Vergleich der Spektren mit BAT99 78 – identisch mit [HGM93] 5a – zeigt, dass sich die Spektren bis auf einen Skalierungsfaktor von 3 sehr ähnlich sind, aber nicht ganz (Abbildung 6.5)!

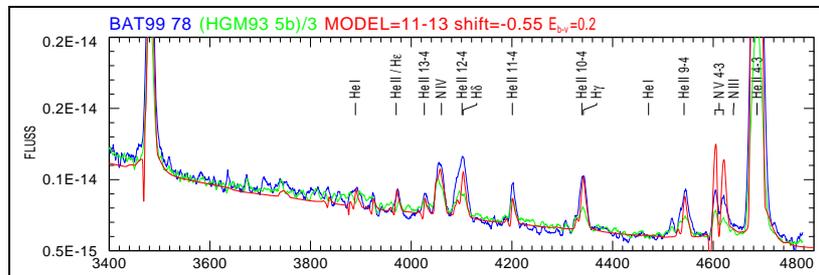


Abbildung 6.5: [HGM93] 5b, BAT99 78 von Walborn et al. (1999) und passendes Modell.

Ein Abgleich mit der Aufnahme von Foellmi et al. (2003) bringt keine Klärung der Frage: Er hat für BAT99 78 ein völlig anderes Spektrum aufgenommen (siehe Abbildung 6.6). Es handelt sich hier möglicherweise um drei verschiedene Sterne BAT99 78 a,b und c. Die Spektralanalyse bezieht sich im Folgenden auf das Spektrum von Foellmi et al. (2003).

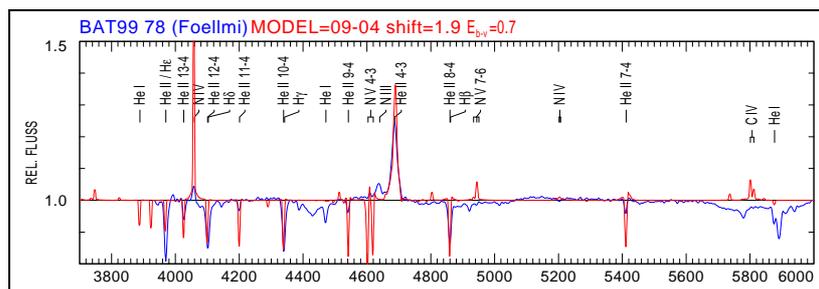


Abbildung 6.6: BAT99 78 Foellmi et al. (2003) und passendes Modell.

Zusammenfassend ist [HSH95] 7 in jedem Fall ein WN-Stern, der berücksichtigt werden sollte, [HSH95] 11 und [HSH95] 36 müssten noch einmal gewissenhaft neu klassifiziert werden. Zu der Umgebung von BAT99 78 gehören mindestens zwei, wahrscheinlich jedoch drei WN-Sterne. Hier müssten die Positionen noch einmal genau geklärt werden, vielleicht mit Hilfe von Foellmi.

Nach Schnurr (2008) ist zur Zeit eine Erhebung der O-Sterne im 30Dor-Komplex in Arbeit. Hier werden mehrere Sterne vom Übergangstyp Of/WN berücksichtigt, die bei der Erstellung des Katalogs BAT99 schon bekannt waren, jedoch im Gegensatz zu anderen dieser Übergangstypen nicht aufgenommen wurden. Die Untersuchungsgruppe dieser Arbeit ist demnach in Hinsicht auf diese Übergangstypen offensichtlich systematisch unvollständig.

7 Ergebnisse der Spektralanalyse

7.1 Technik der Spektralanalyse

Ich habe für alle Sterne ein wrplot-Skript erstellt, in dem ich alle für den jeweiligen Stern vorhandenen Datensätze, die Spektren und die Photometriewerte, eingelesen und geplottet habe. In den meisten Fällen waren die optischen Spektren normalisiert, also bin ich bei der folgenden Analyse von diesen Spektren ausgegangen.¹

Ich habe zunächst überprüft, ob der Stern einem wasserstoffhaltigen WNL-Modell oder einem wasserstofffreien WNE-Modell entspricht. Der wichtigste Indikator dafür ist, ob die überlagerten H-He-Linien (Blends) der Pickering-Serie des He II und der Balmer Serie des Wasserstoffs stärker sind als die einfachen He-Linien. In diesem Fall trägt Wasserstoff in den Sternatmosphären zu den Emissionslinien bei, so dass ich das WNL-Gitter gewählt habe, ansonsten habe ich das WNE-Gitter verwendet. Das Wechseln zwischen den Gittern während der Spektralanalyse mit festgehaltenem R_t hat sehr gut funktioniert, das heißt, die Linienstärken sind trotz der verschiedenen Endgeschwindigkeiten weitestgehend erhalten geblieben. Dies spricht für eine sinnvolle Integration der Endgeschwindigkeit in die Definition des transformierten Radius (siehe Gleichung 4.2). Innerhalb des Gitters habe ich zunächst ein Modell gewählt, das nach Abbildung 7.1 etwa dem Spektraltyp entspricht.

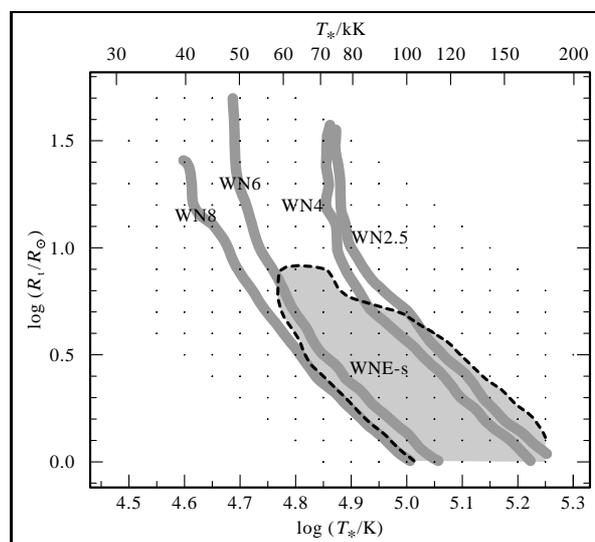
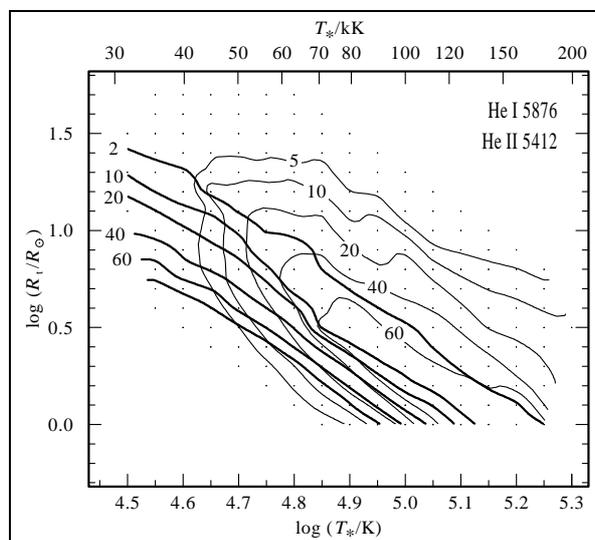


Abbildung 7.1: Verteilung der Spektraltypen im Modellgitter

In dieser Gitterumgebung habe ich dann ein Modell gesucht, das die Äquivalentbreite der He I-

¹Wo die optischen Spektren absolut kalibriert waren, habe ich die Linienstärken und die spektrale Energieverteilung (siehe unten) in den Modellen iterativ angepasst.

Linie bei 5876\AA oder der He II-Linie bei 5412\AA wiedergibt, da Helium in den PoWR-Modellen am besten ausgebaut wurde (Gräfener 2007). War das erfolgreich, konnte ich entlang der gleichen Höhenlinie dieser Äquivalentbreite in Abbildung 7.1 die Modellnummern so variieren, bis auch die zweite Linie gepasst hat.



In der Regel gibt es nur eine Modellumgebung, die beide Linien wiedergeben kann. Dann ist es relativ leicht, innerhalb eines kleinen Gitterbereiches anhand von anderen Spektralbereichen und -linien das am besten passende Modell zu finden.

Schwieriger war es, wenn die He I-Linie nicht vorhanden war oder durch eine sich im selben Spektralbereich befindliche interstellare Absorptionslinie verfälscht wurde. Dann musste ich große Gitterbereiche absuchen, um das beste Modell zu finden, und hatte wenig Systematik und keine gute Handhabe zur Überprüfung meines Ergebnisses.

Grob gilt, dass sich die Temperatur vor allem auf die Linienverhältnisse auswirkt (also He I zu He II, N IV zu N V etc.), während der transformierte Radius vor allem die Linienstärke aller Linien bestimmt. Dies stimmt jedoch nur bedingt und innerhalb eines kleinen Gitterbereiches.

Erst später habe ich gelernt, zwei benachbarte Modelle, die beide in etwa passen, mit wrplot zu interpolieren. Diese Methode habe ich jedoch für die Ergebnisse in dieser Arbeit noch nicht angewandt.

Wenn ich ein passendes Modell für das normalisierte Spektrum gefunden hatte, habe ich die spektrale Energieverteilung (Spectral Energy Distribution, SED) angepasst. Dazu habe ich alle absolut kalibrierten Spektren und die Photometriewerte geplottet und den Modellfluss angepasst.

Zunächst muss die Strahlungsverdünnung durch die Entfernung beachtet werden. Die scheinbare Helligkeit im Visuellen m_V entspricht der absoluten Helligkeit M_V eines Sterns in einer Entfernung von 10 pc. Die scheinbare Helligkeit kann dann zunächst unter Vernachlässigung der Rötung in die absolute bei der tatsächlichen Entfernung umgerechnet werden durch Subtraktion des Distanzmoduls DM :

$$M_V = m_V - DM \quad (7.1)$$

Das Distanzmodul ist ein Maß für die Entfernung. Die Entfernung der LMC beträgt etwa $DM = 18.5$ (siehe Madore & Freedman 1998 und Diskussion der verschiedenen Entfernungs-

messmethoden in Van Den Bergh 2000). Die Modellspektren werden also um die Strahlungsverdünnung bei einer Entfernung von DM korrigiert. Die Modelle wurden für eine Leuchtkraft von 5.3 gerechnet (siehe Abschnitt 4). Die Leuchtkraft des beobachteten Sterns wird dann ermittelt durch Anpassen des Parameters *shift*, der auf den logarithmierten Strahlungsfluss des Sterns addiert wird.

Das Gas im Interstellaren Medium (ISM) und im Intergalaktischen Medium (IGM) erzeugt Absorptionslinien im Spektrum, von denen die meisten so fein sind, dass sie nur in den FUSE-Spektren aufgelöst werden (siehe Abschnitt 5). Es gibt dort jedoch auch Staub von der Größenordnung der Wellenlängen von UV- und blauem optischen Licht, der besonders diese Wellenlängen streut. Dieser Effekt wird als Rötung bezeichnet. Dabei wird bei 2175 \AA ein Absorptionsmerkmal erzeugt, das nur mit empirischen Gesetzen reproduziert werden kann.

Die Rötung wird aufgeteilt in einen galaktischen Vordergrundsanteil und einen Anteil, der innerhalb der LMC entsteht. Die Vordergrundsrotung wird genähert als $E_{B-V} = 0.03 \text{ mag}$ nach dem Rötungsgesetz von Seaton (1979). Das Rötungsgesetz für die LMC wurde übernommen von Howarth (1983). Der Rötungsparameter E_{B-V} kann umgerechnet werden in das Filtersystem von Smith (1968) nach $E_{B-V} = 1.21 \cdot E_{b-v}$. Der Parameter E_{b-v} des LMC-Anteils wird dann variiert bis das Modellspektrum die SED der Beobachtung wiedergeben kann.

7.2 Fehlerabschätzung

Bei Sternen, für die mir sowohl im UV wie auch im optischen Bereich flusskalibrierte Spektren vorliegen, kann ich den *shift*-Parameter und die Rötung für ein gegebenes Modell bis auf einen Wert von 0.01 genau bestimmen. Eine Unsicherheit von \pm einem Gitterschritt in der Modelltemperatur entspricht einer Unsicherheit von $\Delta \log L/L_{\odot} \approx \pm 0.03$. Wo keine flusskalibrierten optischen Spektren vorliegen, jedoch UV-Spektren und Infrarot-Photometrie, kann ich die Rötung bis auf $\Delta E_{b-v} \approx 0.03$ genau bestimmen, das entspricht einer Unsicherheit in der Leuchtkraft von $\Delta \log L/L_{\odot} \approx \pm 0.1$. In einem Fall hatte ich jedoch zum Beispiel nur einen einzigen Photometriewert und kein flusskalibrierte Spektren: BAT99 116. In diesem Fall sind Rötung und Leuchtkraft freie Parameter. Hier habe ich die Rötung der nächstliegenden Sterne angenommen und die Leuchtkraft ermittelt, beide haben jetzt Unsicherheiten von $\approx \pm 0.1$ für ein gegebenes Modell.

In der Regel liegt die größte Unsicherheit in der Bestimmung der richtigen Modelltemperatur. Eine Fehlerspanne von \pm einem Gitterschritt ist eine Idealannahme. Ich habe die Beobachtungsdaten nach bestem Wissen mit den Modellen wiedergegeben, kann mich jedoch in vielen Einzelfällen sehr im Gitterbereich irren. Ich hoffe, dass ich die Spektren nicht systematisch fehlinterpretiere und Unstimmigkeiten systematisch falsch gewichte, insgesamt also einen statistisch gestreuten Fehler und keinen systematischen Trend erzeugt habe. Ein möglicher systematischer Fehler könnte die besonders wasserstoffreichen Sterne betreffen. Wie mir am Beispiel von BAT99 80 aufgefallen ist, überschätze ich in solchen Fällen vielleicht die He-Linienstärken. So ist BAT99 80 wahrscheinlich kühler und weniger leuchtkräftig als die ermittelten Parameter besagen.

Insofern sind die folgenden statistischen Auswertungen der Sterne wahrscheinlich zuverlässig, während alle folgenden Erwähnungen von Modellparametern von Einzelsternen mit Vorsicht zu beurteilen sind. Zudem wäre eigentlich eine Diskussion der Einzelsternspektren inklusive umfassender Literaturrecherche notwendig, um die Beobachtungen möglichst gut interpretieren zu können.

7.3 Sternparameter

Die Spektralanalyse liefert mir einige Sternparameter unmittelbar: die Sterntemperatur T_* und der transformierte Radius R_t entsprechen den Modellnummern nach Abbildung 4.10. Die Werte können aus der Tabelle am Modellgitter in Abbildung 4.10 abgelesen werden. Die Endgeschwindigkeit beträgt in der Regel $v_\infty = 1000 \text{ km s}^{-1}$ für Sterne, die Wasserstofflinien zeigen, und $v_\infty = 1600 \text{ km s}^{-1}$ für Sterne ohne Wasserstoff. In einigen Fällen zeigten Sterne jedoch Wasserstoff, trotzdem passten die Linienprofile der WNE-Modelle mit $v_\infty = 1600 \text{ km s}^{-1}$ besser; hier habe ich den letzteren Wert verwendet. Die Leuchtkraft wurde in der Modellrechnung auf $\log L/L_\odot = 5.3$ gesetzt und wird nun durch Addition des *shift*-Parameters korrigiert. Schließlich habe ich durch Anpassen die Rötung E_{b-v} bestimmt. Aus den genannten Sternparametern kann ich die weiteren ableiten. Dazu habe ich ein *wrplot*-Skript geschrieben, das die oben genannten Sternparameter einliest und die fehlenden berechnet. Das Skript heißt *wnpar.plot*.

Zur Berechnung des Sternradius verwende ich die Gleichung 4.1. Das Dividieren durch denselben Zusammenhang für die Sonne kürzt alle Konstanten aus der Gleichung und liefert schließlich eine Gleichung für den Radius:

$$\frac{L_*}{L_\odot} = \left(\frac{R_*}{R_\odot}\right)^2 \left(\frac{T_*}{T_\odot}\right)^4 \quad (7.2)$$

Mit dem Radius kann ich dann aus der Definition des transformierten Radius (Gleichung 4.2) die Massenverlustrate berechnen. Dabei setze ich $D = 10$. Die Masse des Sterns folgt aus der empirischen Masse-Leuchtkraft-Relation für homologe Helium-Sterne (nach Langer 1989):

$$\log \frac{M_{\text{WNE}}}{M_\odot} = -0.158206 - 0.053868 \log \frac{L_{\text{WNE}}}{L_\odot} + 0.055467 \left(\log \frac{L_{\text{WNE}}}{L_\odot}\right)^2 \quad (7.3)$$

Die Leuchtkraft der Sterne mit einem Wasserstoffanteil kann einen Leuchtkraft-Beitrag aus dem Wasserstoffschalenbrennen haben, in diesen Fällen wird die Masse überschätzt (siehe Hamann & Koesterke 2000). Die errechneten Parameter habe ich in Tabelle 7.4 eingetragen. Die aktuellen Katalognummern BAT99 stehen in der ersten Spalte. In der zweiten Spalte sind die alten Katalognummern von Breysacher (1981) als Referenz aufgeführt. Die Spektraltypen in Spalte (3) habe ich aus den komplementären Studien von Foellmi et al. (2003) und Schnurr et al. (2008) übernommen. Dabei habe ich die Spektraltypen gegebenenfalls ergänzt um ein “h”, wenn die Sterne nach meinen Beobachtungen Wasserstoff zeigen, um ein “/WC”, wenn sie einen erhöhten Kohlenstoffanteil zeigen (siehe unten) und um ein “rl”, wenn sie runde Linienprofile aufweisen (siehe Abschnitt 10). Ich habe die wasserstoffhaltigen Sterne nicht unterschieden nach “ha” (H in Absorption und Emission), “h” und “(h)”. Eine Klassifikation nach Hamann et al. (1995) entsprechend der Linienstärke in die Untergruppen w für weak (schwach, Äquivalentbreite der He II-Linie bei 5412 \AA unterschreitet 37 \AA) und s für strong (stark, größere Äquivalentbreite) steht noch aus. In Spalte (4) steht der Doppelsternstatus nach Abschnitt 8 und ein “X”, wenn die Sterne Röntgenemission von kollidierenden Winden nach Abschnitt 9 zeigen. Die oben ermittelten Sternparameter werden nacheinander aufgelistet. In früheren Studien ermittelte Temperaturen werden zum Vergleich aufgeführt: sie werden unten noch einmal diskutiert. Spalte (14) enthält die performance number η , eine Effizienz Zahl, die berechnet wird aus dem Verhältnis der mechanischen Windimpulsrate $\dot{M} v_\infty$ zu der Photonenimpulsrate L/c . Bei O-Sternen beträgt dieses Verhältnis ≈ 1 (siehe Hillier 1996). Das bedeutet, dass jedes Photon statistisch recht genau einmal an einem Gasteilchen gestreut wird. Im Fall der Wolf-Rayet-Sterne streut dieser Wert breit.

Markant sind zum Beispiel die leuchtkräftigen Of/WN-Übergangstypen, für die die performance number kleiner sein kann als 0.1. Bei manchen Sternen erreicht sie auch größere Werte, die jedoch 5 nicht übersteigen. Damit sind die Werte wesentlich geringer als die von Hamann & Koesterke (2000) ermittelten, die in drei Fällen bei ≈ 30 lagen und in einem Fall über 60. Die Ursache für diese Korrektur liegt zum einen in den ermittelten höheren Leuchtkräften, deren Bestimmung methodisch von den Temperaturen abhängt (siehe unten), und zum anderen in den geringeren Massenverlusten durch Annahme des erhöhten Dichtekontrastes.

In der letzten Spalte werden schließlich noch einmal die vorhandenen Spektren für jeden Stern nach Abschnitt 5 aufgeführt.

7.4 LMC-Modelle und Elementhäufigkeiten

Ich habe für alle Sterne die bestehenden Modelle mit galaktischen Häufigkeiten angepasst und mit diesen die Sternparameter ermittelt. Gleichzeitig habe ich jedoch bereits Studien zu Modellen mit LMC-Häufigkeiten gemacht und begonnen, das LMC-Gitter zu rechnen. So hatte ich bald Erfahrung darin, inwiefern sich die verringerten Häufigkeiten auf die Modelle auswirken. So werden natürlich vor allem die Stickstoff-Linien wesentlich schwächer, die N v-Linie neben der Lyman- α -Absorption kann in manchen Gitterbereichen durch die veränderte Temperaturstruktur aber auch stärker werden. Die He II-Linien können auch leicht schwächer werden. Der starke Eisenwald der MW-Modelle führt dazu, dass man bei den LMC-Sternen den Kontinuumsverlauf falsch einschätzt: tendenziell ermittle ich mit Modellen mit geringeren Häufigkeiten eine kleinere Rötung und dadurch auch eine geringere Leuchtkraft. Mit diesen Erfahrungswerten hatte ich einen speziellen Blick auf die verschiedenen Spektralbereiche und habe sie genutzt, um die Sternparameter schon mit den galaktischen Modellen möglichst genau zu ermitteln.

Tabelle 7.1: Vergleich der Modellparameter mit MW- und LMC-Häufigkeiten

Spektraltyp	BAT99	Brey	$T_{*,\text{alt}}$ [kK]	$\log R_{t,\text{alt}}/R_{\odot}$	$T_{*,\text{neu}}$ [kK]	$\log R_{t,\text{neu}}/R_{\odot}$
WN2b	2	2	158	0.2	126	0.4
WN3	1	1	158	0.2	141	0.2
WN4	3	3	71	0.6	71	0.7
WN5h	117	88	71	1.3	71	1.1
WN6h	30	24	50	1.1	50	1.1
WN7h	89	71	56	0.8	56	0.8
WN8h	44	36	45	1.3	40	1.3
WN9h	22	18	35	1.0	35	1.0
WN9h	54	44a	40	1.3	40	1.2
WN10h	45	-	35	1.0	35	1.0
WN11h	55	-	32	1.5	32	1.5

Mit den fertigen LMC-Modellen habe ich die ermittelten Modellparameter an 10 Sternen verschiedener Spektraltypen getestet. Die Ergebnisse habe ich in Tabelle 7.1 eingetragen. Es zeigt sich, dass sich nicht viel an den Modellparametern (T_* und R_t) ändert. Prinzipiell konnte ich mit den Erfahrungswerten zu LMC-Modellen schon mit den galaktischen Modellen die Parameter gut bestimmen. Nur bei den heißen Sternen korrigiere ich die ermittelten Temperaturen noch

etwas nach unten (siehe BAT99 1 und BAT99 2 in Tabelle 7.1). Die Temperaturen waren durch Berücksichtigung des Line-Blanketings mit galaktischen Häufigkeiten stark gestiegen (siehe Diskussion unten) und müssen jetzt durch genauen Vergleich mit den LMC-Modellen wie erwartet etwas geringer angenommen werden. Der transformierte Radius R_t bleibt in den meisten Fällen erhalten.

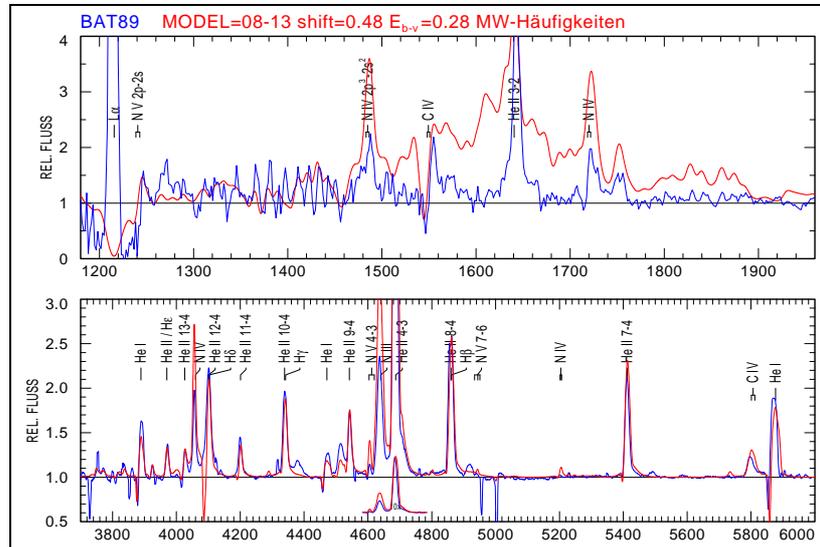


Abbildung 7.2: Spektrum von BAT99 89 (blau) und angepasstes Modell mit MW-Häufigkeiten (rot).

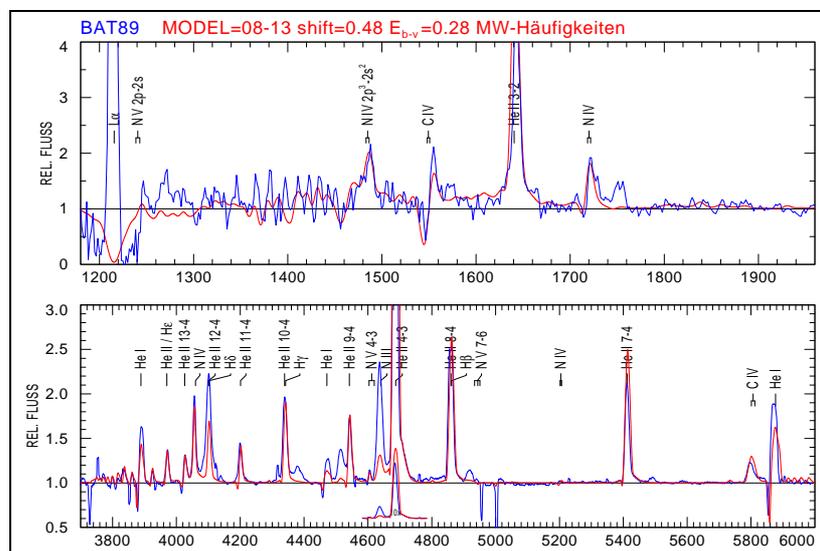


Abbildung 7.3: Spektrum von BAT99 89 (blau) und angepasstes Modell mit LMC-Häufigkeiten (rot).

Am Beispiel von BAT99 89 werden die Unterschiede in den Modellen deutlich (Abbildung 7.2

für das MW-Modell und Abbildung 7.3 für das LMC-Modell). Die beiden Modelle in den Abbildungen unterscheiden sich nur durch die Häufigkeiten und den Clumping-Faktor D . Alle anderen Parameter (Temperatur, transformierter Radius, Rötung und Leuchtkraft) sind identisch.

Im Prinzip scheint es so, als ob beide Modelle die Beobachtung in den entscheidenden Punkten (He II-Linien, Ionisationsverhältnisse, Kontinuumsverlauf) reproduzieren können. Der Eisenwald wird jedoch in dem Modell mit LMC-Häufigkeiten entscheidend besser wiedergegeben. Eine einzige Linie aus der Generic-Gruppe bei etwa 1750\AA wird zu stark abgeschwächt. Wie oben erwähnt, könnte für das LMC-Modell die Rötung noch leicht verringert werden, um den Kontinuumsverlauf nahe der Lyman- α -Kante zu erhalten. Die Leuchtkraft würde dann auch leicht sinken. Die Elektronenstreuflügel (zum Beispiel der He II 4-3-Linie und der He II 7-4-Linie) werden durch den veränderten Dichtekontrast besser getroffen.

Auffällig ist, dass obwohl manche Stickstoff-Linien mit der neuen Stickstoff-Häufigkeit reproduziert werden (zum Beispiel im UV-Bereich), andere viel zu schwach werden. Das Problem mit der zu schwachen N III-Linie direkt bei der zentralen Helium-Linie betrifft fast alle LMC-Modelle. Diese Linie ist eine Resonanzlinie eines dielektrischen Übergangs. Es ist kompliziert, sie im Modell korrekt zu implementieren.

Eine systematische Auswertung der Stickstoff- und Eisenhäufigkeiten steht noch aus. Crowther & Smith (1997, Abbildung 7) haben die Korrelation des Verhältnisses der Äquivalentbreiten von N III zu N IV mit dem Verhältnis der Äquivalentbreiten von N III zu He II für galaktische und LMC-Sterne untersucht. Die Bildung der Linienverhältnisse soll die Ergebnisse von der temperaturabhängigen Ionisation bereinigen. Der Unterschied zwischen MW und LMC wird bei Crowther & Smith (1997) klar deutlich. Würde man auf diese Weise auch Modell-Äquivalentbreiten eintragen, so hätte man eine Methode, die Stickstoffhäufigkeit statistisch zu überprüfen.

Ohne diese systematische Analyse kann ich aus meiner Beobachtung nur die Tendenz ableiten, dass die allgemeine N-Häufigkeit der LMC zu gering ist für die LMC-WN-Sterne. Wie in Abschnitt 3 beschrieben, müssten die N-Häufigkeiten für galaktische Sterne theoretisch auch eher 0.8% betragen (siehe Abschnitt 3), trotzdem scheinen die 1,4% in den galaktischen Modellen die Stickstofflinien gut wiederzugeben. Einer groben Abschätzung nach ist Stickstoff in WN-Sternen demnach grundsätzlich um knapp einen Faktor von 2 angereichert: $\approx 1.4\%$ statt 0.8% für galaktische und $\approx 0.7\%$ statt 0.4% für LMC-WN-Sterne.

Dies wäre vielleicht dadurch zu erklären, dass Produkte des Helium-Brennens, vor allem Kohlenstoff, durch die Sternrotation in eine wasserstoffbrennende Schale gemischt wurden und dort im CNO-Zyklus in Stickstoff umgewandelt wurden. Inwiefern dieses Szenario realistisch ist, kann ich nicht beurteilen. Venn (1999) betont, dass in der LMC, im Gegensatz zur Milchstraße, starke N-Überhäufigkeiten in B-Sternen gegenüber den H II-Regionen gefunden wurden. Sie überschreiten bei B-Sternen im Gegensatz zu ihren galaktischen Gegenstücken oft die für das erste "dredge up" vorhergesagten Werte und variieren stark. Venn (1999) zieht für die Erklärung ebenfalls Sternrotation in Erwägung. Wenn der N-Wert vor der WN-Phase besonders groß ist, dürfte das für WN-Sterne jedoch keine Rolle spielen, da er ohnehin nur einen Bruchteil der O-Häufigkeit ausmacht (siehe Abschnitt 3).

Ein noch ausstehendes Projekt ist ein Stickstoffhäufigkeitenvergleich zwischen verschiedenen Regionen der LMC, vor allem dem Tarantelnebel und dem zentralen Balken. Es ist ebenfalls möglich, Feldsterne mit Sternen in Sternhaufen zu vergleichen. Schließlich sind in dieser Hinsicht besonders die jungen Of/WN-Sterne interessant, die noch nicht viel Zeit für Mischprozesse hatten. So zeigt zum Beispiel BAT99 117, ein Stern mit Wasserstoff, also wahrscheinlich ein jüngerer Stern, Stickstoff-Linien, die mit galaktischen Modell-Häufigkeiten (1.4%) gut wiedergegeben werden können (siehe Abbildung 7.4).

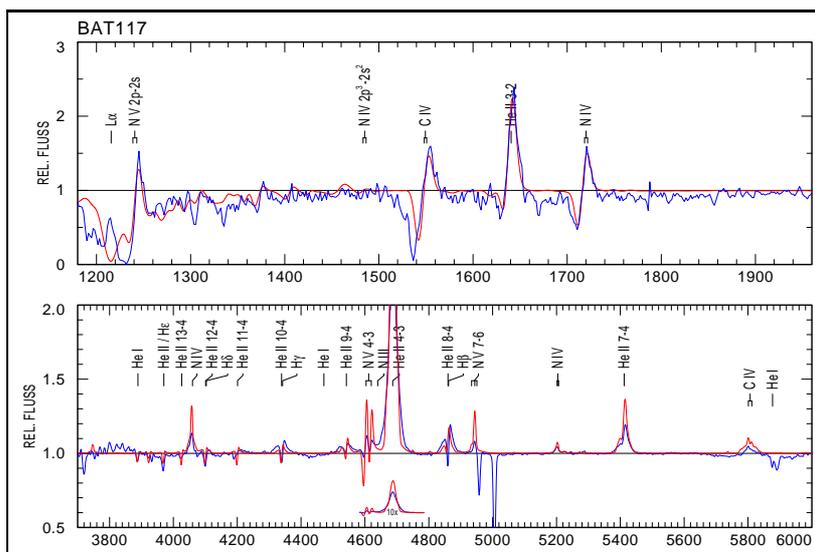


Abbildung 7.4: Spektrum von BAT99 117 (blau) und Modell mit MW-Häufigkeiten (rot).

7.5 Vergleich mit früheren Ergebnissen

Wie in Abschnitt 4 aufgeführt, ist die wesentliche Änderung dieser Analyse der WN-Sterne in der LMC gegenüber früheren die Implementierung des Line-Blanketing im PoWR-Code.

Die Vielzahl der Übergänge in den schweren Elementen ist so groß, dass die Linien das Kontinuum im UV-Bereich regelrecht “bedecken” und trotz der geringen Häufigkeiten den Kontinuumsverlauf zu geringeren Intensitäten verschieben. Der Fluss wird im UV zu längeren Wellenlängen umverteilt. Während die Berücksichtigung von Line-Blanketing bei O-Sternen zu einer Revision der ermittelten Temperaturen hin zu kühleren Modellen führte (siehe Crowther 2004), müssen bei WR-Sternen nun höhere Temperaturen für Modelle mit Line-Blanketing angenommen werden, um dieselben Beobachtungsdaten wiederzugeben.

Dies wird deutlich in Tabelle 7.2: Nur für zwei der gelisteten Sterne habe ich kühlere Temperaturen ermittelt als die Vergleichswerte in der Literatur. Mit Ansteigen der Temperatur sinkt der ermittelte Wert für den transformierten Radius. Wie die Höhenlinien im Modellparameterraum (siehe Abbildung 7.1) zeigen, bleiben die Äquivalentbreiten der He II-Linien für heiße Sterne ähnlich, wenn man die Modelle diagonal durch den Parameterraum variiert. Das heißt, wenn die Temperatur um einen Gitterpunkt vergrößert wird, muss der transformierte Radius um einen Gitterpunkt verringert werden. So ist es nicht überraschend, dass der transformierte Radius analog zur Temperatur korrigiert werden muss.

Mit dem verringerten transformierten Radius steigt die ermittelte Massenverlustrate. Durch den veränderten Dichtekontrast D wird sie wieder abgeschwächt: Hält man alle anderen Parameter in Gleichung 4.2 fest, gilt für die Massenverlustrate $\dot{M} = \frac{1}{\sqrt{D}} \cdot \text{const.}$ Sie wird also etwa um den Faktor $\approx 2/3$ verringert, wenn sich D von 4 auf 10 erhöht. Mit D wird jedoch auch die Linienstärke leicht erhöht (siehe Abschnitt 4), was dem Effekt etwas entgegengewirkt.

Tabelle 7.2: Vergleich der Temperatur mit und ohne Line-Blanketing

BAT99	$T_{*,\text{neu}}$ [kK]	$T_{*,\text{lit}}$ [kK]	BAT99	$T_{*,\text{neu}}$ [kK]	$T_{*,\text{lit}}$ [kK]
001	158	89 ^a	063	71	71 ^a
005	178	71 ^a	067	50	45 ^a
007	112	100 ^a	076	35	32 ^a
013	35	30 ^b	089	56	39 ^b
015	100	89 ^a	094	141	100 ^a
016	45	35 ^a	095	63	36 ^b
019	79	71 ^a	100	50	33 ^b
022	35	29 ^b	105	50	43 ^d
030	50	40 ^a	106	56	44 ^e
032	50	40 ^a	108	50	45 ^e
033	32	35 ^c	109	56	46 ^e
035	89	79 ^a	110	50	43 ^d
036	71	79 ^a	117	71	71 ^a
043	63	79 ^a	118	50	37 ^e
044	45	34 ^b	119	50	32 ^b
048	89	79 ^a	120	35	30 ^b
055	32	28 ^b	130	32	28 ^b
057	79	29 ^b	133	28	28 ^b
058	50	40 ^a			

T_{lit} nach ^aHamann & Koesterke (2000), ^bCrowther & Smith (1997), ^cPasquali et al. (1997), ^dHeap et al. (1991) und Heap et al. (1994), ^eCrowther & Dessart (1998)

7.6 Vergleich mit der Sternentwicklungstheorie

Für die folgende Diskussion der Bedeutung meiner Ergebnisse für die Sternentwicklungstheorie habe ich alle Sterne, die nach den kommenden Abschnitten 8 oder 9 in Verdacht stehen, in ein Doppelsternsystem eingebunden zu sein, ausgeschlossen. Of/WN-Übergangstypen sind nach Abschnitt 6 unterrepräsentiert.

In Abbildung 7.5 sind zunächst die ermittelten Modellparameter T_* und R_t doppelt logarithmisch aufgetragen. Zum Vergleich habe ich in Abbildung 7.6 das entsprechende Diagramm für galaktische WN-Sterne aus Hamann et al. (2006) eingefügt. In meinen Ergebnissen für die LMC wird eine Dichotomie zwischen wasserstoffhaltigen Sternen (rot) mit großen transformierten Radien einerseits und wasserstofffreien Sternen (grün) mit geringeren transformierten Radien andererseits noch deutlicher als bei der Analyse ihrer galaktischen Pendanten. Die Grenze zwischen den beiden Gruppen liegt ziemlich scharf bei $\log T_*/K = 4.85$.

Ich kann die Ergebnisse von Hamann et al. (2006) bestätigen, dass die Unterteilung in WNE (early, Spektraltypen WN 2-5, eingezeichnet als Kreise) und WNL (late, Spektraltypen WN 6-10, eingezeichnet als Dreiecke) diese Dichotomie nicht wiedergibt. Während zwar alle wasserstofffreien WN-Sterne vom Typ WNE sind, sind einige der heißeren wasserstoffhaltigen Sterne nicht vom Typ WNL. Eine sinnvollere Unterteilung wären nach Foellmi et al. (2003) die aufeinanderfolgenden Entwicklungsstufen $h_a - h - (h) - o$, wobei o Wasserstofffreiheit bedeutet. Die wasserstoffhaltigen Sterne streuen über einen breiten T_* - und R_t -Bereich, für die wasserstofffreien Sterne scheint dagegen eine engere Korrelation zu bestehen.

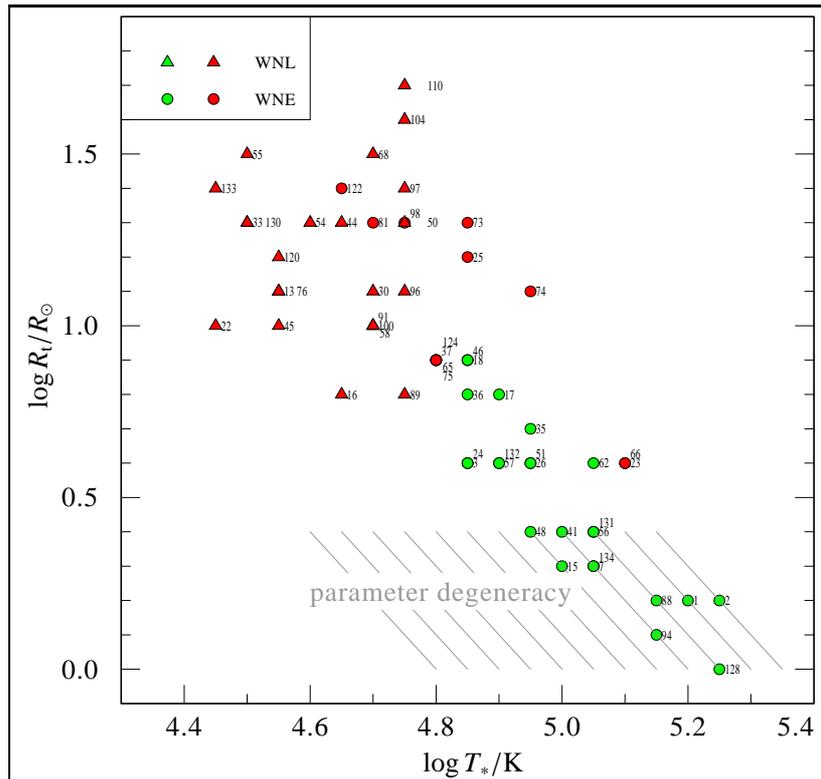


Abbildung 7.5: PoWR-Modellparameter der LMC-WN-Sterne

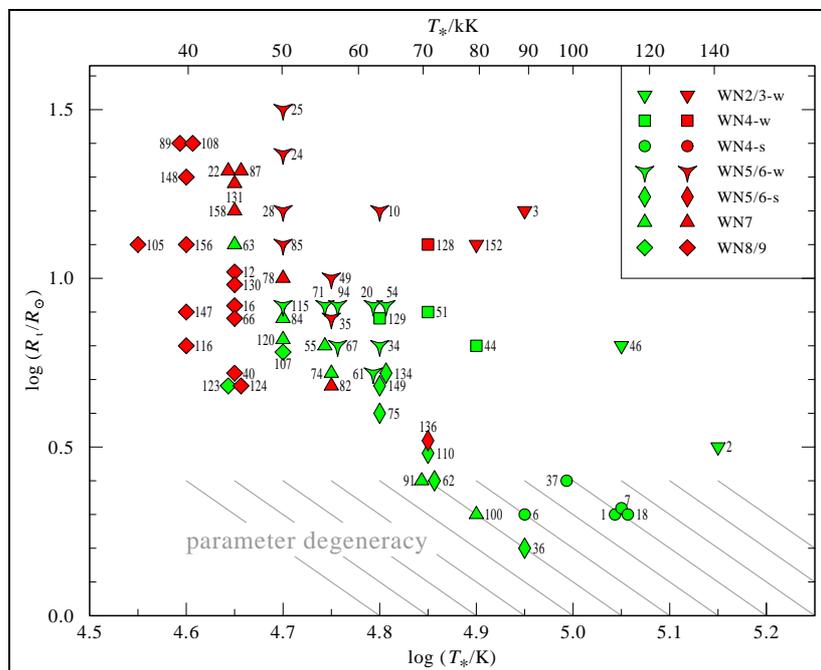


Abbildung 7.6: PoWR-Modellparameter der MW-WN-Sterne²

In grauer Schraffur ist der Bereich der parameter degeneracy (Parameter-Entartung) eingezeichnet, in dem nach Hamann et al. (2006) Temperatur und transformierter Radius entlang der Linien nicht eindeutig bestimmbar sind. Dieser Bereich entspricht der Gitterregion, in der nach Abbildung 7.1 die Äquivalentbreiten der He II-Linie bei 5412 Å und die der He I-Linie bei 5876 Å im Parameterraum parallel verlaufen. Ich hatte beim Bestimmen der passenden Modelle jedoch den Eindruck, im gesamten Linienspektrum Unterschiede feststellen zu können, die eine Wahl eines in der Regel eindeutigen Modells begründen konnten.

Ich kann ebenfalls das Ergebnis von Hamann & Koesterke (2000) bestätigen, dass der transformierte Radius, der mit der inversen Winddichte skaliert, in der LMC nicht geringer ist als in der Milchstraße. Dies widerspricht der Erwartung, denn der liniengetriebene Wind eines Sterns sollte opazitätsabhängig sein. Je mehr mögliche Linienübergänge es gibt, desto mehr Photonenimpuls können die Atome im Sternwind durch Absorption von der Sternstrahlung aufnehmen. Aufgrund der geringeren Fe-Häufigkeit wäre in der LMC eigentlich ein geringerer liniengetriebener Massenverlust zu erwarten. Entgegen dieser Annahme spannt sich R_t über einen größeren Bereich von $0.0 < \log R_t/R_\odot < 1.7$.

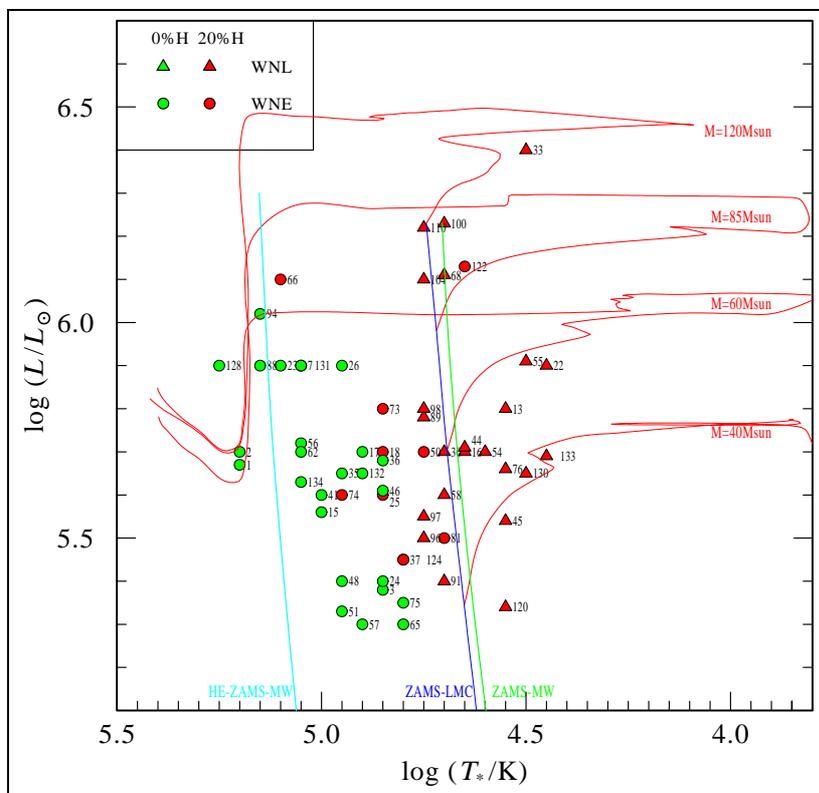


Abbildung 7.7: HRD mit Entwicklungswegen von Maeder & Meynet (1994) bei $Z = 0.08$

Abbildung 7.7 zeigt ein HRD analog zu Abbildung 2.1. Die Entwicklungswege sind für die LMC-Metallizität bei $Z = 0.08$ gerechnet worden (siehe Maeder & Meynet 1994), die LMC-ZAMS habe ich aus den Anfangswerten von Maeder & Meynet (1994) konstruiert, die MW-ZAMS und die MW-He-ZAMS habe ich von Hamann et al. (2006) übernommen. Nachdem ich

²Abbildung aus Hamann et al. (2006)

zunächst viele WN-Sterne am oberen Ende der ZAMS gefunden hatte (siehe Abbildung 8.5), musste ich sie später wegen Doppelsternverdachts ausschließen.

Im Gegensatz zu Hamann & Koesterke (2000) finde ich kaum LMC-WN-Sterne, die auf der kühlen Seite der ZAMS liegen. Die Ursache dafür sind wahrscheinlich die ermittelten höheren Temperaturen durch die Implementierung des Line-Blanketing.

Ebenso wie Hamann & Koesterke (2000) und Hamann et al. (2006) finde ich eine relevante Gruppe von Sternen, die bei geringen Leuchtkräften auf der heißen Seite der ZAMS liegen. Diese Position der Sterne im HRD kann nicht durch die Sternentwicklungsrechnungen erklärt werden. Ebenso wenig kann es sich bei allen dieser Sterne um Doppelsterne handeln, da ich alle Sterne mit dem geringsten Doppelsternverdacht in den nächsten Abschnitten ausschließe. Eine Erklärung für dieses Phänomen könnte eine erhebliche Anfangsrotation von $v_{\text{rot}}/v_{\text{break-up}} \gtrsim 0.3$ sein (siehe Abschnitt 2 und Mokiem 2006).

Die Trennung der wasserstoffhaltigen und der wasserstofffreien WN-Sterne in der Milchstraße an der ZAMS (siehe Hamann et al. 2006) kann ich nicht reproduzieren. Die beiden Gruppen wurden vor allem auf der Leuchtkraft-Achse deutlich voneinander getrennt (siehe Abbildung 2.1). Einige der wasserstofffreien WN-Sterne der LMC zeigen durchaus die gleichen niedrigen Leuchtkräfte wie die WNE-Sterne. Wahrscheinlich lag die Dichotomie der WNE- und der WNL-Sterne in der Milchstraße an der Methode der Entfernungsabschätzung. So wurde für viele Sterne die Leuchtkraft skaliert anhand der Leuchtkraft weniger Sterne mit bekannter Entfernung aus der gleichen Gruppe (wasserstofffrei/-haltig). Wie Hamann et al. (2006) bereits schreiben, waren unter den WNL-Sternen bekannter Entfernung einige besonders leuchtkräftige, was wahrscheinlich zu einer Überschätzung der Leuchtkräfte der anderen geführt hat.

Die Sterne BAT99 1, 2 und 128 (und die Doppelsternkandidaten BAT99 5 und 82, siehe Abbildung 8.5) stehen offensichtlich kurz vor Explosionen als Supernovae. Vergleicht man ihre Temperatur ($\log T/\text{K} \approx 5.3$) mit ihrem Alter in den Sternentwicklungsrechnungen von Maeder & Meynet (1994), so sind sie im Fall von einer Anfangsmasse von $M_{\text{init}} = 120 M_{\odot}$ etwa $3.0 \cdot 10^6$ yr alt und werden und werden schon in ≈ 300 yr explodieren! Bei einer Anfangsmasse von $M_{\text{init}} = 85 M_{\odot}$ wären sie $3.5 \cdot 10^6$ yr alt und bei $M_{\text{init}} = 60 M_{\odot}$ wären sie $4.0 \cdot 10^6$ yr alt und würden jeweils innerhalb der nächsten ≈ 1000 yr explodieren.

Während die Lage von BAT99 100 und BAT99 110 im HRD nach den Entwicklungsrechnungen von Maeder & Meynet (1994) mit einer Anfangsmasse von $M_{\text{init}} \approx 85 M_{\odot}$ beschrieben werden kann, muss für BAT99 33 nach diesen Rechnungen von einer Anfangsmasse von $M_{\text{init}} \approx 120 M_{\odot}$ ausgegangen werden. Dies passt nicht zu der wesentlich geringeren Masse von $M \approx 59 M_{\odot}$, die ich ermittelt habe.

Ein Vergleich der Sternparameter mit den Entwicklungswegen im HRD kann in die Irre führen, da die Dauer der Entwicklungsschritte nicht beachtet wird. Ein Ausweg ist die Berechnung einer künstlichen Population analog zu Hamann et al. (2006). Dies steht für die WN-Sterne in der LMC noch aus.

Abbildung 7.8 zeigt die Massenverlustraten in Abhängigkeit von der Leuchtkraft. Nugis & Lamers (2000) ermittelten empirisch auf der Basis von Radiomessungen und anderen spektroskopischen Abschätzungen der Massenverlustraten:

$$\log \dot{M}/(M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) = -11.0 + 1.29 \log L/L_{\odot} + 1.74 \log Y + 0.47 \log Z \quad (7.4)$$

Y ist der Heliummassenbruchteil und Z der Massenbruchteil der Metalle. Analog zu Hamann et al. (2006) zeichne ich diese Relation für $Y = 1$ (kein Wasserstoff, grün) und $Y = 0.6$ (40% Wasserstoff, rot) ein. Die Sterne sollten sich dann dazwischen befinden. Grundsätzlich sind alle von

mir ermittelten Massenverlustraten zu klein für die ermittelten Leuchtkräfte – beziehungsweise die Leuchtkräfte sind zu groß.

Ein Grund für die Streuung von \dot{M} könnte neben dem Wasserstoffanteil in dem verschiedenen Clumping der Winde liegen. Es ist jedoch eher davon auszugehen, dass diese ähnlich ist für ähnliche Sterne (siehe Hamann & Koesterke 2000). Es scheint, als ob bei gleichen Leuchtkräften verschiedene Massenverlustraten möglich sind. Um die Massenverlustrate zu vergrößern müsste man D kleiner annehmen – und ich hatte gerade erst gute Gründe, D zu erhöhen (siehe Abschnitt 4).

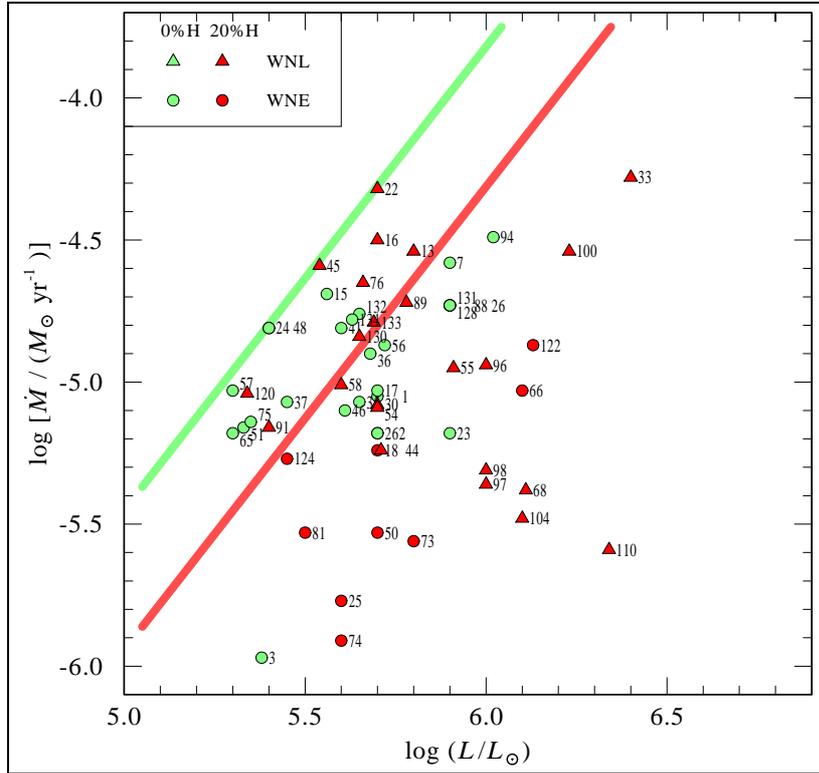


Abbildung 7.8: Massenverlustrate über der Leuchtkraft.

Einige der wasserstoffzeigenden Sterne scheinen auf einer Geraden zu liegen, die parallel zu der erwarteten mit $Y = 0.6$ liegt. Für diese Sterne könnte man prüfen, ob ihre Spektren mit hohem Wasserstoffmassenbruchteil und $Y \approx 0.4$ zu reproduzieren sind und wo die Relation für $Y = 0.4$ nach Nugis & Lamers (2000) liegen würde.

Ähnlich wie bei dem transformierten Radius (siehe oben) ist zu erwarten, dass die Massenverlustraten in der LMC tendenziell geringer sind als in der Milchstraße. Kudritzki et al. (1989) ermitteln den Zusammenhang zwischen Metallizität und Massenverlustrate als

$$\dot{M} \propto Z^{0.5}. \quad (7.5)$$

Crowther (2007) berichtet dagegen von einem Exponenten von 0.8 ± 0.2 . Tatsächlich erreichen die LMC-WN-Sterne nicht Massenverlustraten von bis zu $\log \dot{M}/(M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) = -3.8$ wie in der Milchstraße (nach Hamann et al. 2006). Die maximalen Werte betragen hier ≈ -4.3 . Der Unterschied ist größer als durch den korrigierten Massenkontrast erklärt werden kann: Dies kann nur

zu einer Differenz von $\log(\sqrt{4}/\sqrt{10}) \approx -0.2$ führen.

7.7 WN/WC-Übergangstypen

Zwei der WN-Sterne in der LMC wurden klassifiziert als Übergangstypen WN/WC. BAT99 36 war bereits als solcher im Katalog BAT99 verzeichnet und wurde von Foellmi et al. (2003) bestätigt, BAT99 88 kam durch die Ergebnisse der gleichen Studie noch hinzu. Dieser Stern hat möglicherweise auch leicht rotationsverbreiterte Linien (vergleiche Abschnitt 10).

In der komplementären Studie der WNL-Sterne von Schnurr et al. (2008) wurde bei der Klassifikation nicht auf die Kohlenstofflinien geachtet, die meisten Spektren umfassten die entscheidenden Wellenlängenbereiche nicht. Ich finde sechs Sterne aus dieser Untersuchungsgruppe, die ebenfalls erhöhten Kohlenstoff zeigen, siehe Tabelle 7.3. Ich vermerke bei diesen Sternen den Zusatz “WC” in der Klassifikation, obwohl keine der beobachteten Linien die starken relativen Linienflüsse von 10 wie bei BAT99 36 erreichen. Fünf der neu klassifizierten Sterne mit angereicherterem Kohlenstoff haben aber entweder Wasserstofflinien oder sind sogar als Of/WN-Übergangstypen klassifiziert worden! BAT99 92 ist zwar nun als WN3-Stern klassifiziert worden, galt aber als WN6 und ist damit auch Teil der Untersuchungsobjekte von Schnurr et al. (2008).

Tabelle 7.3: WN/WC-Übergangstypen

bekannt:	
BAT99 36	WN4/WCE
BAT99 88	WN4b/WCEr1
neu:	
BAT99 12	WN6/Of/WC
BAT99 68	Of/WN7/WC
BAT99 81	WN5h/WC
BAT99 92	WN3:b/WCrl
BAT99 93	Of/WN6/WC
BAT99 99	Of/WN6/WC

BAT99 12 ist sicher ein interessanter Fall. Er zeigt leichte Linienvariationen, die möglicherweise nicht durch ein Doppelsternsystem, sondern durch Eigenrotation entstehen, ähnlich wie bei η Carina. Möglicherweise variiert hier auch die blaue Flanke der He-4686 Å-Emission, das heißt genau die CIII-Linie bei 4650 Å (Schnurr 2008). Leider ist bei diesem Stern als einzigem das Spektrum vom AAO unvollständig (siehe Abschnitt 5) und es war auch der einzige, bei dem der Datentransfer der Spektren von Schnurr nicht funktioniert hat. Mir liegen Daten von den zwei Kohlenstofflinien im Optischen und im UV vor, ich habe jedoch keinen vollen Vergleich zu den Linienstärken der anderen Linien. Da dieser Stern ein so genannter runaway, ein Wegläufer ist (siehe Schnurr et al. 2008), der wahrscheinlich durch die Explosion seines Doppelstern-Begleiters aus seinem Sternhaufen geschleudert wurde, ist eine chemische Pekularität hier nicht verwunderlich.

Von BAT99 68 fehlt mir im optischen Spektrum der Bereich der C-Linie, die Linie im UV ist jedoch sehr breit und absorbiert hier das Kontinuumslicht vollständig! (siehe Abbildung 7.9) BAT99 68 liegt jedoch in einer sehr dichten Gegend, nicht weit von ihm liegt BAT99 69 vom Typ

WC4.

BAT99 81 zeigt viel Wasserstoff, die im Modell angenommenen 20% scheinen noch zu moderat. Die Stickstoffhäufigkeit entspricht derjenigen der galaktischen Sterne und der Kohlenstoff ist leicht überhäufig (siehe Abbildung 7.10). Das UV-Spektrum dieses Sterns von IUE ist schlecht, sehr verrauscht und mit fragwürdigem Kontinuumsverlauf. Hier kann ich die C-Linienstärke nicht klären.

Bei BAT99 93 und BAT99 99 ist im UV die C IV-Linie stärker als der He II-Übergang 3-2. Die optische C IV-Linie ist in beiden Fällen nicht mehr im Bereich der mir vorliegenden Spektren. Der Stickstoffanteil dieser Sterne scheint für die LMC normal, beide zeigen H-Absorptionslinien. BAT99 92 wird von einem B-Überriesen überstrahlt (Schnurr 2008). Die C-Emission könnte auch von diesen Sternen stammen.

Der C-Anteil ist in jedem einzelnen Fall fraglich. Könnte er jedoch mit etwas mehr Sicherheit festgestellt werden, wäre das eine interessante Herausforderung für die Theorie der Sternentwicklung. Denn diese Beobachtungen widersprechen den verbreiteten Vorstellungen. So werden normalerweise Sterne beobachtet, die sich scheinbar in einem Übergangsstadium von der frühen O-Stern-Phase zur WN-Phase befinden: WN-Sterne mit Wasserstoffanteil oder die Typen Of/WN. Ebenso gibt es Sterne, die möglicherweise einen Übergang WN/WC abbilden. Diese Übergänge sind meines Wissens jedoch noch nicht gleichzeitig beobachtet worden. Die Of/WN/WC-Sterne müssen sich im Heliumbrennen befinden und Fusionsprodukte in die noch wasserstoffhaltige Hülle mischen, ohne dass der Kohlenstoff irgendwo in einem CNO-Prozess zu Stickstoff umgewandelt wird. Dieser Fall ist vor allem bei BAT99 81 zu prüfen.

Die Sterne vom Typ Of/WN6 sind dagegen noch sehr jung und im CNO-Brennen vielleicht noch nicht so weit fortgeschritten. So ordnet Walborn die O-Sterne in die chronologische Reihe OC – O – ON (siehe zum Beispiel Walborn & Panek 1985). Bei BAT99 93 und 99 handelt es sich wahrscheinlich eher um OCf/WN6-Typen als das oben notierte Of/WN6/WC.

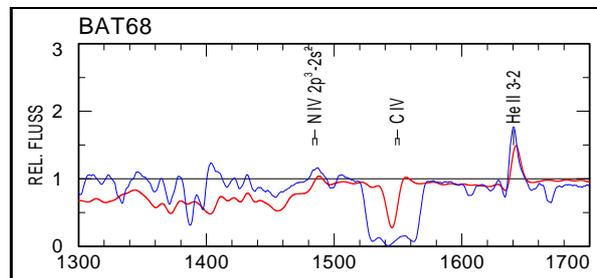


Abbildung 7.9: BAT99 68 mit starkem Kohlenstoffanteil

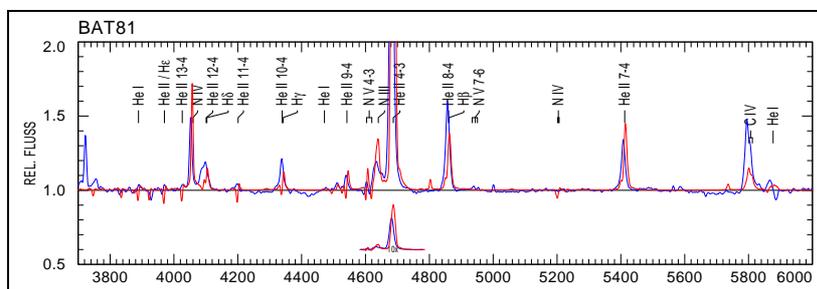


Abbildung 7.10: BAT99 81 mit erhöhtem Kohlenstoffanteil

Tabelle 7.4: Parameter der LMC WN Sterne

BAT99	Brey	Spektraler Subtyp ^a	Doppelstern ^b	T_* [K]	T_{He}^d [K]	$\log R_t$ [R_\odot]	v_∞ [km s^{-1}]	E_{b-v} [mag]	M_v [mag]	R_* [R_\odot]	$\log \dot{M}$ [M_\odot/yr]	$\log L$ [L_\odot]	$\frac{M_{\text{He}}}{L/c}$	M [M_\odot]	Spektren ^e
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)
001	01	WN3	-	158	89 ^f	0.2	1600	0.12	-2.66	0.92	-5.05	5.67	1.49	21	1,9,10,12
002	02	WN2b	-	158	-	0.2	1600	0.15	-2.90	0.75	-5.18	5.70	1.03	22	1,12
003	03	WN4	-	71	-	0.6	1600	0.11	-4.12	0.56	-5.97	5.38	0.35	14	1,10,12
005	04	WN2s	?	178	71 ^f	0.2	1600	0.38	-3.18	0.84	-5.11	5.80	0.97	25	1,9,10
006	05	WN5-6s	+	56	-	1.8	1600	0.10	-6.75	20.0	-5.44	6.55	0.08	74	12
007	06	WN4r1	-	112	100 ^f	0.3	1600	0.08	-4.84	2.37	-4.58	5.90	2.60	28	1,8,9,10,12
012	10a	WN6/Of/WC	+	63	-	1.5	1000	0.12	-5.27	9.78	-5.66	6.13	0.08	39	2,8,11,12
013	-	WN10h	-	35	30 ^g	1.1	1000	0.26	-6.59	21.7	-4.54	5.80	2.22	25	8,11,12,14
014	11	WN4o	?	71	-	1.1	1600	0.10	-5.21	6.11	-5.16	5.93	0.63	30	1,12
015	12	WN4	-	100	89 ^f	0.3	1600	0.08	-3.97	2.01	-4.69	5.56	4.44	18	1,8,9,10,12
016	13	WN7	-	45	35 ^f	0.8	1000	0.09	-6.08	11.7	-4.50	5.70	3.12	22	8,9,10,11,12
017	14	WN4o	-	79	-	0.8	1600	0.09	-4.32	3.79	-5.03	5.70	1.48	22	1,10,12
018	15	WN3h	-	71	-	0.9	1000	0.10	-4.19	4.69	-5.24	5.70	0.56	22	1,10,12
019	16	WN4r1	+	79	71 ^f	0.8	1600	0.16	-5.33	6.36	-4.69	6.15	1.14	41	1,8,10,12
021	17	WN4o	?	71	-	1.3	1600	0.09	-5.76	9.36	-5.19	6.30	0.26	51	1
022	18	WN9h	-	35	29 ^g	1.0	1000	0.15	-7.09	24.3	-4.32	5.90	2.97	28	8,10,11,12
023	-	WN3	-	126	-	0.6	1600	0.60	-2.55	1.88	-5.18	5.90	0.65	28	1,8
024	19	WN4	-	71	-	0.6	1600	0.10	-4.31	3.32	-4.81	5.40	4.83	15	1,10,12
025	19a	WN4h	-	71	-	1.2	1000	0.25	-3.72	4.18	-5.77	5.60	0.21	19	1
026	20	WN4	-	89	-	0.6	1600	0.15	-4.59	3.76	-4.73	5.90	1.84	28	1,10,12
027	21	WN5b	+	50	-	1.5	1600	0.19	-8.26	34.3	-4.64	6.82	0.27	113	1,10,12
029	23	WN4	+	63	-	0.9	1600	0.12	-4.37	4.73	-5.03	5.50	2.32	17	1,10,12
030	24	WN6h	-	50	40 ^f	1.1	1000	0.07	-5.39	9.46	-5.08	5.70	0.81	22	8,9,10,11,12
031	25	WN4b	?	100	-	0.5	1600	0.20	-4.60	2.11	-4.96	5.60	2.18	19	1,10,12
032	26	WN6h	+	50	40 ^f	1.1	1000	0.11	-6.25	14.2	-4.82	6.05	0.66	35	8,9,10,11,12
033	-	Of/WN9?	-	32	35 ^h	1.3	1000	0.35	-8.40	51.7	-4.28	6.40	1.03	59	8,11,12,14,15
035	27	WN3	-	89	79 ^f	0.7	1600	0.07	-3.86	2.82	-5.07	5.65	1.50	20	1,9,10,12
036	29	WN4/WCE	-	71	79 ^f	0.8	1600	0.16	-4.46	4.59	-4.90	5.68	2.06	21	1,8,9,10,12
037	30	WN3o	-	63	-	0.9	1600	0.66	-3.91	4.47	-5.07	5.45	2.38	16	1,10
040	33	WN4	?	71	-	1.1	1600	0.17	-4.42	5.26	-5.26	5.80	0.68	25	1,8,10

(wird auf der nächsten Seite fortgesetzt)

Tabelle 7.4: (fortgesetzt)

BAT99	Brey	Spektraler Subtyp ^d	Doppelstern ^b	T_* [kK]	T_{lit}^d [kK]	$\log R_t$ [R_\odot]	v_∞ [km s^{-1}]	E_{b-v} [mag]	M_v [mag]	R_* [R_\odot]	$\log \dot{M}$ [M_\odot/yr]	$\log L$ [L_\odot]	$\frac{\dot{M}_{\text{vis}}}{L/c}$	M [M_\odot]	Spektr ^e
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)
041	35	WN4	-	100	-	0.4	1600	0.12	-4.16	2.11	-4.81	5.60	3.07	19	1,10,12
042	34	WN5b	+	63	-	1.5	1600	0.11	-9.63	23.7	-4.88	6.90	0.13	129	1,10,12
043	37	WN4o	+	63	79 ^f	1.1	1000	0.13	-5.63	7.08	-5.27	5.85	0.37	27	1,9,10,12
044	36	WN8h	-	45	34 ^g	1.3	1000	0.13	-5.14	11.8	-5.24	5.71	0.55	22	8,11,12
045	-	WN10h	-	35	-	1.0	1000	0.11	-6.15	16.1	-4.59	5.54	3.65	18	8,11,12,14
046	38	WN4o	-	71	-	0.9	1600	0.20	-3.91	4.23	-5.10	5.61	1.52	19	1,10,12
047	39	WN3b	-	126	-	0.3	1600	0.02	-4.47	1.41	-4.92	5.65	2.11	20	1
048	40	WN4	-	89	79 ^f	0.4	1600	0.10	-3.92	2.11	-4.81	5.40	4.89	15	1,9,10,12
049	40a	WN4h:b	+	71	-	1.5	1000	0.14	-5.44	9.15	-5.71	6.28	0.05	49	1,12
050	41	WN4h	-	56	-	1.3	1000	0.25	-4.86	7.54	-5.53	5.70	0.29	22	1
051	42	WN3r1	-	89	-	0.6	1600	0.02	-3.14	1.95	-5.16	5.33	2.55	14	1,10,12
054	44a	WN9h	-	40	-	1.3	1000	0.44	-5.98	14.8	-5.09	5.70	0.79	22	8,11
055	-	WN11h	-	32	28 ^g	1.5	1000	0.15	-7.12	29.4	-4.95	5.91	0.69	29	8,11,12,14,15,17
056	46	WN4	-	112	-	0.4	1600	0.09	-4.19	1.93	-4.87	5.72	2.04	22	1,10,12
057	45	WN4	-	79	29 ^g	0.6	1600	0.05	-3.64	2.39	-5.03	5.30	3.71	13	1,10,12
058	47	WN7h	-	50	40 ^f	1.0	1000	0.47	-5.23	8.43	-5.01	5.60	1.21	19	8,9,10,11,12
059	48	WN4b	+	63	-	1.3	1600	0.13	-5.95	10.1	-5.14	6.16	0.40	41	1,9,10,12
060	49	WN3	?	79	-	1.2	1600	0.15	-4.86	5.67	-5.36	6.05	0.30	35	1,10
062	51	WN3	-	112	-	0.6	1600	0.08	-3.54	1.89	-5.18	5.70	1.04	22	1,10
063	52	WN4h	?	71	71 ^f	1.1	1000	0.08	-4.08	4.09	-5.63	5.58	0.30	19	1,8,9,10,12
064	53	WN4o	+	71	-	1.0	1600	0.10	-4.52	5.26	-5.11	5.80	0.96	25	1
065	55	WN4o	-	63	-	0.9	1600	0.05	-3.59	3.76	-5.18	5.30	2.60	13	1,8
066	54	WN3h	-	126	-	0.6	1600	0.24	-4.20	2.36	-5.03	6.10	0.58	38	1,10
067	56	WN5h	?	50	45 ^f	1.3	1000	0.27	-5.88	12.3	-5.21	5.93	0.35	30	1,9,10,12
068	58	Of/WN7/WC	-	50	-	1.5	1000	0.53	-5.18	15.2	-5.38	6.11	0.16	38	2,10,11,12
071	60	WN4	+	63	-	1.3	1600	0.37	-5.12	7.95	-5.29	5.95	0.45	31	1,10,12
072	61	WN4h	+	71	-	1.3	1000	0.40	-4.31	5.26	-5.77	5.80	0.13	25	1
073	63	WN4.5h	-	71	-	1.3	1600	0.20	-4.35	5.26	-5.56	5.80	0.34	25	1
074	63a	WN3h	-	89	-	1.1	1000	0.15	-3.62	2.66	-5.91	5.60	0.15	19	1
075	59	WN4o	-	63	-	0.9	1600	0.03	-3.96	3.98	-5.14	5.35	2.52	14	1,12

(wird auf der nächsten Seite fortgesetzt)

Tabelle 7.4: (fortgesetzt)

BAT99	Brey	Spektraler Subtyp ^a	Doppelstern ^b	T_* [KK]	T_{lit}^d [KK]	$\log R_1$ [R_\odot]	v_∞ [km s^{-1}]	E_{b-v} [mag]	M_V [mag]	R_* [R_\odot]	$\log \dot{M}$ [M_\odot/yr]	$\log L$ [L_\odot]	$\frac{M_{\text{vis}}}{L/c}$	M [M_\odot]	Spektren ^e
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)
076	64	WN9h	-	35	32 ^f	1.1	1000	0.26	-6.47	18.4	-4.65	5.66	2.41	21	8,9,10,11,12,14
077	65	WN7h	+	40	-	1.4	1000	0.26	-8.39	13.2	-5.32	5.60	0.59	19	10,11,12
078	65b	WN6	? X	63	-	1.7	1600	0.25	-8.23	4.73	-6.23	5.50	0.15	17	1,4
079	57	WN7h	? X	45	-	1.3	1000	0.49	-6.99	22.0	-4.83	6.25	0.40	47	8,11,10,12
080	65c	WN5h	-	50	-	1.6	1600	0.40	-6.86	21.2	-5.10	6.40	0.25	59	11
081	65a	WN5h/WC	-	50	-	1.3	1000	0.47	-5.03	7.51	-5.53	5.50	0.45	17	1,12
082	66	WN3	-	178	-	0.1	1600	0.20	-3.02	0.67	-5.11	5.60	1.54	19	1,10,12
083	-	LBV	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	11,12,17
086	69	WN3o	? X	71	-	1.0	1600	0.30	-3.12	2.64	-5.56	5.20	1.36	12	1,10
088	70a	WN4b/WCEfl	-	141	-	0.2	1600	0.80	-4.14	1.50	-4.73	5.90	1.84	28	1
089	71	WN7h	-	56	39 ^g	0.8	1000	0.28	-5.37	8.27	-4.72	5.78	1.55	24	8,11,12
091	73	WN6h	-	50	-	1.0	1000	0.33	-8.01	6.70	-5.16	5.40	1.36	15	1,7,11
092	72	WN3:b/WCfl	+	45	-	1.5	1600	0.37	-8.77	46.5	-4.44	6.90	0.36	129	10,11,12
093	74a	Of/WN6/WC	-	50	-	1.6	1000	0.25	-5.70	13.4	-5.61	6.00	0.12	33	11,12
094	85	WN4h	-	141	100 ^f	0.1	1600	0.36	-4.97	1.72	-4.49	6.02	2.43	34	1,9,10
095	80	WN7h	+	63	36 ^g	0.7	1000	0.25	-6.41	9.23	-4.50	6.08	1.29	37	8,10,11,12
096	81	WN8(h)	-	40	-	1.1	1000	0.25	-	11.7	-4.94	5.50	1.77	17	11
097	-	Of/WN7	-	40	-	1.4	1000	0.25	-	12.4	-5.36	5.55	0.61	18	11
098	79	WN6(h)	-	50	-	1.3	1000	0.25	-	10.6	-5.31	5.80	0.38	25	11
099	78	Of/WN6/WC	+	50	-	1.7	1000	0.31	-6.81	14.5	-5.71	6.07	0.08	36	2,6,11
100	75	WN7h	-	50	33 ^g	1.0	1000	0.28	-6.80	17.4	-4.54	6.23	0.84	46	6,11
102	87	WN6h	? X	50	-	1.3	1600	0.25	-	10.6	-5.10	5.80	0.98	25	11,(10,12)
103	87	WN6h	+	50	-	1.3	1600	0.25	-	10.6	-5.10	5.80	0.98	25	11,(10,12)
104	76	Of/WN6	-	56	-	1.6	1600	0.47	-5.85	12.0	-5.48	6.10	0.21	38	3,6,11
105	77	WN7	-	50	43 ^f	1.7	1000	0.30	-6.93	21.2	-5.46	6.40	0.07	59	6,11,12
106	82	WN5h	-	56	44 ^f	1.2	1000	0.34	-6.81	18.5	-4.80	6.48	0.26	66	5,16
107	86	WN9	? X	40	-	1.7	1000	0.25	-7.61	33.1	-5.17	6.40	0.13	59	11,12
108	82	WN5h	-	50	45 ^f	1.4	1600	0.35	-7.01	29.6	-4.59	6.69	0.42	92	5,16
109	82	WN5h	-	56	46 ^f	1.3	1000	0.37	-6.42	22.3	-4.83	6.64	0.17	85	5
110	82	Of/WN6	-	50	43 ^f	1.7	1000	0.40	-6.28	17.2	-5.59	6.22	0.08	45	5

(wird auf der nächsten Seite fortgesetzt)

Tabelle 7.4: (fortgesetzt)

BAT99	Brey	Spektraler Subtyp ^a	Doppelstern ^b	T_* [kK]	T_{lit}^d [kK]	$\log R_t$ [R_\odot]	v_∞ [km s^{-1}]	$E_{\text{b-v}}$ [mag]	M_V [mag]	R_* [R_\odot]	$\log \dot{M}$ [M_\odot/yr]	$\log L$ [L_\odot]	$\frac{\dot{M}_v}{L/c}$	M [M_\odot]	Spektr ^e	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)	
111	82	WN9ha	-	X	40	-	1.5	1000	0.42	-6.96	22.9	6.08	0.32	37	5	
112	82	WN5h	-	X	56	-	1.2	1000	0.42	-7.12	17.1	6.41	0.27	60	6	
113	-	Of/WN6	+	X	56	-	1.6	1600	0.28	-6.08	14.0	6.24	0.19	46	6,11	
114	-	Of/WN6	-	X	56	-	1.7	1000	0.29	-6.12	14.0	6.24	0.05	46	6,11	
116	84	WN5h	+	X	63	-	1.2	1600	0.20	-	8.42	6.00	0.62	33	11,(5)	
117	88	WN5h	?	X?	71	71 ^f	1.3	1600	0.22	-6.37	13.2	6.60	0.22	80	1,10,12	
118	89	WN6h	?	X?	50	37 ^j	1.1	1000	0.19	-8.08	33.6	6.80	0.43	109	10,11,12,13	
119	90	WN6	+	X	50	32 ^g	1.1	1600	0.29	-7.26	26.4	6.59	1.24	79	8,11,10,12	
120	91	WN9h	-		35	30 ^g	1.2	1000	0.07	-4.81	12.8	5.34	2.05	14	8,11,12,14	
122	92	WN5(h)	-		45	-	1.4	1600	0.28	-6.65	19.2	6.13	0.79	40	1,8,10,12	
124	93a	WN4h	-		63	-	0.9	1000	0.30	-4.32	4.47	5.45	0.93	16	1	
126	95	WN4b	+	X	89	-	0.9	1600	0.17	-5.85	7.50	6.50	0.46	69	1	
128	96	WN3b	-		178	-	0.0	1600	0.12	-4.29	0.94	4.73	5.90	1.83	28	1,10
129	97	WN4b	+		89	-	1.1	1600	0.26	-4.65	4.73	5.33	6.10	0.29	38	1
130	-	WN11h	-		32	28 ^g	1.3	1000	0.25	-6.71	21.8	4.84	5.65	1.59	20	8,11,12
131	98	WN4b	-		112	-	0.4	1600	0.14	-4.52	2.37	4.73	5.90	1.84	28	1,12
132	99	WN4	-		79	-	0.6	1600	0.21	-4.45	3.58	4.76	5.65	3.04	20	1,10,12
133	-	WN11h	-		28	28 ^g	1.4	1000	0.11	-6.85	29.8	4.79	5.69	1.64	21	8,11,12,14
134	100	WN4	-		112	-	0.3	1600	0.05	-4.10	1.74	4.78	5.63	3.04	20	1,10,12

^a Spektraltyp nach Foellmi et al. (2003) bzw. Schnurr et al. (2008), sonst BAT99. Ich habe gegebenenfalls Kürzel h für $\sim 20\%$ Wasserstoffgehalt, WC für starke Kohlenstofflinien und rl für Rundlinienstern nach Abschnitt 10 ergänzt.

^b Doppelsternstatus. Für Details siehe Abschnitt 8. Ein X markiert Röntgenemission von kollidierenden Winden, siehe Abschnitt 9.

^d T_{lit} nach ^fHamann & Koesterke (2000), ^gCrowther & Smith (1997), ^hPasquali et al. (1997), ⁱHeap et al. (1991) und Heap et al. (1994), ^jCrowther & Dessart (1998).

^e Spektrnummerierung nach Tabelle 5.1.

8 Doppelsterne

8.1 Identifikation von Doppelsternen

Es ist leichter, einen WR-Stern zu finden, als ihm anzusehen, ob er in einem Doppelsternsystem entstanden ist. Für die Erklärung der Sternentwicklung spielt dies jedoch eine wichtige Rolle.

Zwei gängige Kriterien für die Einordnung als Doppelstern, "d.e.l." und "a" für *diluted line emission*, also abgeschwächte Linien, und *absorption features*, das heißt Absorptionslinien im Spektrum, werden durch die Ergebnisse von Non-LTE-Modellrechnungen angezweifelt (siehe Hamann & Graefener 2007).

So zeigen PoWR-Modelle, dass für viele WN-Sterne Absorptionslinien (a) schon aus dem Sternwind eines einfachen Sterns erwartet werden, die Vorhersage von Absorptionslinienstärken in einem Modell, das an die Emissionslinien eines Sterns angepasst wurde, übertrifft die beobachtete Absorption sogar tendenziell.

Schwache Linien (d.e.l.) können im Fall eines Doppelsterns bedeuten, dass ein zweiter Stern stark zu dem Kontinuumsfluss beiträgt. Wenn dann die Linien beim Normieren statt durch das Kontinuum des WR-Sterns durch die Kontinuumssumme beider Sterne dividiert wird, werden sie zu schwach berechnet. Ebenso können schwache Linien von den PoWR-Modellen problemlos vorhergesagt werden. Die Linienstärke entspricht im Wesentlichen dem Parameter des transformierten Radius R_t , also vor allem der Massenverlustrate (siehe Gleichung 4.2). Ein d.e.l.-Stern ist dann ein einfacher WR-Stern mit einer geringeren Massenverlustrate.

Abbildung 8.1 zeigt das Linienspektrum von WR 10, einmal normiert mit dem beobachteten Kontinuumsverlauf (links) und einmal mit der Annahme, dass ein zweiter Stern innerhalb eines Doppelsternsystems 50% zum Kontinuum beigetragen hat (rechts). Beide Annahmen reproduzieren die Beobachtung.

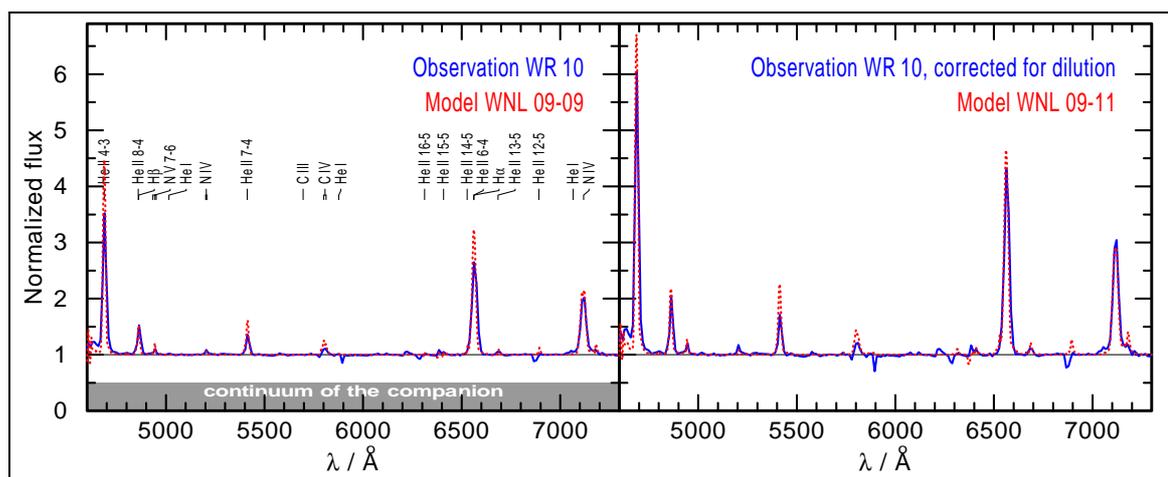


Abbildung 8.1: Normiertes Linienspektrum von WR 10.¹

Sind die Sterne im BAT99 Katalog also als “d.e.l.” oder als “a” klassifiziert worden, erkenne ich dies nicht als eindeutiges Ergebnis an. Ich führe diese Sterne von nun an als mögliche, nicht aber als eindeutige Doppelsterne (siehe Tabelle 8.1) mit einem “?” als Vermerk.

Eine weitere Option, Doppelsterne zu ermitteln, haben in letzter Zeit Foellmi et al. (2003) und Schnurr et al. (2008) genutzt: die Messung der Variabilität der radialen Geschwindigkeiten der Sterne. Wenn die Sterne umeinander kreisen, kann sich ihre Geschwindigkeit in Beobachtungsrichtung um einen messbaren Betrag ändern. Die radialen Geschwindigkeiten werden durch die Verschiebung der Linien gegenüber den Laborwellenlängen als Dopplereffekt gemessen. Auf diese Weise kann auch die Periode des rotierenden Doppelsternsystems ermittelt werden. Eine gemessene Periode erkenne ich als hinreichende Bedingung für die Diagnose Doppelstern an. Alle Perioden von WN-Doppelsternen in der LMC, die ich in der Literatur gefunden habe, führe ich in Tabelle 8.1 auf.

Die Feststellung einer periodischen Variabilität in den radialen Geschwindigkeiten auf Zeitskalen von wenigen Tagen bis zu wenigen hundert Tagen ist eindeutig interpretierbar als Doppelstern. Wenn umgekehrt bei dieser Untersuchung keine Variabilität gemessen wird, kann trotzdem ein Doppelstern nicht ausgeschlossen werden.

Doppelsterne können aus verschiedenen Gründen bei dieser Methode übersehen werden: Wenn die Periode zu lang ist, die Exzentrizität zu groß, die Masse des Begleiters zu klein ist oder wenn die Orbitalebene fast senkrecht zur Beobachtungsrichtung steht und keine Dopplerverschiebung entsteht. Um die Anzahl der verpassten Doppelsterne abzuschätzen, erstellten Foellmi et al. (2003) eine synthetische Gruppe an Doppelsternen verschiedener Massen, Perioden, Exzentrizitäten und Beobachtungswinkel und streuten sie statistisch. Sie berechneten die Variabilität in den radialen Geschwindigkeiten dieser Systeme, legten ein künstliches Rauschen auf die entstehenden Spektren und testeten, ob sie die radiale Verschiebung feststellen konnten. Sie fanden, dass sie etwa 35% der Doppelsterne mit Perioden bis 100 d übersehen haben.

Einige Sterne zeigten Spektren, die Merkmale aufwiesen, die ich in der Spektralanalyse nicht mit den PoWR-Modellen für einfache Sterne reproduzieren konnte.

Ein Beispiel dafür ist BAT99 59. Dieser Stern zeigt He II-Emissionslinien. Diejenigen Linien, die mit H-Linien zusammenfallen, zeigen gleichzeitig schmale Absorption mitten in der He-Linie, siehe dazu Abbildung 8.2.

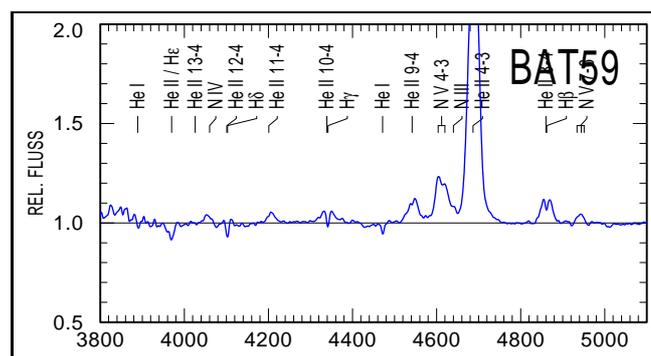


Abbildung 8.2: Ein Ausschnitt aus dem Spektrum von BAT99 59.

¹Abbildung von Hamann & Graefener (2007).

Tabelle 8.1: Doppelsterne

BAT99 No. (1)	BAT99 Periode (2)	Spektraltyp (3)	Foellmi Periode (4)	Spektraltyp (5)	Schnurr Periode (6)	Merkmale im Spektrum (7)	Sicherer Doppelstern (8)
005		+OB?	-				?
006	2.0d ^a	+O6-7					+
012					3.2d		+
014		+OB?	-	(+OB)			?
019		+OB?	17.99d	+O5			+
021		+OB?	-	(+OB)			?
027		+B1?	-	(B1IA)		+	+
029			2.2d	+OB			+
031			?				?
032	1.9d ^b				1.9d		+
040		+O?	-				?
042		(+B3)?	-	(B1IA)		+	+
043		+OB?	2.8d	+OB			+
049	34.0d ^c	+O6	31.7d	+O8V			+
059		+B?	?4.7d	+O8		+	+
060		+OB?	-				?
063		+abs?	-				?
064		+OB?	37.6d	+O9			+
067		+OB?	-				?
071			2.3d	+O8			+
072			?	+O3			+
077	3.0d ^b				3.0d		+
078				(+O8V)			?
079		+OB?			-		?
086				+O9			?
092	4.3d ^b	+B1			4.3d	+	+
095					2.1d		+
099					92.6d		+
102					-		?
103	2.8d ^b	+O			2.8d		+
107	52.7d ^b				-		?
108						?	?
109						?	?
113					4.7d		+
116					?		+
117		+B?	-				?
118					?		?
119	25.2d ^b				158.8d		+
126		+O7?	??25.5d	+O8			+
129			2.76d	+O			+

(2) Doppelstern nach dem Katalog BAT99, mit Perioden von ^aNiemela (1995), ^bMoffat (1989) (zur Verwechslung von BAT99 102 & BAT99 103 siehe Schnurr et al. 2008), ^cNiemela (1991).

(4) Doppelstern nach Studien von Foellmi et al. (2003) oder (6) nach Schnurr et al. (2008).

(7) Merkmale für einen Doppelstern im Spektrum nach eigenem Dafürhalten.

(8) Ein Stern wird als sicherer Doppelstern gesehen, wenn entweder eine Periode gemessen wurde oder das Spektrum nur für einen Doppelstern erklärt werden kann.

Das markanteste Doppelsternspektrum hat wohl BAT99 42. Abbildung 8.3 zeigt einen Ausschnitt aus diesem Spektrum. Man sieht stark verbreiterte He II Linien, die nach unserer Methode einer Rotationsverbreiterung von 2000 km s^{-1} entsprechen würden (siehe dazu Abschnitt 10). Selbst in den He II-Emissionslinien gibt es starke, schmale H und He I-Absorptionslinien. Mit dem Auftauchen sowohl von breiten, runden Emissions- als auch schmalen Absorptionslinien unterscheidet sich dieser Stern von den anderen, die ich als mögliche Rotationssterne eingeordnet habe. Möglich ist, dass es sich hier um einen Doppelstern handelt mit einem Rundlinienstern und einem Begleiter, der die schmalen Absorptionslinien erzeugt.

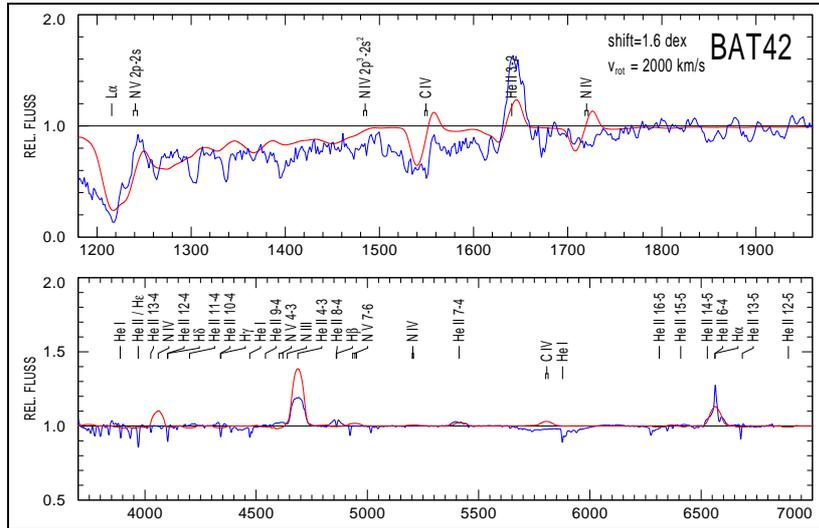


Abbildung 8.3: Ein Ausschnitt aus dem Spektrum von BAT99 42. Bei diesem Stern muss es sich um einen Doppelstern handeln

BAT99 108 und BAT99 109 zeigen in separat gemachten Aufnahmen identische Spektren (siehe Abbildung 8.4). Ich nehme an, dass das beobachtete Spektrum die Summe der beiden Einzelspektren ist, wobei die Sterne wahrscheinlich nur sehr nahe und nicht aufgelöst sind und nicht gravitativ gebunden. Trotzdem werde ich sie im Folgenden als Doppelsterne betrachten. Im nächsten Abschnitt beschreibe ich jedoch noch Hinweise auf ein tatsächliches Doppelsternszenario.

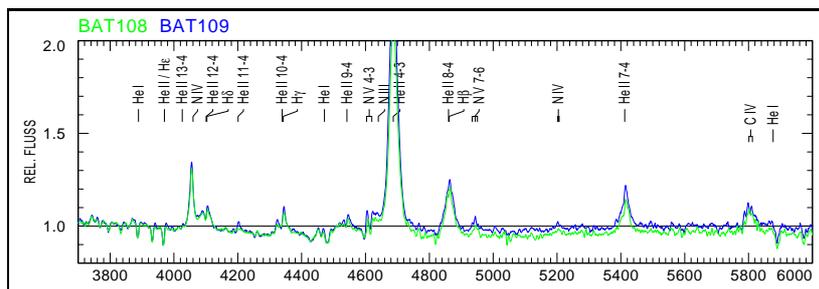


Abbildung 8.4: Spektren von BAT99 108 und BAT99 109

Weitere Methoden, mit denen man zum Beispiel Sterne mit Wind-Wind-Stößen identifizieren

kann, sind meines Wissens nach nicht systematisch angewandt worden. Dazu gehören Variabilität in den P-Cygni-Profilen, abgeflachte Emissionslinien und ein Übermaß an IR-Strahlung durch Staubbildung in der Kollisionszone (siehe Pittard et al. 2005). Eine andere Methode zum Auffinden von Doppelsternen sind die Röntgenemissionen der Sterne, die ab einer gewissen Stärke nur durch Wind-Wind-Stöße in einem Doppelsternsystem erklärt werden kann. Eine Analyse der Röntgendaten zu den Sternen findet sich im nächsten Abschnitt 9.

8.2 Fehler bei der Spektralanalyse von Doppelsternen

Bei einzelnen Doppelsternen kann es zu einem phasenabhängigen Emissionsexzess wegen der Wind-Wind-Stöße kommen, wie zum Beispiel bei BAT99 19, 43, 64, 71 und 129 (siehe Foellmi et al. 2003) oder BAT99 119 (Schnurr 2008). Die Äquivalenzbreite schwankt im letzten Fall durch den exzentrischen Orbit der Umlaufbahn zwischen 65 \AA (Periapsis, die Sterne sind sich am nächsten) und 55 \AA (Apoapsis, die Sterne sind am weitesten voneinander entfernt). Das gleiche Phänomen liegt wahrscheinlich auch bei BAT99 99 vor. Damit kann das Emissionslinienspektrum um 15% überschätzt werden. Für eine phasenaufgelöste Analyse der Spektren könnte man für diese beiden Sterne die Daten der Variabilitätsmessungen von Foellmi et al. (2003) und Schnurr et al. (2008) erfragen.

Trägt ein zweiter Stern zum Kontinuumsfluss bei, so werden die Linienstärken gegenüber den eigentlichen Stärken abgeschwächt (siehe dazu Abbildung 8.1). Da die Linienstärke vor allem dem transformierten Radius entspricht, wird bei Doppelsternen, deren Kontinuum nicht um den Beitrag des Zweitsterns korrigiert wird, die Massenverlustrate systematisch unterschätzt. Die Leuchtkraft wird dagegen überschätzt.

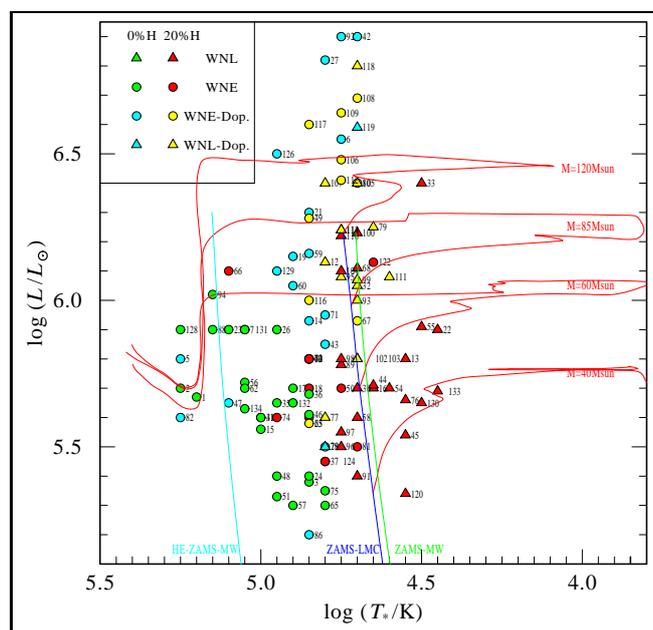


Abbildung 8.5: HRD inklusive Doppelsterne.

Ein Blick auf das Hertzsprung-Russell-Diagramm (Abbildung 8.5), in dem die bekannten Dop-

pelsterne in Gelb und Türkis, je nach Wasserstoffanteil, eingetragen sind, zeigt, dass sie statistisch wesentlich leuchtkräftiger sind als einfache Sterne (in den folgenden Abbildungen sind auch schon Sterne als Doppelsterne markiert, die erst im nächsten Abschnitt 9 als solche eingeordnet werden). Eine grobe Abschätzung, bei der der Zweitstern etwa genauso hell ist wie der WN-Stern, würde bedeuten, dass man nicht die Leuchtkraft L des WN Sterns, sondern $2L$ beobachtet. In logarithmischer Auftragung bedeutet das $\log(2L)/L_{\odot} = \log L/L_{\odot} + \log 2 \approx \log L/L_{\odot} + 0.3$.

Die Effekte auf die Leuchtkraft und die Massenverlustrate sind jedoch nicht separat betrachtbar. Für eine sinnvolle Analyse eines Doppelsterns bräuchte ich eine Abschätzung des Spektraltyps des Begleiters, wie sie Foellmi et al. (2003) für die WNE-Sterne machen. Dann könnte ich ein so genanntes composite spectrum synthetisch erstellen, indem ich für den Begleiter eine typische Temperatur und einen typischen Radius eines Nullalter-Hauptreihensterns diesen Typs annehmen und die Schwarzkörperstrahlung dieses Sterns vom Kontinuumsfluss des Doppelsternsystems subtrahieren würde. Auf diese Weise werden die Stärken der Linien im normalisierten Spektrum – das dann nur noch im Verhältnis zu dem bereinigten WN-Stern-Spektrum berechnet wird – größer. Das bedeutet aber nicht nur die beschriebene höhere Massenverlustrate, sondern wahrscheinlich auch eine größere Sterntemperatur. Diese kann wiederum dazu führen, dass die Leuchtkraft gegenüber der Nicht-Beachtung des Begleiters sogar steigt!

Insofern sind alle für die markierten Doppelsterne ermittelten Parameter wahrscheinlich stark verfälscht. Nur für Sterne, bei denen der Begleiter weniger als $\approx 10\%$ zum beobachteten Fluss beiträgt, könnten die Ergebnisse aussagekräftig sein. Dies ist nach Schnurr (2008) bei BAT99 118 der Fall, was ihn mit $\log L/L_{\odot} \approx 6.8$ zu dem leuchtkräftigsten der untersuchten und mit $M \approx 109 M_{\odot}$ zu einem der massereichsten bekannten Sterne macht.

Einige Sterne stechen aus dem HRD heraus, namentlich BAT99 27, BAT99 42 und auch BAT99 92. Für alle drei Sterne war es mir unmöglich, überhaupt die Beobachtungsspektren zu reproduzieren. Die ermittelten Parameter haben hier gar keine Aussagekraft. In allen anderen Fällen scheint die grobe Abschätzung, etwa 0.3 von der logarithmisierten Leuchtkraft abzuziehen, sinnvolle Werte zu ergeben.

Abbildung 8.6 zeigt die Massenverlustrate in Abhängigkeit von der Leuchtkraft wie schon Abbildung 7.8, jedoch diesmal inklusive der Doppelsterne. Hier wird noch einmal deutlich, dass die Doppelsterne gegenüber den einfachen Sternen nach oben entlang der Leuchtkraftskala verschoben sind. Das entspricht dem oben diskutierten Effekt. Nach diesem Diagramm reicht $\Delta \log L/L_{\odot} \approx 0.3$ jedoch nicht aus, um den Fehler in der Leuchtkraft abzuschätzen, er muss größer sein. Die Massenverlustrate scheint dafür bei den meisten Doppelsternen innerhalb des Bereichs zu liegen, den auch einfache abdecken.

Auch nach dem vorläufigen Ergebnis von Pasemann (2008) zu den Sternen der SMC reicht $\Delta \log L \approx 0.3$ nicht zur Erklärung der hohen Leuchtkräfte aus (siehe Abbildung 8.7). Wenn diese Ergebnisse sich bewähren, müssen vielleicht weitere Mechanismen in Erwägung gezogen werden um die Leuchtkräfte zu interpretieren.

Denkbar wäre Folgendes: Die Strahlung des zweiten Sterns trägt zur Ionisation der äußeren Schichten des Sternwinds bei, und eine höhere Ionisation bedeutet, dass wir die Beobachtungsdaten mit einem Modell mit höherer Temperatur wiedergeben. Nimmt man wiederum eine höhere Temperatur an, braucht man mehr Leuchtkraft, um dieselben flusskalibrierten Spektren und Photometriemarken zu erreichen. Die Sterne würden im HRD nach rechts unten rücken.

Eine Möglichkeit, den Effekt der Ionisation durch den zweiten Stern theoretisch abzuschätzen wäre, die Randbedingungen für den äußeren Rand des Sternwinds so zu setzen, dass sie die Einstrahlung des zweiten Sterns modellieren. Dann gilt $I_{\nu}(\mu < 0, r = R_{\max}) \neq 0$.

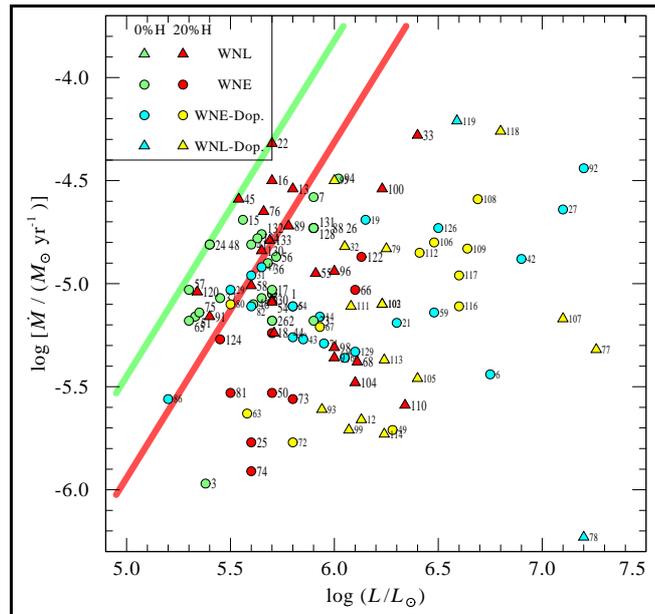


Abbildung 8.6: $\log \dot{M}/M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ über $\log L/L_{\odot}$ inklusive Doppelsternen.

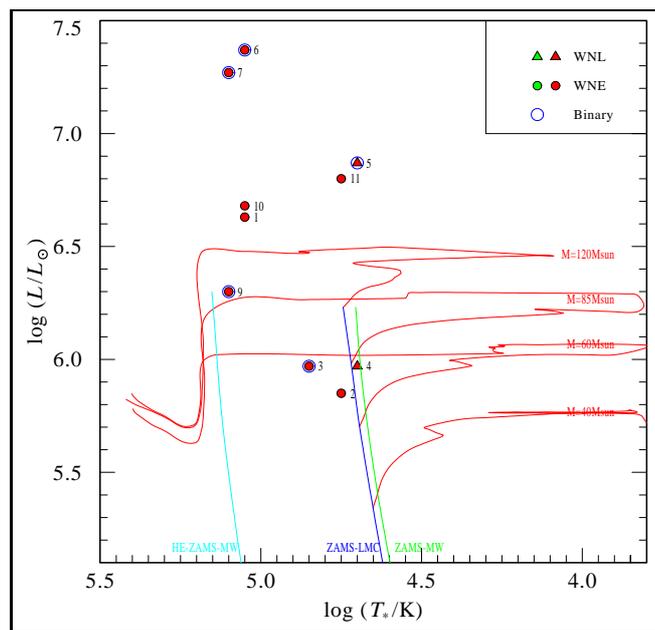


Abbildung 8.7: Vorläufiges HRD der WN-Sterne in der SMC²

²Abbildung von Pasemann (2008), Entwicklungswege wie in Abbildung 7.7.

8.3 Doppelsternhäufigkeit

Entsprechend der Vorhersagen sind der Massenverlust und die Ensgeschwindigkeit des liniengetriebenen Winds der WR-Sterne metallizitätsabhängig (siehe Gleichung 7.5). Dies konnte ich auch an den Massenverlusten in Abbildung 7.8 tendenziell bestätigen. In einer Umgebung mit geringerer Metallizität wie der LMC sollte es demnach weniger WR-Sterne geben als in der Milchstraße. Entsprechend den Sternentwicklungsrechnungen der Genfer Sternentwicklungsgruppe (Maeder 1998, zitiert nach Foellmi et al. 2003) muss die Anfangsmasse eines Sterns dann in der LMC $35 M_{\odot}$ betragen (gegenüber den $25 M_{\odot}$ in der Milchstraße). Bei der geringeren Metallizität Z der LMC (siehe Abschnitt 3) bedeutet dies, dass das Verhältnis WR/O , also der Anteil der O-Sterne, der zu WR-Sternen wird, geringer sein muss.

Obwohl dies tatsächlich beobachtet wird (mit $(WR/O)_{MW} = 0.10$, $(WR/O)_{LMC} = 0.05$ und $(WR/O)_{SMC} = 0.02$, Foellmi et al. 2003), ist der Anteil der WR-Sterne immer noch höher, als von Sternentwicklungsmodellen vorausgesagt wurde (siehe Maeder & Meynet 1994). Eine Erklärung ist, dass die Sterne als Doppelstern durch Roche-Lobe Overflow (RLOF) zu Wolf-Rayet-Sternen werden.

Bartzakos et al. (2001) nehmen nun an, dass der Anteil der Sterne, die durch RLOF zu WR-Sternen werden (WR_{BIN} , BIN steht für Binary, englisch für Doppelstern), unabhängig ist von der Metallizität. Sie ermitteln empirisch für mehrere Galaxien

$$WR_{BIN}/O \approx 0.021. \quad (8.1)$$

Erweitert man den Bruch WR_{BIN}/WR zu

$$\frac{WR_{BIN}}{WR} = \frac{WR_{BIN}/O}{WR/O} \quad (8.2)$$

nimmt WR_{BIN}/O als universell und bekannt an und ermittelt WR/O durch einfaches Abzählen, dann kann man eine Vorhersage für den Anteil der WR-Sterne treffen, der durch RLOF entstanden sein muss. Das Verhältnis WR/O abzuzählen ist zuverlässiger, als dem WR-Stern anzusehen, ob er durch RLOF entstanden ist (WR_{BIN}/WR). Die von Foellmi et al. (2003) dazu berechneten Werte zitiere ich in Tabelle 8.2. Foellmi et al. (2003) betonen, dass die theoretische Doppelsternhäufigkeit eher eine Untergrenze beschreibt, da jeder Fund eines weiteren WR-Sterns die Vorhersage erhöhen würde.

Tabelle 8.2: Metallizitätsabhängige Ausgangsbedingungen für WR Sterne.³

	Anfangsmasse	WR/O	WR_{BIN}/WR
MW	$25 M_{\odot}$	0.104	0.20 ± 0.32
LMC	$35 M_{\odot}$	0.05	0.41 ± 0.13
SMC	$45 M_{\odot}$	0.21	0.98 ± 0.06

Schnurr et al. (2008) finden 8 Doppelsterne unter 41 WNL-Sternen mit einer Häufigkeit von $8/41 \approx 20\%$. Foellmi et al. (2003) finden sehr ähnlich unter 61 WNE-Sternen 11 Doppelsterne und damit eine Doppelsternhäufigkeit von $11/61 \approx 18\%$. Dieses Ergebnis reproduziert den erwarteten Wert von $41 \pm 13\%$ noch nicht. Die Fehlerspanne beträgt nach Foellmi et al. (2003, siehe auch oben) etwa 35%. Damit liegt der Erwartungswert jedoch innerhalb der Fehlergrenzen.

³Tabelle nach Foellmi et al. (2003)

Mit der oben genannten erweiterten Recherche ermittle ich 23 sichere Doppelsterne und 17 weitere mögliche Kandidaten. Für 108 bekannte WN-Sterne in der LMC bedeutet das einen Anteil von $\approx 21-37\%$, also knapp weniger als das von Foellmi et al. (2003) vorhergesagte Minimum von $41 \pm 13\%$. Inklusive der Fehlerspanne von Foellmi et al. (2003) wird mit $(21 \pm 35)\%$ der Erwartungswert durch die Beobachtung reproduziert.

Zum Vergleich möchte ich erwähnen, dass Bartzakos et al. (2001) unter WC/WO-Sternen eine Häufigkeit von $3/24 \approx 13\%$ finden. Die Doppelsternhäufigkeit werde ich am Ende des folgenden Abschnitts 9 noch einmal aufgreifen.

8.4 Doppelstern-Entwicklung

Im Folgenden Abschnitt beschreibe ich die Entwicklung eines Doppelsternsystems, wie sie von de Loore & van Rensbergen (2005) dargestellt wird.

Zwei Sterne mit den Massen M_1 und M_2 rotieren mit der Periode P um den gemeinsamen Masseschwerpunkt C , die große Halbachse der Ellipsenbahn ist a . Dann kann man nach dem Roche-Modell die Äquipotentialflächen ausdrücken als

$$\Phi = -\frac{G \cdot M_1}{\sqrt{\left[x - \frac{M_2}{M_1+M_2}a\right]^2 + y^2 + z^2}} - \frac{G \cdot M_2}{\sqrt{\left[x - \frac{M_1}{M_1+M_2}a\right]^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{2} \cdot \Omega_B^2 \cdot [x^2 + y^2] = \text{const.} \quad (8.3)$$

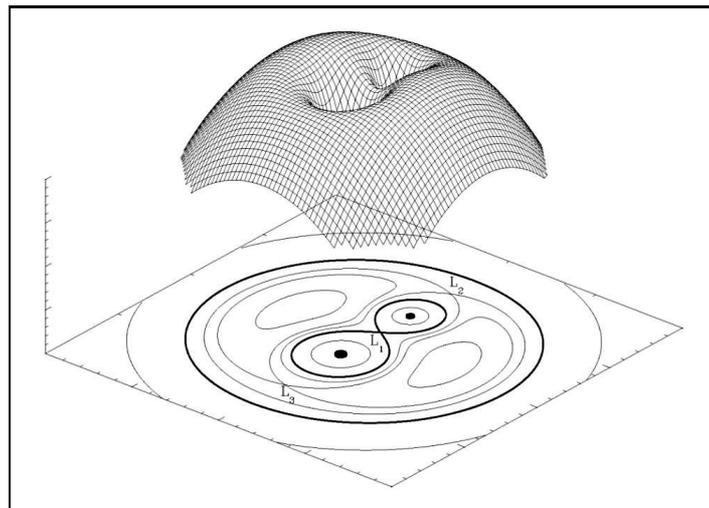


Abbildung 8.8: Roche Potential für einen Doppelstern.⁴

Die Funktion Φ hat fünf Sattelpunkte, an denen sich Gravitations- und Zentrifugalkraft genau die Waage halten. Diese Punkte nennt man Lagrange-Punkte. Drei der Lagrange-Punkte liegen auf der Geraden durch die Sternzentren, der wichtigste, L_1 , liegt zwischen den Sternen.

Die Äquipotentialfläche, die durch L_1 geht, nennt man Roche-Grenze (engl. Roche lobe). So lange der Radius eines Sterns kleiner ist als die Roche-Grenze, ist er stabil. Wächst er im Laufe

⁴Quelle: Author: Marc van der Sluys, 2006. <http://hemel.waarnemen.com/Informatie/Sterren/hoofdstuk6.html#h6.2> einesehen am 23.05.08

seiner Entwicklung über die Roche-Grenze hinaus an, fließt Materie über zu seinem Begleiter. Der Prozess des Ausfüllens der Roche-Grenze heißt Roche-Lobe Overflow (RLOF).

De Loore & van Rensbergen (2005) rechnen die Sternentwicklung in Doppelsternsystemen wie folgt: Sie nehmen für beide Sterne eine Entwicklung analog zu der von Einzelsternen an und berechnen diese in Zeitschritten. Sobald sich die Hülle von einem der Sterne über die Roche-Grenze hinaus ausdehnt, nehmen sie diesen Anteil von der Hülle des einen Sterns und fügen sie dem zweiten hinzu. Unter diesen veränderten Bedingungen berechnen sie dann den nächsten Zeitschritt.

Das Ergebnis dieser Rechnungen wird in Abbildung 8.9 dargestellt.

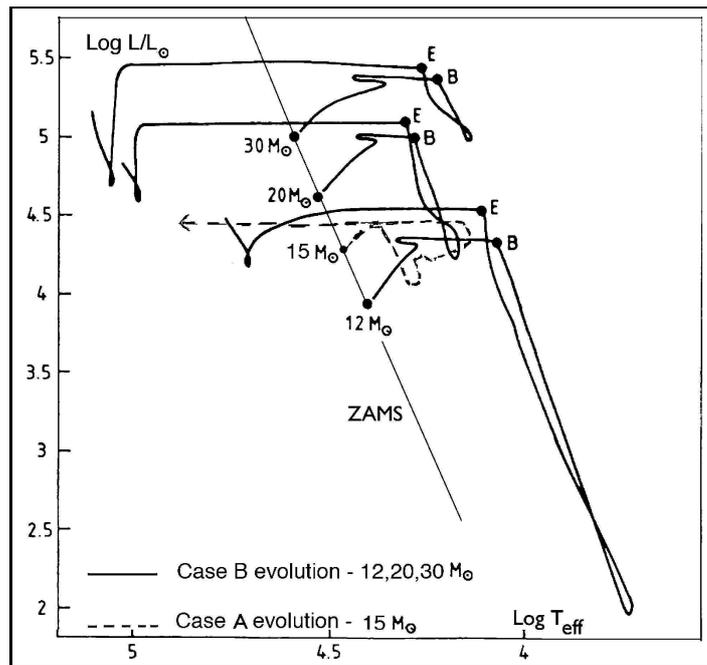


Abbildung 8.9: HRD mit Doppelstern-Entwicklungswegen.⁵

Die Berechnungen in Abbildung 8.9 nehmen an, dass die gesamte Masse im RLOF auf den Zweitstern übertragen wird und keine Masse aus dem System verloren geht (konservativer Fall). Das anfängliche Massenverhältnis beträgt $q = M_2/M_1 = 0.9$ und die Periode ist zwei Tage. Abgebildet sind zwei Fälle A und B. Im Fall A dehnt sich der massereichere Stern noch während des zentralen Wasserstoffbrennens über die Roche-Grenze hinaus aus, im Fall B während des Wasserstoffschalenbrennens. Für Fall A ist ein Entwicklungsweg für einen Stern mit einer Anfangsmasse vom $M_{1,\text{init}} = 15 M_\odot$ eingezeichnet (gestrichelte Linie), für B drei Wege mit den Anfangsmassen 12, 20 und $30 M_\odot$ (durchgezogene Linien). Die Punkte B markieren den Beginn des RLOF, E das Ende.

Offensichtlich können in einem Doppelsternsystem Wolf-Rayet-Sterne schon mit Anfangsmassen von $12 M_\odot$ erzeugt werden. Diese können Leuchtkräfte bis hinunter zu $\log L/L_\odot = 4.5$ haben. Gerade diese zahlreichen leuchtschwachen, wasserstofffreien Sterne konnten durch die Entwicklung eines Einzelsterns ohne große Anfangsrotation nicht erklärt werden (siehe Abschnitt 7).

⁵Abbildung von de Loore & van Rensbergen (2005)

Das HRD in Abbildung 8.5 zeigt jedoch, dass sich in dieser Gruppe kaum Doppelsternverdächtige befinden, sie sind sogar unterrepräsentiert. Die meisten befinden sich am leuchtkräftigen Ende der ZAMS. Dies könnte an der überschätzten Leuchtkraft und der unterschätzten Temperatur liegen (siehe oben).

9 Röntgenemission

9.1 Röntgenemissionsquellen

Nach Guerrero & Chu (2008a) gibt es drei Vorgänge, die zur Bildung von Röntgenemission in Winden von WR-Sternen führen: Bei dem ersten entsteht die Röntgenstrahlung durch Stoßfronten im Wind selbst, das heißt, einzelne Gaspakete im Wind bewegen sich mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten supersonisch zueinander und kollidieren dann. Die zweite Art, auf die die hochenergetische Strahlung erzeugt wird, ist der Stoß des Windes mit umgebenden, in früheren Stadien des Sterns erzeugten Blasen des Interstellaren Mediums (ISM). Die dritte Möglichkeit sind Stöße des Windes mit dem Wind eines Begleiters. Der Begleiter kann zum Beispiel ein O-Stern sein. Das Gas wird durch die Stoßfronten aufgeheizt und emittiert thermische Röntgenstrahlung. Auch wenn der Begleiter ein schwarzes Loch ist, bildet sich eine Stoßfront, die weit genug vom Ereignishorizont entfernt ist, so dass beim Stoß Röntgenstrahlung emittiert werden kann. Doppelsterne, bei denen der Begleiter des WR Sterns entweder ein schwarzes Loch oder ein Neutronenstern ist, nennt man HMXB (High-Mass X-Ray Binaries, also Röntgendoppelsterne großer Masse).

9.2 Korrelation mit der bolometrischen Leuchtkraft

Für O-Sterne findet man empirisch als Korrelation zwischen der Röntgenhelligkeit L_x und der bolometrischen Leuchtkraft L_{bol} (siehe zum Beispiel Chlebowski 1989, Oskinova 2005):

$$L_x/L_{bol} \approx 10^{-7} \quad (9.1)$$

Die Gleichung besagt, alle O-Sterne emittieren Röntgenstrahlung, und diese korreliert mit der bolometrischen Helligkeit der Sterne.

Eine Untersuchung der WR-Sterne in der Milchstraße hat ergeben, dass die Röntgenemission von einfachen WR-Sternen deutlich unter der von O-Sternen liegt. Nur WR-Doppelsterne emittierten Röntgenlicht von dieser Stärke (siehe Oskinova 2005). Bei Wind-Wind-Stößen kann die Röntgenemission jedoch $L_x/L_{bol} = 10^{-7}$ auch um bis zu zwei Größenordnungen übersteigen (siehe Pittard et al. 2005). Im Fall von einer weniger intensiven Emission kann man Stöße im Wind selbst und Stöße mit dem ISM daran unterscheiden, ob die Röntgenquellen punktförmig (Stöße im Wind) oder ausgedehnt (Stöße mit dem ISM) sind. Alle Sterne, die harte, also besonders hochenergetische Röntgenemission zeigen (≥ 2 keV), müssen Doppelsterne sein, wenn nicht – im Fall von besonders intensiver Röntgenemission ($\log L_x/\text{erg s}^{-1} \geq 34$) – HMXBs (Oskinova 2008 siehe dazu auch die Einschätzung der Plasmatemperaturen in Guerrero & Chu 2008a).

In der Milchstraße ist kein einzelner WC-Stern mit eigener Röntgenemission bekannt (siehe Oskinova et al. 2003); hier ist die Selbstabsorption im Wind sehr groß. Bei WC-Sternen, die in diesem Energiebereich detektiert werden, handelt es sich wahrscheinlich ausschließlich um Doppelsterne.

Die Röntgenemission gibt mir also ein weiteres Kriterium an die Hand, mit dem ich Doppelsterne von einfachen unterscheiden kann. Ich habe aus kürzlich veröffentlichten Aufsätzen (vor allem von Guerrero & Chu 2008a,b) zusammengetragen, von welchen der WN-Sterne der LMC Röntgenemission detektiert wurde. Eine Übersicht der Daten findet sich in Tabelle 9.1 am Ende dieses Abschnitts.

Keine der Röntgenquellen scheint besonders ausgedehnt (siehe Guerrero & Chu 2008a). Das heißt, Stoßfronten mit dem ISM können als Erzeugungsmechanismus ausgeschlossen werden. Es bleibt also anhand von Härte und Intensität der Emission zu unterscheiden, ob die Quellen Stoßfronten im Wind selbst oder Stöße mit dem Wind eines Begleiters sind. Dazu habe ich für die WR-Sterne in der LMC publizierte Röntgenemissionen in Beziehung zu den bolometrischen Leuchtkräften gesetzt, die ich in dieser Arbeit ermittelt hatte.

Das Ergebnis wird in Abbildung 9.1 dargestellt. Die kleinen Symbole kennzeichnen die Sterne, für welche die bolometrische Leuchtraft ein sehr unsicherer Parameter ist. Nachdem ich die optischen Spektren von Schnurr (siehe Abschnitt 5) bekommen habe, ist dies nur noch bei BAT99 42 der Fall – natürlich mit einem großen Maß an Skepsis bei Doppelsternen. Die Relation für O-Sterne ist zum Vergleich eingezeichnet. WR-Sterne aus der Milchstraße (Stern-Symbole) sind ebenfalls eingetragen (Daten aus Oskinova 2005), sie unterschreiten fast alle die Detektionsgrenzen der Messungen in der LMC. Die Detektionsgrenzen sind eingezeichnet als gestrichelte Linien, sie sind für den ROSAT Satelliten aus Guerrero & Chu (2008a) und für den Chandra Satelliten aus der niedrigsten noch detektierten Röntgenleuchtkraft in Guerrero & Chu (2008b) entnommen. WC-Sterne, für die mir die bolometrischen Leuchtkräfte unbekannt sind, habe ich am rechten Rand der Grafik eingetragen.

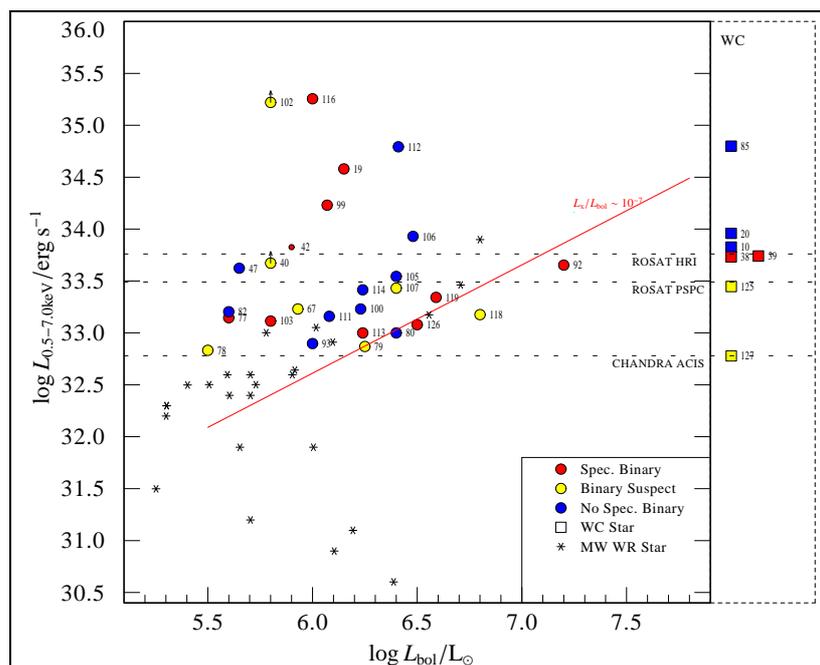


Abbildung 9.1: Röntgenhelligkeit über der bolometrischen Leuchtkraft.

Ich kann das Ergebnis anderer Studien (zum Beispiel von Oskinova 2005) bestätigen, dass die Korrelation der O-Sterne für WR-Sterne nicht gilt; die Röntgenleuchtkräfte streuen breit. In der Milchstraße ist die Röntgenleuchtkraft der WN-Sterne maximal so groß wie etwa der 10^7 te Anteil

der bolometrischen Leuchtkraft, und selbst dieses Ergebnis wurde nur im Fall von Doppelsterne erreicht. Oskinova (2005) schloss daraus, dass bei WR-Doppelsternen die Röntgenemission weder vom WR-Stern noch von den kollidierenden Winden sondern nur vom Begleiter, oft selbst ein O-Stern, kommt.

In der LMC finde ich ein völlig anderes Bild. WR-Sterne, für die ebenfalls $L_x/L_{\text{bol}} \leq 10^{-7}$ gilt, liegen hier fast immer unter der Detektionsgrenze. Der Anteil der Röntgenleuchtkraft an der gesamten Leuchtkraft ist hier jedoch in vielen Fällen deutlich größer als bei O-Sternen. Im Vergleich zur Milchstraße übersteigen die röntgenhellsten WR-Sterne der LMC die Messwerte ihrer Pendants um eine ganze Größenordnung.

Mich interessiert, ob eine Analyse der Röntgenemission der Sterne ein sicheres Kriterium für den Doppelsternstatus liefern kann. Dies wäre nicht der Fall, wenn bekannte Doppelsterne das Kriterium nicht erfüllen würden.

So habe ich in Abbildung 9.2 alle bekannten spektroskopischen WN-Doppelsterne der LMC (siehe Abschnitt 8) in das L_x - L_{bol} -Diagramm eingetragen (rote Punkte) und für die nicht-detektierten Doppelsterne die 3σ -Obergrenzen der trotz Nicht-Detektion noch möglichen Röntgenemission (schwarze Dreiecke). Nicht-Detektion bedeutet, dass die Zählraten zu gering waren, um als Detektion zu gelten. Vielleicht lag das Objekt aber einfach nur am Rand des Detektors oder die Beobachtungszeit war so kurz, dass statistisch immer noch eine eigentlich große Emission möglich ist. Ich habe die gegebenen Obergrenzen der Zählraten in Leuchtkräfte umgerechnet. Dazu habe ich das Programm PIMMS¹ benutzt mit den Modellen von Raymond-Smith für dünnes Plasma (siehe dazu Raymond & Smith 1977) bei einer Temperatur von $kT = 1.6 \text{ keV}$ mit Stickstoffsäulendichten von $5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Parameter entsprechend Guerrero & Chu 2008a).

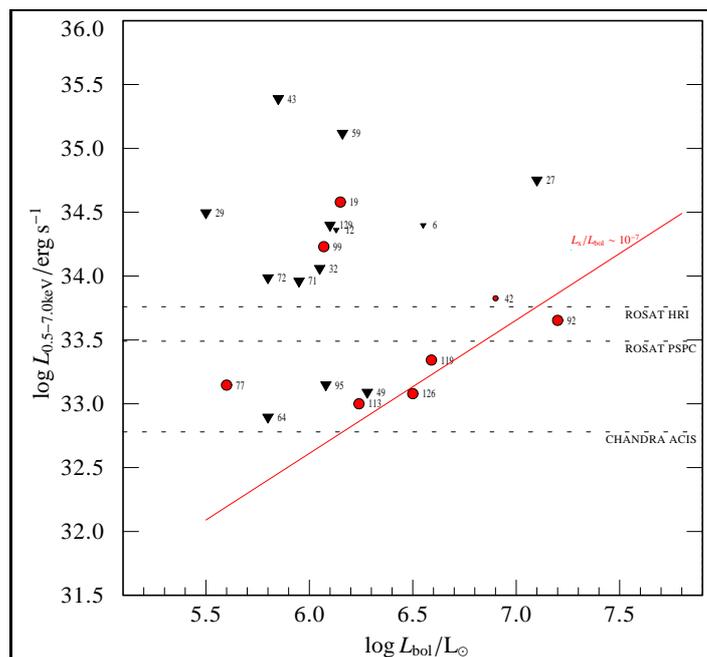


Abbildung 9.2: Röntgenhelligkeit über bolometrischer Helligkeit für bekannte Doppelsterne.

Foellmi et al. (2003) suchten bereits in der SMC nach WN-Röntgenquellen. Sie fanden dort

¹<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/Tools/w3pimms.html>

eine klare Dichotomie zwischen Doppelsternen ($L_x \gtrsim 5 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$) und einfachen Sternen ($L_x \lesssim 2 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$). Nur ein Doppelstern zeigt keine starke Röntgenemission, dieser hat jedoch einen wenig dichten Wind und einen schwachen Begleiter. Eine Obergrenze für eine mögliche Emission geben Foellmi et al. (2003) nicht an. In der LMC haben Foellmi et al. (2003) drei bekannte Doppelsterne, BAT99 43, BAT99 49 und BAT99 71 ebenfalls nicht in Röntgenemission detektiert. Ich finde jedoch in Abbildung 9.2, dass die Detektionsgrenze von allen drei Sternen so hoch liegt, dass sie noch Röntgenemission $L_x/L_{\text{bol}} > 10^{-7}$ zulässt. Schnurr et al. (2008) berichten, dass von sieben bekannten Doppelsternen, die in Röntgenemission beobachtet wurden, nur fünf detektiert wurden, BAT99 95 und 113 nicht. Sie haben ebenfalls Obergrenzen von $L_x/L_{\text{bol}} > 10^{-7}$ (siehe Abbildung 9.2).

Es zeigt sich, dass die Röntgenemission der meisten Doppelsterne weit über dem für O-Sterne erwarteten Wert von $\log L_x/L_{\text{bol}} = -7$ liegt (oder im Fall von Nicht-Detektionen: liegen kann). Es gibt also keinen Fall eines bekannten WN-Doppelsterns mit nachweisbar geringer Röntgenemission in der LMC. Das liegt jedoch zugegebenermaßen vor allem an den hohen Detektionsgrenzen.

Ich finde also Röntgenemissionen, die zu stark sind für Stoßfronten innerhalb von den Sternwinden oder mit dem ISM, die jedoch durch Doppelsternsituationen erklärt werden können. Außerdem stelle ich fest, dass alle bekannten Doppelsterne in der Milchstraße und der LMC mindestens $L_x/L_{\text{bol}} = 10^{-7}$ erfüllen (bzw. ihre Emissions-Obergrenzen deutlich darüber liegen). Die vermuteten Einzelsterne in der Milchstraße emittieren dagegen deutlich weniger. Ich schließe daraus, dass es sich bei allen überhaupt detektierten WN-Sternen in der LMC um Doppelsterne handelt.

Foellmi et al. (2003) ziehen diesen Schluss nicht: Sie finden in der LMC vier einfache Sterne mit Röntgenemission. Bei BAT99 67 diagnostizieren sie, dass die Röntgenemission durch Stoßfronten im Wind und mit dem ISM entstehen. Hier detektierten Guerrero & Chu (2008a) später jedoch noch intensivere Emission (siehe Tabelle 9.1). Unter den anderen drei Sternen ist BAT99 42, den ich inzwischen als Doppelstern bestimmt habe (siehe Abschnitt 8). BAT99 40 und BAT99 47 verbleiben als einfache Sterne, für die Röntgenemission detektiert wurde. Schnurr et al. (2008) finden zehn Sterne, die Röntgenemission zeigen, jedoch keine Periodizität in den radialen Geschwindigkeiten. Sechs davon zeigen jedoch Variabilität und auch von den restlichen vier schreiben Schnurr et al. (2008), dass sie Doppelsternsysteme mit großen Perioden ($>200 \text{ d}$) oder sehr kleinen Winkeln der Orbitalebene zur Beobachtungsrichtung nicht ausschließen können. Ich gehe davon aus, dass dies bei Foellmi et al. (2003) auch der Fall ist.

Die Diagnose von Oskinova (2005), dass bei WN-Doppelsternen der Hauptbeitrag zur Röntgenemission vom Partner, einem O-Stern, kommt, kann bei den LMC-Gegenständen nicht gehalten werden, da die Emission in den meisten Fällen $\log L_x/L_{\text{bol}} = -7$ nicht nur erreicht, sondern übersteigt. Die Emission muss von kollidierenden Winden erzeugt werden.

Wenn, wie oben aufgeführt, die besonders leuchtkräftigen ($\log L_x/\text{erg s}^{-1} \geq 34$) Röntgenquellen HMXBs sind, dann sind BAT99 19, 85, 99, 102, 112 und 116 gute Kandidaten dafür.

9.3 Harte Röntgenstrahlung

In Abbildung 9.3 überprüfe ich einen weiteren Indikator für Doppelsterne: die Härte der Röntgenstrahlung. Harte, also besonders energiereiche Röntgenemission kann theoretisch nur bei einem der drei oben genannten Mechanismen entstehen: dem Zusammenprall von zwei Sternwinden.

Besteht die Emission eines Sterns nur aus weicher Röntgenstrahlung, dann ist $L_{0.5-7.0 \text{ keV}} \approx L_{0.5-2.0 \text{ keV}}$ und der Stern muss in dem Diagramm 9.3 auf der durchgezogenen Linie liegen. Liegt

er darüber, dann ist ein Teil der Röntgenemission hart. Dies ist bei allen detektierten Sternen mit wenigen Ausnahmen der Fall. Die Fehlergrenzen der Messwerte habe ich nicht berücksichtigt.

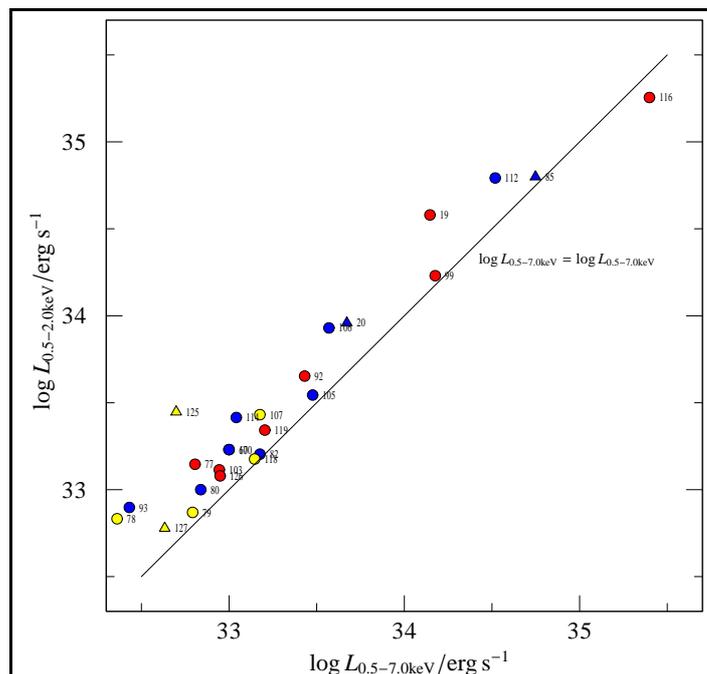


Abbildung 9.3: Die Leuchtkraft $L_{0.5-7.0\text{keV}}$ über der weichen $L_{0.5-2.0}$ -Leuchtkraft.²

Die verschiedenen Erzeugungsmechanismen sollten nicht nur Emissionen von verschiedener Intensität, sondern auch von verschiedener Härte zeigen: Doppelsterne emittieren mehr und auch härtere Strahlung als einfache, HMXBs wiederum mehr und auch härtere als Doppelsterne mit ZAMS-Begleitern. Diese Abstufung spiegelt jedoch nicht die Verteilung der Messpunkte in Abbildung 9.3 wider. Auch die schwächeren Röntgenemitter haben teilweise sehr harte Strahlung. Die Kandidaten für HMXBs, BAT99 19, 85, 99, 102, 112 und 116 zeigen dagegen keine auffällig harte Emission.

Die Stärke der Röntgenleuchtkraft der in der LMC detektierten WN-Sterne suggeriert, dass es sich bei allen um Doppelsterne handelt. An dieser Grafik möchte ich noch einmal überprüfen, ob unter den bisher noch nicht als Doppelstern bekannten Sternen (die also blau oder gelb eingezeichnet sind), Exemplare sind, die schwache und wenig harte Röntgenstrahlung emittieren. In diesen Fällen wäre die Doppelstern-Diagnose vielleicht noch nicht ganz sicher.

Unter den leuchtschwächeren zeigen BAT99 79, 82, 105 und 118 weniger harte Röntgenemission. Ein Vergleich mit Abbildung 9.1 zeigt jedoch, dass von diesen nur BAT99 118 unter $\log L_x/L_{\text{bol}} = -7$ liegt.

9.4 Wind-Wind-Stöße

Abgesehen von BAT99 118, dessen Status unklar ist, komme ich zu dem Schluss, dass es sich bei allen in der LMC in Röntgenemission detektierten WN-Sternen um Doppelsterne handelt. Die

²Die Position von BAT99 116 entspricht den Angaben von Guerrero & Chu (2008a).

Röntgenleuchtkraft übersteigt in den meisten Fällen $L_x/L_{\text{bol}} = -7$, die Emission entsteht durch Wind-Wind-Stöße. Die Röntgenleuchtkraft kann aber nicht nur als Unterscheidungsmerkmal von Doppelsternen herangezogen werden, sondern auch detailliertere Auskunft über die Geometrie des Systems und die Winde geben. Dazu ist ein modellhaftes Verständnis von den Wind-Wind-Stößen nötig.

Kollidierende Winde erzeugen eine Zone stoß-aufgeheizten Gases von 10^7 bis 10^8 K. Damit ist das Gas hier um etwa vier Größenordnungen heißer als der Sternwind und emittiert signifikante Röntgenemission (zu dieser und der folgenden Theorie der Wind-Wind-Stöße siehe Pittard et al. 2005). Die Stoßfront bildet sich dort, wo sich die Staudrücke der beiden Sternwinde ausgleichen. Sind beide Winde ähnlich stark, ist die Stoßfront eine Ebene mitten zwischen den Sternen. In einem WR+OB-Doppelsternsystem ist der OB-Sternwind jedoch schwächer und die Stoßfront formt sich um den OB-Stern herum. Bei weiten Doppelsternsystemen, in denen beide Winde ihre Endgeschwindigkeiten erreichen, bevor sie zusammenstoßen, liegt der Staupunkt in einem Abstand zum WR-Stern von

$$r = \frac{1}{1 + \eta^{1/2}} D \quad (9.2)$$

wobei D der Abstand der Sterne und η das Verhältnis der Windimpulse ist, definiert durch

$$\eta = \frac{\dot{M}_{\text{OB}} v_{\text{OB}}}{\dot{M}_{\text{WR}} v_{\text{WR}}}, \quad (9.3)$$

\dot{M} und v sind Massenverlust und Endgeschwindigkeit der jeweiligen Sternwinde. Mit $\dot{M}_{\text{OB}} < \dot{M}_{\text{WR}}$ und $v_{\text{OB}} < v_{\text{WR}}$ ist η eine kleine Zahl und der Staupunkt der Wind-Wind-Stöße liegt mit $r \approx D$ nahe dem OB-Stern.

Die Kühlkonstante χ zeigt an, ob die Stoßfront die angesammelte Energie adiabatisch durch Expansion oder durch Strahlung nach außen transportiert. χ ist definiert als das Verhältnis der charakteristischen Zeitskalen für die jeweiligen Prozesse und ist damit proportional zu

$$\chi \propto \frac{v^4 D}{\dot{M}}. \quad (9.4)$$

In strahlungsdominierten Systemen ist $\chi \ll 1$, in adiabatischen Systemen ist $\chi \geq 1$. Es kann für beide Sterne separat berechnet werden, der Stern mit dem kleineren Wert dominiert dann die Röntgenemission. Gilt $\chi \ll 1$ für beide Sterne, dann dominiert der Stern die Röntgenemission, dessen Wind die größere Endgeschwindigkeit erreicht. Mit $\chi \propto D$ tendieren weite Systeme dazu, adiabatisch zu sein, während Systeme mit kurzen Perioden eher strahlungsdominiert sind. In Sternen mit höherer Heliumhäufigkeit und höherer Metallizität ist Kühlung durch Linienemission dabei vereinfacht, das bedeutet, Systeme, in denen ein Stern ein WN- oder sogar ein WC-Stern ist, sollten eher strahlungsdominiert sein, Doppelsternsysteme in der LMC aber statistisch seltener als in der Milchstraße.

Bei strahlungsdominierten Systemen ist die Röntgenleuchtkraft proportional zur kinetischen Energie des Windes

$$L_x \propto \dot{M} v^2 \quad (9.5)$$

und damit

$$\log L_x = \log(\dot{M} v^2) + \text{const.} \quad (9.6)$$

Für adiabatische Systeme gilt dagegen

$$L_x \propto \dot{M}^2 / v^{3.2} D. \quad (9.7)$$

Nähert man den Abstand der Sterne für Kreisbahnen mit $T \propto \frac{\pi(\frac{1}{2}D)^2}{v} \propto D^2$ und setzt dies ein erhält man

$$\log L_x = 2 \log(\dot{M}) - 3.2 \cdot \log v + \frac{1}{2} T + \text{const.} \quad (9.8)$$

Zu den Ergebnissen dieser Arbeit zählt, dass ich die kinetische Energie des Windes der WR-Sterne ermitteln kann – wieder unter dem Vorbehalt, dass ich den Beitrag des Begleitsterns in der Spektralanalyse nicht berücksichtigt habe.

Unter der Annahme, dass die Röntgenleuchtkraft vom WR-Sternwind dominiert wird, habe ich also die für den Fall strahlungsdominierter Systeme gültige Korrelation der Röntgenleuchtkraft mit der kinetischen Energie des Windes überprüft (Abbildung 9.4). Zudem habe ich die Röntgenleuchtkraft über dem Impuls $\log(\dot{M} \cdot v_\infty)$ aufgetragen (Abbildung 9.5).

Ich kann in beiden Fällen keine Korrelation feststellen. Eine genaue Analyse würde zunächst die Berechnung von χ für jeden WN-Stern erfordern und, wenn möglich, eine Abschätzung des Wertes für den Begleiter. Die Kandidaten für HMXB müssten aus dieser Analyse ausgeschlossen werden. Die Spektralanalyse müsste um den Beitrag des Begleiters zur Leuchtkraft korrigiert werden. Ebenso müsste der Anteil an der Röntgenemission des Begleiters abgezogen werden. Für den Fall adiabatischer Kühlung muss zudem der Abstand mit in die Rechnungen einfließen.

Schnurr et al. (2008) hatten bereits in ihrer Arbeit nach einem Zusammenhang zwischen der Periode der bekannten Doppelsternsysteme und der Röntgenleuchtkräfte gesucht und ebenfalls keinen gefunden. Das nächste Ziel wäre es, den Zusammenhang in Gleichung 9.8 zu überprüfen.

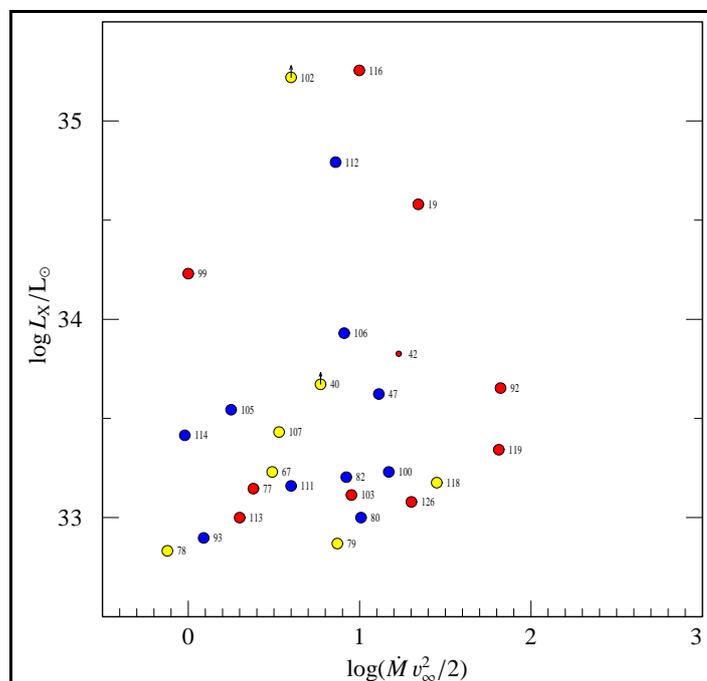


Abbildung 9.4: Röntgenleuchtkraft über der kinetischen Energie des Sternwindes.

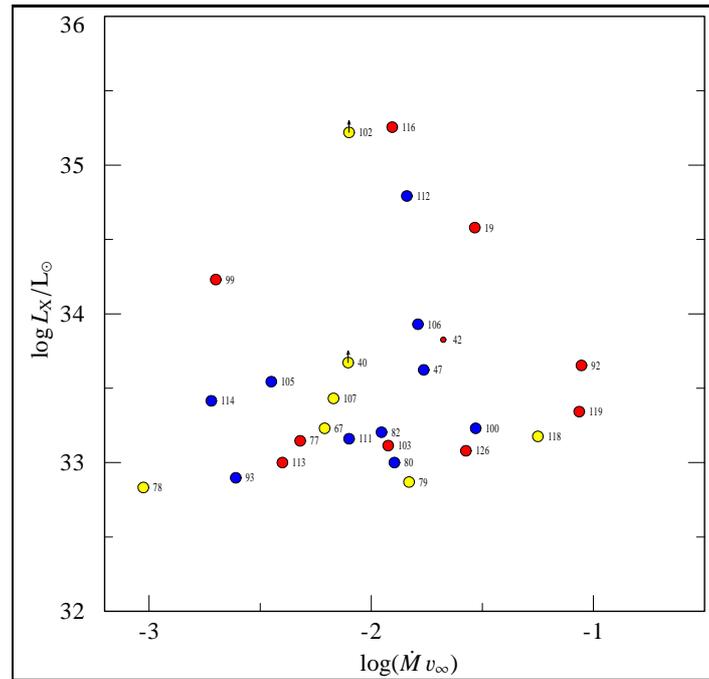


Abbildung 9.5: Röntgenleuchtkraft über dem Windimpuls.

9.5 Korrelation mit Spektraltypen

In Abbildung 9.6 habe ich die Anzahl der detektierten Sterne über den verschiedenen Spektraltypen in einem Histogramm dargestellt. Die Typen WN 3-9 habe ich unterteilt in wasserstoffhaltig und wasserstofffrei, außerdem sind WC und Of/WN 6 dargestellt, in schwarz die jeweilige Summe. Auffällig ist, dass es vor allem Röntgenemitter unter den Spektraltypen WN 5 und WN 6 gibt. In Abbildung 9.7 ist die gemessene Röntgenleuchtkraft über dem Spektraltyp aufgetragen. Hier zeigt sich, dass die röntgenhellsten Sterne vom Typ WN 5 sind, zudem jeweils einer vom Typ WN 4 beziehungsweise 6. Die Typen WN 3, 7 und 9 scheinen eher röntgenleuchtschwächer zu sein, soweit hier überhaupt eine statistisch relevante Aussage zu treffen ist.

In der Milchstraße ist kein Stern vom Typ WN 8 je in Röntgenemission detektiert worden, die Grenzen der trotz nicht-Detektion maximal möglichen Emission liegen bei $\log(L_x/L_{\text{bol}}) \leq -9$ (siehe Oskinova 2005). Dies kann durch die Untersuchung der Röntgenemission der WN-Sterne in der LMC bestätigt werden – wenn auch die Grenzen der maximal möglichen Emission aufgrund der Entfernung der LMC nicht so niedrig sind wie in der Milchstraße. Nach Oskinova (2005) ist es möglich, dass WN 8-Sterne grundsätzlich andere Eigenschaften haben als andere Spektraltypen. Dies konnte ich in der Analyse der optischen Spektren nicht verifizieren. Unter der Annahme, dass alle detektierten WN-Sterne Doppelsterne sind, ist es verwunderlich, dass trotzdem diese Korrelation mit dem Spektraltyp erhalten bleibt. Dies kann aber auch statistische Ursachen haben: In der LMC wurden nur zwei Sterne als WN 8 klassifiziert und bei beiden besteht kein Doppelsternverdacht. Ebenso ist kein Stern vom Typ WN 2 in Röntgenemission detektiert worden, wahrscheinlich aus statistischen Gründen, da ebenfalls nur zwei Sterne als WN 2 klassifiziert wurden.

9.6 Röntgendoppelsterne

Zusammengefasst sind 34 WN-Sterne in Röntgenemission detektiert worden, von denen alle bis auf vielleicht BAT99 118 Doppelsterne sein sollten. Dazu kommt die Röntgenquelle bei BAT99 108 und 109, in der die Sterne nicht einzeln aufgelöst werden können, ebensowenig wie ihre optischen Spektren (siehe dazu Abbildung 8.4). Diese Sterne stehen für mich auch in Doppelsternverdacht, unklar ist nur, ob vielleicht nur einer der beiden einen Begleiter hat. Von den detektierten waren vorher schon 12 als Doppelsterne bekannt, 9, inklusive BAT99 118, hatte ich als unsichere Kandidaten eingeordnet, und 13 standen nicht in Verdacht.

Das ergibt nun insgesamt 44 Doppelsterne und 9 Kandidaten mit einem Fragezeichen. Von 108 WN-Sternen macht das einen Anteil von $\approx 41 - 49\%$. Dies entspricht dem Erwartungswert von $(41 \pm 13)\%$ sehr genau. Die 21 neu als Doppelsterne eingeordneten liegen innerhalb der von Foellmi et al. (2003) berechneten Fehlerspanne (siehe Abschnitt 8). Wenn die Vorhersage stimmt, ist die Gruppe der WN-Doppelsterne damit ziemlich vollständig.

Auf diese Weise kann das Verhältnis WR/O vollständig erklärt werden, es ist nicht nötig, Rotation zur Absenkung der Mindestanfangsmasse von WR-Sternen heranzuziehen, wie es Foellmi et al. (2003) getan haben.

Dies gilt auch für die WC-Sterne: Wie oben besprochen handelt es sich bei allen in Röntgenemission detektierten WC-Sternen um Doppelsterne. Die drei röntgenhellsten WC-Sterne sind bisher nicht als Doppelsterne bekannt, zwei weitere Röntgenemitter waren nur unsichere Kandidaten. Die aktuellste Untersuchung zum Doppelsternstatus der WC-Sterne in der LMC ist von Bartzakos et al. (2001). Bei ihrer Analyse haben sie 3 sichere und 7 unsichere spektroskopische Doppelsterne unter 23 bekannten WC/WO-Sternen gefunden. Geht man nun davon aus, dass alle in Röntgenemission detektierten WC-Sterne Doppelsterne sein müssen, dann kommen zu den bekannten Exemplaren noch 3 zusätzliche hinzu. Mit 6-13 Doppelsternen von 23 WC-Sternen erreicht man den von Bartzakos et al. (2001) theoretisch erwarteten Wert von $\approx 50\%$.

Tabelle 9.1: Gemessene Röntgenemission von WR-Sternen

BAT99	Doppel- stern	Portegies Zwart et al. (2002)	Foellmi et al. (2003)	Townsley et al. (2006)	Townsley et al. (2006)	Guerrero & Chu (2008a, 2008b)	Guerrero & Chu (2008a)	Schnurr et al. (2008)	$\log L_{\text{bol}}$ [L_{\odot}]
(1)	(2)	$\log L_{0.3-3.5\text{keV}}$ [erg s^{-1}]	$L_{0.5-5.0\text{keV}}$ [erg s^{-1}]	$\log L_{0.5-8.0\text{keV}}$ [erg s^{-1}]	$\log L_{2.0-8.0\text{keV}}$ [erg s^{-1}]	$L_{0.5-7.0\text{keV}}$ [erg s^{-1}]	$L_{0.5-2.0\text{keV}}$ [erg s^{-1}]	$L_{0.5-7.0\text{keV}}$ [erg s^{-1}]	(9)
		(3)	(6)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	
10	-					6.7E33 ^b			WC
19	+		1.3E34 ^d			3.8E34 ^a	1.4E34		6.15
20	-					9.1E33 ^a	4.7E33		WC
38	+					5.4E33 ^b			WC
"	"					3.2E34 ^b			"
39	+					5.5E33 ^b			WC
40	?		4.7E33 ^d						5.80
42	+					6.7E33 ^b			6.90
"	"		1.1E34 ^d			8.6E33 ^b			"
47	-		4.6E33 ^d			4.2E33 ^b			5.65
67	?		6.6E32 ^d			1.7E33 ^a	1.0E33		5.93
77	+					1.4E33 ^a	6.4E32	5E32	5.60
78	?					6.8E32 ^a	2.3E32		5.50
79	?					7.4E32 ^a	6.2E32	5E32	6.25
80	-					1.0E33 ^a	6.9E32		6.40
82	-					1.6E33 ^a	1.5E33		5.60
85	-					6.3E34 ^a	5.6E34		WC
92	+			33.48	33.10	4.5E33 ^a	2.7E33	1.3E33	6.90
93	-			34.22	33.77	7.9E32 ^a	2.7E32	8E32	6.00
99	+	32.86		?	?	1.7E34 ^a	1.5E34	1.3E34	6.07
100	-			35.25	35.25	1.7E33 ^a	1.0E33	8E32	6.23
101,102						1.6E35 ^a	1.5E35	1.5E35	
101-103						1.6E35 ^b			
102	?	35.22							5.80
103	+			33.57	33.21	1.3E33 ^a	8.8E32		5.80
105	-	33.31		33.16 ^c		3.5E33 ^a	3.0E33	2.4E33	6.40

(wird auf der nächsten Seite fortgesetzt)

Tabelle 9.1: (fortgesetzt)

BAT99	Doppel- stern	Portegies Zwart et al. (2002)	Foellmi et al. (2003)	Townsley et al. (2006)	Townsley et al. (2006)	Guerrero & Chu (2008a, 2008b)	Guerrero & Chu (2008a)	Schnurr et al. (2008)	$\log L_{bol}$ [L_{\odot}]
(1)	(2)	$\log L_{0.3-3.5\text{keV}}$ [erg s^{-1}]	$L_{0.5-5.0\text{keV}}$ [erg s^{-1}]	$\log L_{0.5-8.0\text{keV}}$ [erg s^{-1}]	$\log L_{2.0-8.0\text{keV}}$ [erg s^{-1}]	$L_{0.5-7.0\text{keV}}$ [erg s^{-1}]	$L_{0.5-2.0\text{keV}}$ [erg s^{-1}]	$L_{0.5-7.0\text{keV}}$ [erg s^{-1}]	(9)
(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
106,108,110		34.34		33.93	33.68	2.4E34 ^a	1.5E34		
106,108,109				33.39	32.92	2.7E33 ^a	1.5E33	1.8E33	6.40
107	?	33.35		34.31	33.58				
108,109				33.16 ^c					
111	-			35.04	34.72	6.2E34 ^a	3.3E34		6.41
112	-	34.93		33.00 ^c					
113	+			33.12 ^c		2.6E33 ^a	1.1E33	1.0E33	6.24
114	-			35.38	35.11	1.8E35 ^a	2.5E35		6.00
116	+			35.26		1.7E35 ^b		1.8E35	“
“	“			33.17	33.08	1.5E33 ^a	1.4E33	1.5E33	6.80
118	?	33.17		33.51	33.43	2.2E33 ^a	1.6E33	1.2E33	6.59
119	+	33.04		33.99		2.8E33 ^a	5.0E32		WC
125	?					1.2E33 ^a	8.9E32		6.50
126	+					6.0E32 ^a	4.3E32		WC
127	?								

^a Guerrero & Chu (2008a)

^b Guerrero & Chu (2008b)

^c Röntgenhelligkeiten berechnet aus den Zählraten mit PIMMS^a:

Modelle von Raymond-Smith (siehe dazu Raymond & Smith 1977),

$kT = 1.6 \text{ keV}$ mit Säulendichten von $5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (entsprechend Guerrero & Chu 2008a)

bei einer Metallizität von $Z = 0.4 Z_{\odot}$.

^a<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/Tools/w3pimms.html>

10 Sterne mit runden Linienprofilen

10.1 Schnelle Rotation

Zu den interessantesten Objekten unter den untersuchten WN-Sternen gehörten fünf mit auffällig verbreiterten und gerundeten Linienprofilen (siehe Abbildung 10.1), ähnlich wie WR 002 in der Milchstraße (siehe Hamann et al. 2006). Diese Linien können durch schnelle Sternrotation entstehen. Wie in Abschnitt 2 beschrieben, spielt die Rotation eine große Rolle für die Entwicklung von Sternen, die Durchmischung und den Massenverlust. Zudem sind schnell rotierende WR-Sterne Kandidaten für die Vorgänger von langanhaltenden Gamma-Ray Bursts (GRB, Gamma-Strahlungs-Ausbrüche) (siehe zum Beispiel Vink 2007). Die Kombination von WR-Sternentyp (Wasserstofffreiheit) und schneller Rotation ist aber zunächst keine naheliegende Kombination, wie ich unten darlegen werde. Ein Nachweis der Existenz solcher Objekte wäre also ein großer Schritt zur Erklärung der Herkunft der GRBs und würde für die Sternentwicklungstheorie neue Erkenntnisse bringen.

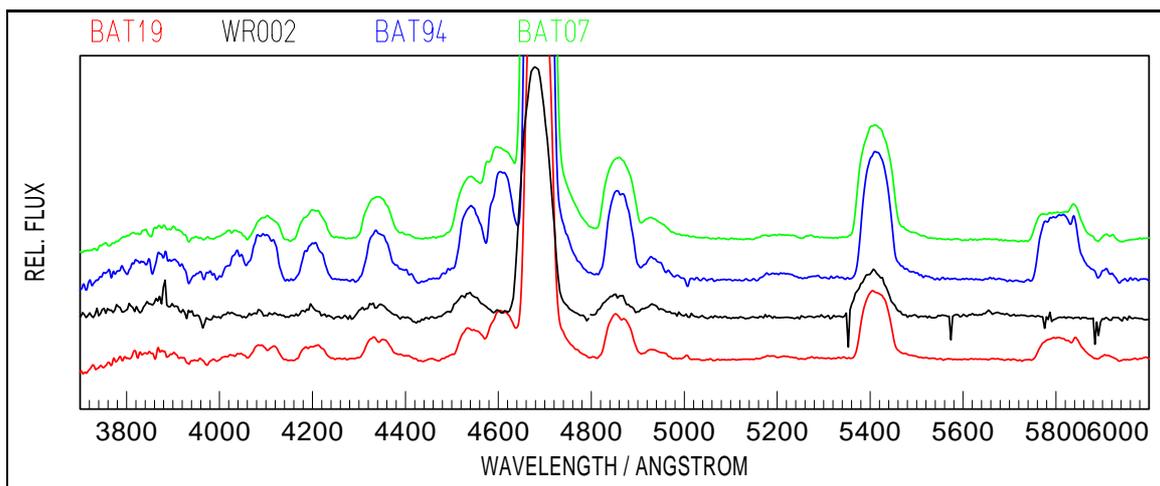


Abbildung 10.1: Spektren der "Rundliniensterne" inklusive WR 002.

Ich vermerke in der Klassifikation der "Rundliniensterne" in Abbildung 10.1 den Zusatz "rl". Die Linien von BAT99 88 sind weniger verbreitert als die der anderen, so dass es unsicher ist, ob es sich hier um einen rl-Stern handelt. Das Spektrum von BAT99 42 ist in Abbildung 8.3 dargestellt. Hier scheint es, als ob sich ein WNrl Stern in einem Doppelsternsystem mit einem Stern befindet, der schmale H-Absorptionslinien zeigt. BAT99 51 zeigt ebenso wie BAT99 92 sehr schwache, sehr runde He-Emissionslinien, die ich nicht konsistent mit einem Modell wiedergeben kann. BAT99 92 hat ebenso wie BAT99 88 erhöhten Kohlenstoffanteil (siehe Abschnitt 7).

Ich habe die PoWR-Modellspektren an die Linienstärken (Äquivalenzbreiten) der beobachteten Spektren angepasst. Während die Modelle für die meisten Sterne sowohl die Linienstärke wie auch das Linienprofil weitestgehend wiedergeben können, trifft dies auf die genannten Sterne

nicht zu. Die Linienstärken können zwar mit bestimmten Modellparametern reproduziert werden, die Linienprofile jedoch nicht.

Für einen Stern mit runden Linienprofilen haben Hamann et al. (2006) in starker Vereinfachung angenommen, das im PoWR-Code errechnete Spektrum würde aus einer Kugelschale emittiert, die mit einer bestimmten Geschwindigkeit v_{rot} rotiere. Diese Vorgehensweise setzt voraus, dass die Rotation keinen Einfluss auf die Struktur des Windes und entsprechend auf das Spektrum hat, abgesehen von der Linienverbreiterung selbst. Dies ist offensichtlich eine stark vereinfachende Annahme. Faltet man das Spektrum jedoch mit dieser Rotation, dann können die Linienprofile erstaunlich gut reproduziert werden (siehe dazu zum Beispiel BAT99 94 in Abbildung 10.2). Die Abweichung bei 4100 Å liegt an der zu hohen Stickstoffhäufigkeit im (galaktischen) Modell. Die C IV-Linien zeigen alle ähnliche, nicht-reproduzierbare abgeflachte Profile.

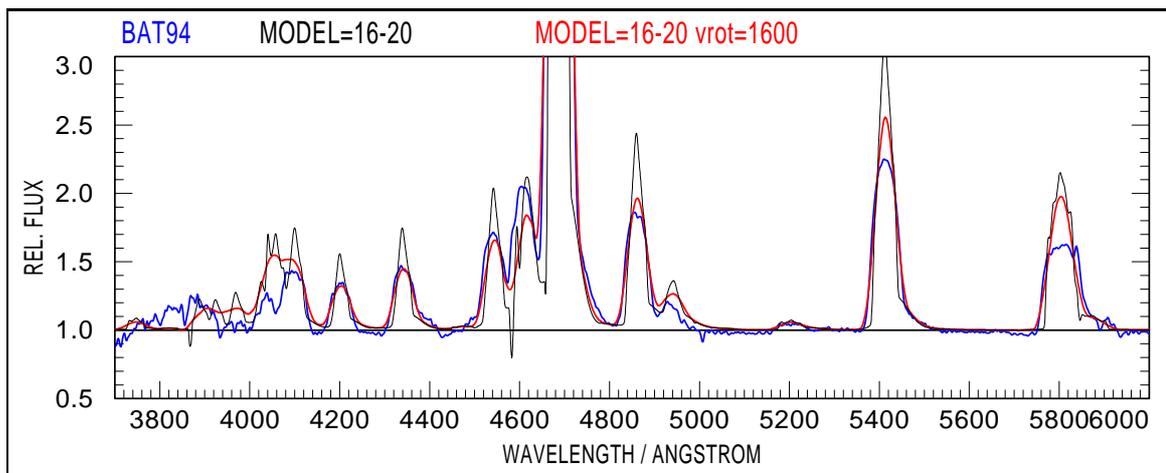


Abbildung 10.2: Beobachtung von BAT99 94, Modell und rotationsgefaltetes Modellspektrum.

Auf diese Weise kann ich die Rotationsgeschwindigkeiten mit einer Genauigkeit von etwa 200 km s^{-1} bestimmen. Nur sehr schnelle Rotation nahe der Stabilitätsgrenze (break-up limit) ist mit dieser Methode feststellbar: Man benötigt Rotationsgeschwindigkeiten von über $\approx 1000 \text{ km s}^{-1}$. Die ermittelten Rotationsgeschwindigkeiten werden in Tabelle 10.1 wiedergegeben.

Bei dieser Methode wird Rotation eines starren Körpers angenommen. Zur genaueren Bestimmung der Geschwindigkeit müsste aber überprüft werden, an welcher Stelle im Sternwind die Linien entstehen und Drehimpulserhaltung berücksichtigt werden. Der Drehimpuls L ist verknüpft mit dem Abstand r und dem Impuls p über

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = m\vec{r} \times \vec{v}_{\text{rot}}. \quad (10.1)$$

Die Rotationsgeschwindigkeit geht also mit $\propto \frac{1}{r}$. Insofern ist unerwartet, dass alle Linien gleichermaßen verbreitert scheinen. Da die Rotationsgeschwindigkeit nur einen Anteil senkrecht zur radialen Richtung hat, während die Windgeschwindigkeit v_{Wind} gerade radial gerichtet ist, stehen die beiden Geschwindigkeiten immer senkrecht aufeinander und ein Windelement erreicht eine maximale Geschwindigkeit von $\sqrt{v_{\text{Wind}}^2 + v_{\text{rot}}^2}$. Dabei ist v_{rot} maximal bei kleinen r , v_{Wind} erst weit außen im Wind.

Tabelle 10.1: Rotationsgeschwindigkeiten der WN-Sterne

BAT	Spektral- klasse	Doppel- stern	T_* [kK]	$\log L$ [L_\odot]	v_{rot} [kms $^{-1}$]
07	WN4brl	-	112	5.90	1900
19	WN4brl	+	97	6.15	1500
42	WN5brl	+	63	6.90	2000
88	WN4/WCEr1	-	141	5.90	1200
92	WN3:b/WCr1	+	45	6.90	1200
94	WN4brl	-	141	6.02	1800
WR					
002*	WN2r1	+	141	5.45	1900

* Alle Daten von WR 002 wurden aus Hamann et al. (2006) entnommen.

Während in der Milchstraße von 74 untersuchten WN-Sternen nur ein möglicher schneller Rotator gefunden wurde (Hamann et al. 2006), wurden unter 108 WN-Sternen der LMC fünf gefunden. Diese Zahlen sind zu klein um sie statistisch auszuwerten. Tendenziell ist der Anteil der schnell rotierenden WN-Sterne in der LMC jedoch größer als in der Milchstraße!

Diese ermittelten Geschwindigkeiten bewegen sich in der Größenordnung der Stabilitätsgrenze (bei der break-up velocity) der Sterne. Die Sterne sind nicht mehr stabil, wenn die Zentrifugalkraft der Rotation, die auf ein Massenelement m auf der Sternoberfläche bei $r = R_*$ wirkt

$$F_{\text{zentrifugal}} = \frac{mv_{\text{rot}}^2}{R_*} \quad (10.2)$$

von der gleichen Größe ist wie die Gravitationskraft auf dieses Element

$$F_{\text{Gravitation}} = -G \frac{M_* m}{R_*^2} \quad (10.3)$$

mit der Gravitationskonstante $G = 6.67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$.

Setzt man diese Kräfte für die Stabilitätsgrenze gleich und löst nach der Grenzgeschwindigkeit $v_{\text{break-up}}$ auf, erhält man

$$v_{\text{break-up}} \approx \sqrt{\frac{GM_*}{R_*}}. \quad (10.4)$$

Bei einer Masse von $M_* \approx 28 M_\odot$ und einem Radius von $R_* \approx 2.37 R_\odot$ wie im Fall von BAT99 7 (Werte aus Tabelle 7.4) erhält man $v_{\text{break-up}} \approx 1500 \text{ km s}^{-1}$, also unter der gemessenen Rotationsgeschwindigkeit $v_{\text{rot}} = 1900 \text{ km s}^{-1}$! Im Fall von BAT99 88 mit einer Masse von ebenfalls $M_* \approx 28 M_\odot$ und einem Radius von $R_* \approx 1.49 R_\odot$ liegt $v_{\text{break-up}}$ dagegen bei $\approx 1900 \text{ km s}^{-1}$, der Stern rotiert mit $v_{\text{rot}} = 1200 \text{ km s}^{-1}$ nicht mit der Break-up-Geschwindigkeit. Ist die Rotationsgeschwindigkeit auch am kritischen Punkt groß, trägt die Zentrifugalkraft zum Massenverlust des Sternes bei.

10.2 Polarisation und Rotation

Für schnell rotierende Sterne kann die Annahme der Kugelsymmetrie nicht gehalten werden, sie können maximal rotationssymmetrische Winde haben. Um schnelle Rotatoren zu finden, hat Vink

(2007) 13 WR-Sterne der LMC auf Polarisation untersucht. Er wählte als Untersuchungsobjekte die leuchtkräftigsten WR-Sterne ($V \lesssim 12.3$ mag), da die Methode der Polarisationsspektroskopie sehr “photonenhungrig” ist. Er fand zwei Sterne, die Linienpolarisation aufwiesen: BAT99 22 und BAT99 33. Ausschnitte aus ihren Spektren werden in Abbildung 10.3 gezeigt, sie sind weder sehr rund noch verbreitert.

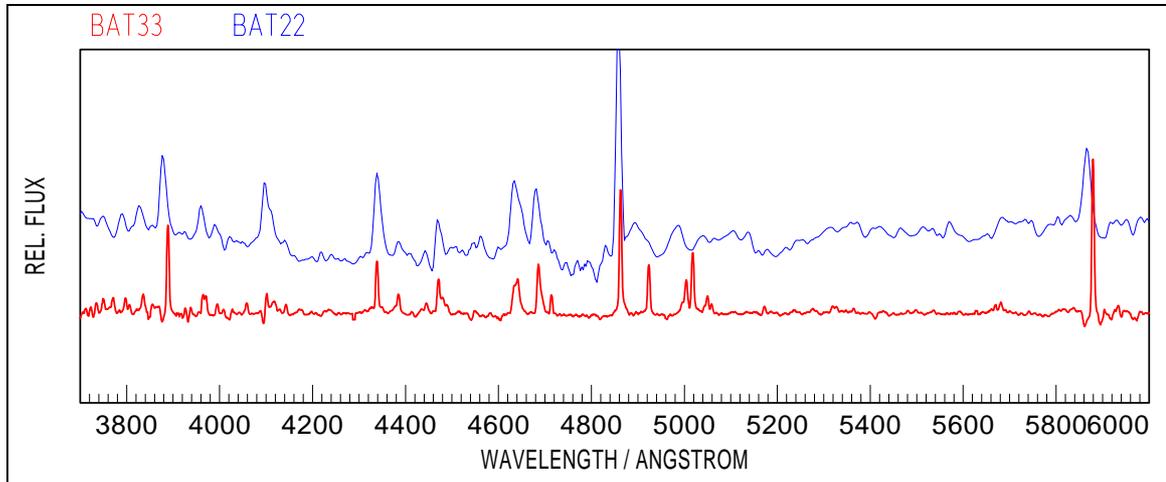


Abbildung 10.3: Spektren der Sterne BAT99 22 und BAT99 33 mit Linienpolarisation.

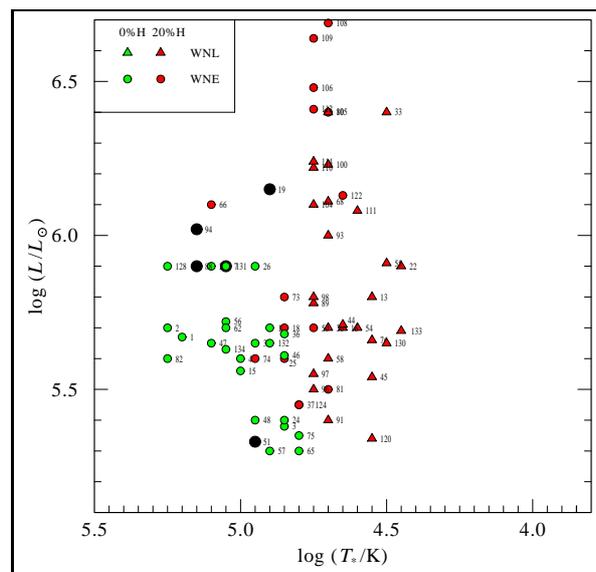


Abbildung 10.4: HRD. Die “Rundliniensterne” sind in schwarz eingezeichnet.

Wenn das Erzeugen runder Linienprofile eine notwendige Eigenschaft von schnell rotierenden Sternen ist, dann ist weder BAT99 22 noch BAT99 33 ein solcher – das heißt, ihre Rotationsgeschwindigkeit ist kleiner als $\approx 1000 \text{ km s}^{-1}$. Die Polarisation könnte zum Beispiel auch ein Resultat der Windverklumpung sein (Vink 2007). Es gibt keine Beobachtungsdaten, anhand derer überprüft werden kann, ob umgekehrt die oben genannten Sterne mit runden Linien auch Linienpolarisation aufweisen.

Drei der ‘‘Rundliniensterne’’ sind vom frühem Spektraltyp WN 4b, einer ist WN 4 und einer WN 3b. Nur WR 002 in der Milchstraße unterscheidet sich etwas von den anderen mit dem Typ WN 2. Falls der WN-Typ mit dem Linienprofil bzw. mit Rotation korreliert, dann sind diese schnellen Rotatoren oder ‘‘Rundliniensterne’’ systematisch aus der Gruppe der Untersuchungsobjekte von Vink (2007) ausgeschlossen, da diese frühem Spektraltypen nicht sehr leuchtstark sind. Wie auch im HRD (Abbildung 10.4) abzulesen ist, sind die leuchtstarksten WN-Sternen von späten Spektraltypen. So sind auch alle von Vink untersuchten Sterne mit einer Ausnahme entweder von späten WN-Spektraltypen, vom Typ WC oder Doppelsternkandidaten.

10.3 Diskussion der Rotationsthese

Dass die runden Linienprofile durch schnelle Rotation entstehen, ist nicht bestätigt. Ich nehme es hier als These an und diskutiere die Für- und die Gegenargumente.

Da es sich bei WR 002 um den deutlich heißesten Stern der von Hamann et al. (2006) untersuchten WN-Sterne in der MW handelt, wäre es immerhin möglich, dass die runden Linienprofile eine Eigenschaft von heißen Sternen sind, die vom PoWR-Code nicht reproduziert werden. Dies ist jedoch nicht der Fall. Es gibt Sterne, die durchaus noch heißer sind, wie in Abbildung 10.4 deutlich wird. Zur weiteren Veranschaulichung habe ich zwei Sternspektren von BAT99 7 und BAT99 134 dargestellt, die trotz der He I-Linie von BAT99 134 beide von Foellmi et al. (2003) als WN 4 klassifiziert und von mir mit demselben Modell 14-18 wiedergegeben wurden (Abbildung 10.5). Sie zeigen dieselben Linienstärken, aber unterschiedliche Linienprofile.

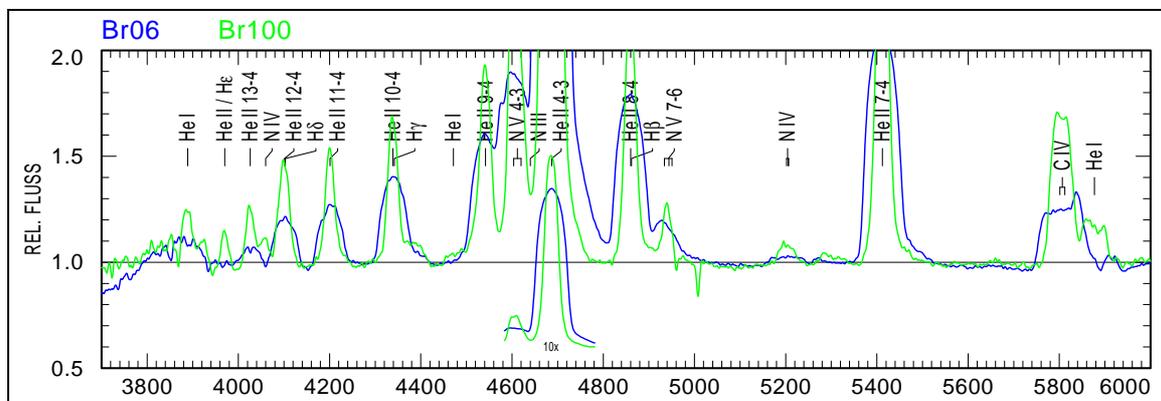


Abbildung 10.5: Spektren von BAT99 7 und BAT99 134.

Ein Rotationsprofil entsteht durch räumliche Integration über viele verschieden dopplerverschobene Linien. Eine räumliche Integration ist jedoch vom Ergebnis her in der Regel nicht zu unterscheiden von einer zeitlichen: das Spektrum ist dann die Summe der Linien, die zu unterschiedlichen Zeitpunkten unterschiedlich dopplerverschoben waren. Zeitliche Variation der Linienlage ist entweder durch Pulsation oder durch Rotation in einem Doppelsternsystem denkbar.

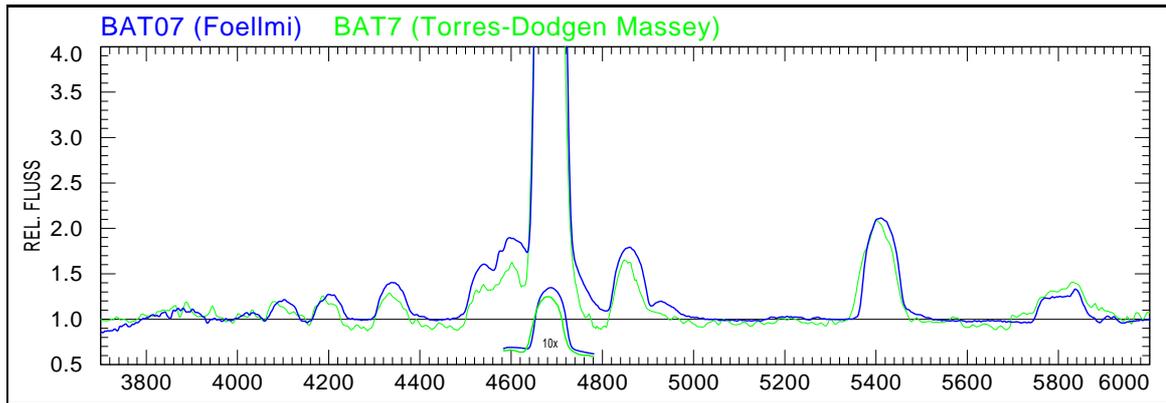


Abbildung 10.6: Spektren von BAT99 7, von Foellmi et al. (2003) und Torres-Dodgen & Massey (1999).

In beiden Situationen sind jedoch die Geschwindigkeiten wesentlich geringer als die hier beobachteten. Die Geschwindigkeiten von Pulsen sind von der Größenordnung einiger km s^{-1} , die Geschwindigkeiten in Doppelsternsystemen liegen bei wenigen 100 km s^{-1} (siehe zu letzterem Foellmi et al. 2003). Hinzu kommt, dass die Zeiten, über die eine Sternbeobachtung integriert wird, wesentlich geringer sind als die Zeiten, auf denen sich die oben genannten Geschwindigkeiten ändern: Pulse haben Perioden von der Größenordnung der Freifallzeit $t_{\text{ff}} \approx 1 \text{ h}$, also einige Stunden. Perioden von Doppelsternsystemen betragen wenige Tage bis wenige hundert Tage (möglicherweise ändern sich die Geschwindigkeiten in einer Phase großer Beschleunigung aber doch relevant innerhalb einer Beobachtungszeit). Nun haben aber Foellmi et al. (2003) für die hier vorliegenden Spektren zu vielen verschiedenen Zeitpunkten beobachtet und über diese Beobachtungen gemittelt. Ein Vergleich mit einem Spektrum von Torres-Dodgen & Massey (1999) zeigt, dass der Effekt der runden Linien beobachtungsunabhängig ist (siehe Abbildung 10.6).

Interessanterweise zeigen alle diese Sterne mit runden Linienprofilen wasserstoffarme bzw. -freie Linienspektren. Durch Rotation wird der Massenverlust in der Phase des Wasserstoffbrennens erleichtert, genauso wie Mischeffekte innerhalb des Sternes, die die schweren Elemente an der Oberfläche anreichern durch Rotation verstärkt werden. Das Abstoßen der äußeren Hüllen müsste den Drehimpuls der Sterne jedoch verringert haben, und die Sterne können nicht noch nach Verlust des Drehimpulses bei nahezu der Break-up-Geschwindigkeit rotieren.

Maeder (1999) hat Berechnungen für den Massenverlust rotierender Sterne erstellt (für weitere Ansätze siehe zum Beispiel Owocki et al. 1996). Er nimmt dazu an, dass die Rotation nicht zu schnell ist. Diese Annahme bedeutet, dass der Stern noch sphärisch symmetrisch ist und Zentrifugalkräfte ihn nicht deformiert haben. Zudem ist dann der Strahlungsfluss des Sternes am Äquator und an den Polen gleich. Die Rotation nähert er als Schalenrotation $\Omega = \Omega(r)$. Er erhält das Ergebnis, dass rotierende B-Sterne ihre Masse entlang der Äquatorebene verlieren und Ringe bilden. Die massereichsten O-Sterne verlieren bei Rotation ihre Masse über die Pole und bei diesem Vorgang kann sich die Rotationsgeschwindigkeit erhöhen! So erhält man WN-Sterne, die schnell rotieren. Wenn sie ihre Masse jedoch in der WN-Phase immer noch entlang der Pole verlieren und der Jet einen relativ geringen Umfang hat, dann ist die beobachtete Rotationsgeschwindigkeit ist. Es gibt jedoch auch keine alternative These, die die Linienprofile erklären kann.

Ein kleines Argument für die Rotationsthese ist die relativ größere Anzahl der ‘‘Rundliniensterne’’, die in der LMC gefunden wurden. Dies entspricht der theoretischen Überlegung, dass Sterne in metallarmen Umgebungen, in denen der Sternwind und der Massenverlust geringer sind und

somit auch der Drehimpulsverlust, schneller rotieren können (siehe auch Abschnitt 2).

Das Hauptargument für die Rotationsdeutung ist natürlich, dass mit der Faltung der Linienprofile mit Rotationslinienprofilen die Beobachtungsdaten so gut reproduziert werden können. Dieses Argument ist insofern kritisch, als die Rotation und die Wechselwirkung mit dem Wind im PoWR-Code nicht implementiert sind und die Methode, wie oben bereits gesagt, eine sehr grobe Näherung bedeutet.

Ein weiteres Für-Argument liefert mir die Überprüfung und der Ausschluss alternativer Interpretationsmöglichkeiten für die Entstehung der runden Linienprofile. Es ist bereits bekannt, dass WN-Sterne mit starken Linien (s) andere Linienprofile aufweisen als WN-Sterne mit schwachen Linien (w, siehe zur Unterscheidung Abschnitt 7). So sind die Profile von WNE-w Sternen eher dreieckig, da die Linien hier sehr nah am Stern im stark beschleunigten Wind entstehen, während die WNE-s-Sterne das typische Gaußprofil aufweisen (siehe Crowther 2007). Wenn die Linien dagegen vor allem außerhalb des Bereiches großer Beschleunigungen entstehen, könnte sich eine weitere Abrundung des Profils ergeben. Dazu habe ich zunächst getestet, welche Linienprofile unter Annahme eines anderen β -Gesetzes entstehen würden. Der Kern der Linie entsteht in Bereichen, in denen die in Beobachtungsrichtung projizierte Windgeschwindigkeit bei $v \cdot \cos\alpha \approx 0$ liegt, die Linienränder entsprechend bei $v \approx \pm v_\infty$. Um runde Linienprofile zu erzeugen, muss die Intensität im Linienzentrum abgeschwächt und an den Rändern gestärkt werden, also der räumliche Bereich des Sternwindes, in dem $v \approx 0$ ist verkleinert und der Bereich, in dem $v \approx v_\infty$ ist vergrößert werden. Das erreicht man im Modell durch eine größere Beschleunigung, also ein kleineres β (für das β -Gesetz siehe Abschnitt 4). Um die Linien noch zusätzlich zu verbreitern, muss die Endgeschwindigkeit des Windes v_∞ hochgesetzt werden. Mir ist leider noch nicht gelungen, ein vorzeigbares synthetisches Spektrum zu errechnen.

Um die Linienprofile der anderen Sterne zu reproduzieren, ist standardmäßig eine Mikroturbulenz innerhalb des Windes im PoWR-Code implementiert, der entsprechende Modellparameter ist die Dopplergeschwindigkeit v_{dop} , der in den Modellgittern auf 100 km s^{-1} gesetzt ist. Auch diesen Parameter habe ich testweise hochgesetzt. Die Bewegung der Mikroturbulenz ist statistisch verteilt und liefert entsprechend ein Gaußprofil. Eine Faltung des Linienprofils mit einem weiteren Gaußprofil kann zwar eine Linienverbreiterung aber kein Rotationsprofil einer ausgerichteten Geschwindigkeitsverteilung liefern. Trotzdem habe ich ein Modell mit $v_{\text{dop}} = 1300 \text{ km s}^{-1}$ und $v_\infty = 1700 \text{ km s}^{-1}$ gerechnet, um sicher zu gehen.

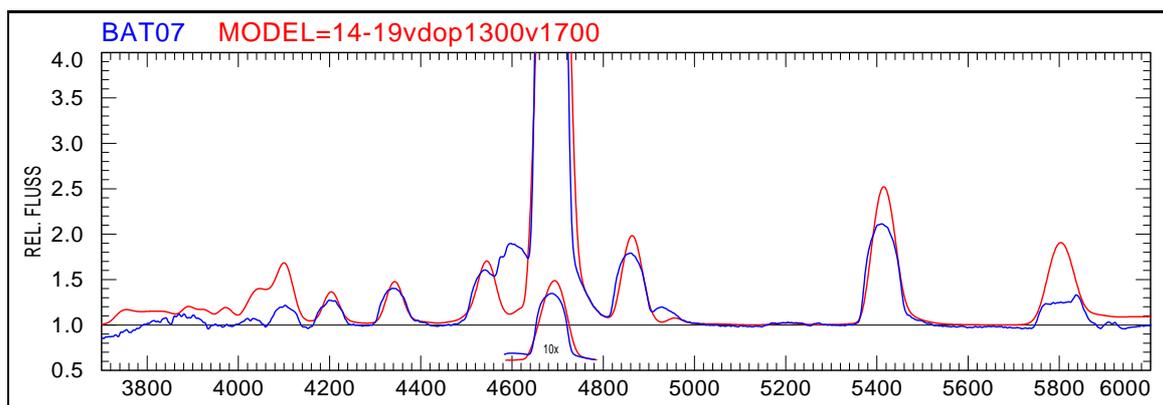


Abbildung 10.7: Spektrum von BAT99 07 und Modell mit $v_{\text{dop}} = 1300 \text{ km s}^{-1}$ und $v_\infty = 1700 \text{ km s}^{-1}$.

Abbildung 10.7 zeigt das errechnete Spektrum 14-19 mit stark erhöhter Mikroturbulenzgeschwindigkeit und leicht erhöhter Endgeschwindigkeit. Als Vergleich zeige ich die Beobachtungsdaten von BAT99 07. Die Linienbreiten und -stärken werden reproduziert, nicht aber die Linienprofile. Unter den Interpretationsmöglichkeiten, die PoWR-Modelle beim derzeitigen Stand liefern, gibt die vereinfacht gerechnete schnelle Rotation die Beobachtungen am besten wieder.

Gegenargumente gibt es trotzdem reichlich. Die auf die oben beschriebene Methode ermittelten Geschwindigkeiten sind sehr hoch, schon durch ihre Nähe zu $v_{\text{break-up}}$ und noch unabhängig von der Überlegung des Drehimpulsverlustes. Außerdem zeigen die Sterne, die Vink (2007) als schnelle Rotatoren ermittelt, keine runden Linienprofile.

Rotation führt zu einer gewissen Durchmischung im Inneren des Sternes (siehe Maeder 1999). Es wäre also denkbar, dass bei schnell rotierenden Sternen Produkte des Helium-Brennens bereits an der Oberfläche erscheinen. Dies ist bei den Kandidaten für schnelle Rotatoren nicht zu beobachten.

Eine weiteres Argument gegen die Rotationsthese ist folgendes: BAT99 19 ist ein bekannter Doppelstern mit einer Periode von $T = 17.99$ d (siehe Foellmi et al. 2003) und einem Radius von $6.36 R_{\odot}$ (siehe Tabelle 7.4). Geht man davon aus, dass der WN-Stern der masseärmere in dem Doppelsternsystem ist, dann kann sich seine Eigenrotation an die Rotation des Doppelsternsystems durch Gezeitenkräfte angeglichen, ähnlich wie beim Mond (siehe zur Rotationssynchronisierung zum Beispiel de Mink et al. 2007). Dann würde man am Äquator des Sternes mit dem Umfang U eine Geschwindigkeit messen von

$$v_{\text{rot}} = \frac{U}{T} = \frac{2\pi \times 6.36 R_{\odot}}{17.99 \times 24 \times 3600 \text{ s}} \approx 18 \text{ km s}^{-1}. \quad (10.5)$$

Dies liegt weit unter der ermittelten Geschwindigkeit von 1500 km s^{-1} und spricht gegen die Aussagekraft der Ergebnisse für die Rotation. Diese Abschätzung ist sehr unempfindlich gegenüber Fehlern in den benutzten Werten. Selbst wenn der Radius $20 R_{\odot}$ (also das Dreifache) betragen würde und die Periode nur 2 d (vielleicht ein Zehntel), käme ein Faktor von 30 hinzu, die Geschwindigkeit wäre $\approx 600 \text{ km s}^{-1}$ und mit der oben beschriebenen Methode immer noch nicht nachweisbar. Die Rotation des WN-Sternes und die des Doppelsternsystems müssten also unabhängig voneinander sein, wenn die oben ermittelten Werte glaubhaft sind.

Schließlich bleibt festzuhalten, dass die Rotationsthese angreifbar ist. Es gibt jedoch auch keine alternative These, die die Linienprofile erklären kann.

10.4 Vorschläge zur Klärung der Rotationsfrage

Die genannten Sterne BAT99 7, 19, 51, 88, 94 und WR 002 sind ohne Zweifel interessante Objekte, die in ihren runden Linienprofilen eine Gemeinsamkeit haben, die die anderen untersuchten WN-Sterne nicht aufweisen. Um sicher festzustellen, ob es sich dabei um schnelle Rotation handelt, braucht man zusätzliche Informationen.

Zunächst bietet es sich natürlich an, gerade auch diese Objekte auf Linienpolarisation zu untersuchen. Dabei müsste man genau darauf achten, ob sie überhaupt lichtstark genug sind bzw. wie lange man beobachten müsste, um sinnvolle Ergebnisse zu bekommen. Nach Liermann (2008) kann man prüfen, ob es möglich wäre, den Sternwind mit Interferometrie räumlich aufzulösen. Mit Interferometrie könnte man jedoch keine Linienlagen im Spektrum bestimmen. Eine weitere Methode besteht darin, in zeitlich aufgelösten, in der Wellenlänge hochaufgelösten Spektren nach

Unregelmäßigkeiten im Linienprofil zu suchen. Diese bilden Unregelmäßigkeiten in der Windstruktur ab. Wandern sie mit der Zeit im Linienprofil und damit im Geschwindigkeitsraum, kann man das Geschwindigkeitsfeld rekonstruieren (siehe dazu zum Beispiel Chené & St.-Louis 2007). Alle diese Vorschläge und mögliche weitere müssen auf Anwendbarkeit auf die oben genannten Fälle geprüft werden.

Von der theoretischen Seite her wäre es ein Ziel, eine hydrodynamisch ermittelte Windstruktur eines schnellen Rotators im letzten Teil des PoWR-Codes, dem formal-Job, zu implementieren. Erste Versuche dazu gibt es bereits. Der PoWR-Code berechnet das Strahlungs- und das Temperaturfeld für einen Quadranten und im mitbewegten Bezugssystem (siehe Abschnitt 4). Im formal-Schritt wird dann das integrierte Spektrum im Beobachtersystem berechnet. Hier kann ein von der Strahlungstransportrechnung abweichendes Dichte- und Geschwindigkeitsfeld vorgegeben werden (siehe dazu zum Beispiel analoge Schritte für den CMFGEN Code von Groh et al. 2008). Das Problem ist, dass dabei das Konzept der Flächen gleicher Geschwindigkeiten (Constant Radial Velocity Surfaces, CRVS, siehe Abschnitt 4) möglicherweise aufgegeben werden muss. Bei den Berechnungen sind die beiden Alternativen von theoretischen Rotationswindstrukturen zu testen; die Anreicherung der Dichte in einer Scheibe um den Äquator oder wie ein Jet entlang der Rotationsachse. Dies wäre eine bessere Näherung als eine nachträgliche Rotationsfaltung. Das Geschwindigkeits- und das Dichtefeld beeinflussen jedoch auch den Strahlungstransport selbst – ebenso wie die vom Breitengrad abhängige Gravitations- und Strahlungsfluss rotierender Sterne.

Literaturverzeichnis

- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 336, *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, ed. T. G. Barnes, III & F. N. Bash, 25–+
- Barniske, A. 2008, private Kommunikation
- Bartzakos, P., Moffat, A. F. J., & Niemela, V. S. 2001, *MNRAS*, 324, 18
- Breysacher, J. 1981, *AAPS*, 43, 203
- Breysacher, J., Azzopardi, M., & Testor, G. 1999, *AAPS*, 137, 117
- Chené, A.-N. & St.-Louis, N. 2007, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 367, *Massive Stars in Interactive Binaries*, ed. N. St.-Louis & A. F. J. Moffat, 117–+
- Chlebowski, T. 1989, *APJ*, 342, 1091
- Cohen, M., Wheaton, W. A., & Megeath, S. T. 2003, *AJ*, 126, 1090
- Crowther, P. A. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Crowther, P. A. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 353, *Stellar Evolution at Low Metallicity: Mass Loss, Explosions, Cosmology*, ed. H. J. G. L. M. Lamers, N. Langer, T. Nugis, & K. Annuk, 157–+
- Crowther, P. A. 2007, *ARAA*, 45, 177
- Crowther, P. A. & Dessart, L. 1998, *MNRAS*, 296, 622
- Crowther, P. A. & Smith, L. J. 1997, *AAP*, 320, 500
- de Koter, A., Heap, S. R., & Hubeny, I. 1997, *APJ*, 477, 792
- de Loore, C. & van Rensbergen, W. 2005, *APSS*, 296, 337
- de Mink, S. E., Pols, O. R., & Hilditch, R. W. 2007, *AAP*, 467, 1181
- Dopita, M. A., Bell, J. F., Chu, Y.-H., & Lozinskaya, T. A. 1994, *APJS*, 93, 455
- Dufour, R. J. 1984, in *IAU Symposium*, Vol. 108, *Structure and Evolution of the Magellanic Clouds*, ed. S. van den Bergh & K. S. D. Boer, 353–360
- Dufour, R. J., Shields, G. A., & Talbot, Jr., R. J. 1982, *APJ*, 252, 461
- Edvardsson, B., Andersen, J., Gustafsson, B., et al. 1993, *AAP*, 275, 101
- Eisenhauer, F., Schödel, R., Genzel, R., et al. 2003, *APJL*, 597, L121

- Esteban, C., García-Rojas, J., Peimbert, M., et al. 2005, APJL, 618, L95
- Esteban, C., Peimbert, M., García-Rojas, J., et al. 2004, MNRAS, 355, 229
- Esteban, C., Peimbert, M., & Torres-Peimbert, S. 1999, AAP, 342, L37
- Fil. 1998, Didi und Stulle 1: einen drin (Reprodukt)
- Foellmi, C., Moffat, A. F. J., & Guerrero, M. A. 2003, MNRAS, 338, 1025
- Foellmi, C., Moffat, A. F. J., & Guerrero, M. A. 2003, MNRAS, 338, 360
- García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, A., et al. 2007, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, 43, 3
- Garnett, D. R. & Chu, Y.-H. 1994, PASP, 106, 626
- Gräfener, G. 1999, Spectralanalysen von WC-Sternen in der LMC (Dissertation)
- Gräfener, G. 2007, private Kommunikation
- Gräfener, G. & Hamann, W.-R. 2005, AAP, 432, 633
- Gräfener, G., Koesterke, L., & Hamann, W.-R. 2002, AAP, 387, 244
- Groh, J. H., Oliveira, A. S., & Steiner, J. E. 2008, AAP, 485, 245
- Guerrero, M. A. & Chu, Y.-H. 2008a, ArXiv e-prints, 802
- Guerrero, M. A. & Chu, Y.-H. 2008b, ArXiv e-prints, 802
- Hamann, W.-R. 2008, private Kommunikation
- Hamann, W.-R. & Graefener, G. 2007, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 367, Massive Stars in Interactive Binaries, ed. N. St.-Louis & A. F. J. Moffat, 141–+
- Hamann, W.-R. & Gräfener, G. 2004, AAP, 427, 697
- Hamann, W.-R., Gräfener, G., & Liermann, A. 2006, AAP, 457, 1015
- Hamann, W.-R. & Koesterke, L. 2000, AAP, 360, 647
- Hamann, W.-R. & Koesterke, L. 2007, private Kommunikation
- Hamann, W.-R., Koesterke, L., & Wessolowski, U. 1995, AAP, 299, 151
- Heap, S. R., Altner, B., Ebbets, D., et al. 1991, APJL, 377, L29
- Heap, S. R., Ebbets, D., Malumuth, E. M., et al. 1994, APJL, 435, L39
- Heydari-Malayeri, M., Melnick, J., & van Drom, E. 1990, AAP, 236, L21
- Hill, V., Andrievsky, S., & Spite, M. 1995, AAP, 293, 347
- Hill, V. & Spite, M. 1999, APSS, 265, 469

- Hillier, D. J. 1991, *AAP*, 247, 455
- Hillier, D. J. 1996, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 96, *Hydrogen Deficient Stars*, ed. C. S. Jeffery & U. Heber, 111–+
- Hillier, D. J. & Miller, D. L. 1999, *APJ*, 519, 354
- Howarth, I. D. 1983, *MNRAS*, 203, 301
- Hunter, I., Dufton, P. L., Smartt, S. J., et al. 2007, *AAP*, 466, 277
- Korn, A. J., Becker, S. R., Gummersbach, C. A., & Wolf, B. 2000, *AAP*, 353, 655
- Korn, A. J., Nieva, M. F., Daflon, S., & Cunha, K. 2005, *APJ*, 633, 899
- Kudritzki, R. P., Pauldrach, A., Puls, J., & Abbott, D. C. 1989, *AAP*, 219, 205
- Kurt, C. M. & Dufour, R. J. 1998, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Vol. 7, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, ed. R. J. Dufour & S. Torres-Peimbert, 202–+
- Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P. 1999, *Introduction to stellar winds* (Cambridge Univ. Press)
- Langer, N. 1989, *AAP*, 210, 93
- Liermann, A. 2008, private Kommunikation
- Madore, B. F. & Freedman, W. L. 1998, *APJ*, 492, 110
- Maeder, A. 1998, in *IAU Symposium*, Vol. 189, *Fundamental Stellar Properties*, ed. T. R. Bedding, A. J. Booth, & J. Davis, 313–+
- Maeder, A. 1999, *AAP*, 347, 185
- Maeder, A. & Meynet, G. 1994, *AAP*, 287, 803
- Massey, P. 2002, *APJS*, 141, 81
- Massey, P., DeGioia-Eastwood, K., & Waterhouse, E. 2001, *AJ*, 121, 1050
- Massey, P. & Hunter, D. A. 1998, *APJ*, 493, 180
- McCandliss, S. R. 2003, *PASP*, 115, 651
- Meynet, G. & Maeder, A. 2003, *AAP*, 404, 975
- Moffat, A. F. J. 1989, *APJ*, 347, 373
- Mokiem, M. R. 2006, *The physical properties of early-type massive stars* (Dissertation)
- Niemela, V. S. 1991, in *IAU Symposium*, Vol. 143, *Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, ed. K. A. van der Hucht & B. Hidayat, 201–+
- Niemela, V. S. 1995, in *IAU Symposium*, Vol. 163, *Wolf-Rayet Stars: Binaries; Colliding Winds; Evolution*, ed. K. A. van der Hucht & P. M. Williams, 223–+

- Nugis, T. & Lamers, H. J. G. L. M. 2000, AAP, 360, 227
- Oskinova, L. 2008, private Kommunikation
- Oskinova, L. M. 2005, MNRAS, 361, 679
- Oskinova, L. M., Ignace, R., Hamann, W.-R., Pollock, A. M. T., & Brown, J. C. 2003, AAP, 402, 755
- Owocki, S. P., Cranmer, S. R., & Gayley, K. G. 1996, APJL, 472, L115+
- Pasemann, D. 2008, private Kommunikation
- Pasquali, A., Langer, N., Schmutz, W., et al. 1997, APJ, 478, 340
- Peña, M., Deharveng, L., Caplan, J., & Costero, R. 2000, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series, Vol. 9, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, ed. S. J. Arthur, N. S. Brickhouse, & J. Franco, 184–186
- Pittard, J. M., Dougherty, S. M., Coker, R. F., & Corcoran, M. F. 2005, in *X-Ray and Radio Connections* (eds. L.O. Sjouwerman and K.K Dyer) Published electronically by NRAO, <http://www.aoc.nrao.edu/events/xraydio> Held 3-6 February 2004 in Santa Fe, New Mexico, USA, (E2.01) 17 pages, ed. L. O. Sjouwerman & K. K. Dyer
- Pompéia, L., Hill, V., Spite, M., et al. 2008, AAP, 480, 379
- Portegies Zwart, S. F., Pooley, D., & Lewin, W. H. G. 2002, APJ, 574, 762
- Raymond, J. C. & Smith, B. W. 1977, APJS, 35, 419
- Rolleston, W. R. J., Trundle, C., & Dufton, P. L. 2002, AAP, 396, 53
- Rubio, M., Barbá, R. H., Walborn, N. R., et al. 1998, AJ, 116, 1708
- Russell, S. C. & Dopita, M. A. 1992, APJ, 384, 508
- Schaerer, D., Meynet, G., Maeder, A., & Schaller, G. 1993, AAPS, 98, 523
- Schnurr, O. 2008, private Kommunikation
- Schnurr, O., Moffat, A. F. J., St-Louis, N., Morrell, N. I., & Guerrero-Roncel, M. A. 2008, ArXiv e-prints, 806
- Seaton, M. J. 1979, MNRAS, 187, 73P
- Selman, F. J. & Melnick, J. 2005, AAP, 443, 851
- Simón-Díaz, S. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, AJ, 131, 1163
- Smith, L. F. 1968, MNRAS, 140, 409
- Smith, V. V. 1999, in *IAU Symposium, Vol. 190, New Views of the Magellanic Clouds*, ed. Y.-H. Chu, N. Suntzeff, J. Hesser, & D. Bohlender, 259–+

- Todt, H. 2008, private Kommunikation
- Torres-Dodgen, A. V. & Massey, P. 1999, VizieR Online Data Catalog, 3143, 0
- Townsley, L. K., Broos, P. S., Feigelson, E. D., Garmire, G. P., & Getman, K. V. 2006, AJ, 131, 2164
- Unsöld, A. & Baschek, B. 1999, Der neue Kosmos, 6th edn. (Springer Verlag)
- Van Den Bergh, S. 2000, The Galaxies of the Local Group (Cambridge Univ. Press)
- Venn, K. A. 1999, in IAU Symposium, Vol. 190, New Views of the Magellanic Clouds, ed. Y.-H. Chu, N. Suntzeff, J. Hesser, & D. Bohlender, 200–+
- Vermeij, R. & van der Hulst, J. M. 2002, AAP, 391, 1081
- Vink, J. S. 2007, AAP, 469, 707
- Walborn, N. R. & Blades, J. C. 1997, APJS, 112, 457
- Walborn, N. R., Drissen, L., Parker, J. W., et al. 1999, AJ, 118, 1684
- Walborn, N. R. & Panek, R. J. 1985, APJ, 291, 806
- Willis, A. J., Crowther, P. A., Fullerton, A. W., et al. 2004, APJS, 154, 651
- Yoon, S.-C. & Langer, N. 2005, AAP, 443, 643

Danksagung

Ich danke von Herzen allen in meiner Arbeitsgruppe für unzählbar viel Hilfe. Vor allem möchte ich Euch danken für eine tolle Arbeitsatmosphäre, in der es Spaß gemacht hat, die Diplomarbeit zu schreiben: Achim Feldmeier, Adriane Liermann, Andrea Brockhaus, Andreas Barniske, Götz Gräfener, Helge Todt, Lida Oskinova, Mario Parade und Wolf-Rainer Hamann.

Ich danke meinen beiden kleinen Familien, der angestammten und der selbst versammelten, für das Zusammenhalten in schweren Zeiten. Für Frank möchte ich sagen:

“Dit Universum - kleen isset nich” Fil (1998)

Mama, ich liebe Dich.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Ute Rühling, Potsdam den 12. September 2008.