# Analyse zweier kürzlich entdeckter Wolf-Rayet-Sterne im Scutum-Crux-Arm

Bachelorarbeit

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



von Sonja Burgemeister Matrikelnummer: 744603 sburgem@astro.physik.uni-potsdam.de

Potsdam, den 1. Juli 2011

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

# Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	5
2	Wolf-Rayet-Sterne	7
3	Spektrenentstehung in heißen Sternen mit expandierenden Atmosphären         3.1       Das Non-LTE-Problem         3.2       Emissions- und Absorptionslinien         3.2.1       P Cygni-Profile	<b>9</b> 9 12 13
4	Analyse von Sternspektren mit PoWR         4.1       DATOM	<b>15</b> 16 17 17 18
5	<ul> <li>Analyse zweier WN-Sterne</li> <li>5.1 Beobachtung</li></ul>	<ol> <li>19</li> <li>20</li> <li>22</li> <li>23</li> <li>23</li> <li>24</li> <li>28</li> <li>30</li> <li>32</li> <li>36</li> <li>38</li> </ol>
6	Diskussion der Ergebnisse	41
7	Fazit und Ausblick	47
Ar	nhang	49

## 1 Motivation

Wolf-Rayet-Sterne sind besonders heiße, massereiche Sterne, die kontinuierlich Material aus ihrer Atmosphäre als Sternwind abstoßen. Ihnen kommt eine Schlüsselrolle im galaktischen Materiekreislauf zu: Über den starken Sternwind werden bereits während ihrer Lebenszeit Elemente, die durch Fusionsprozesse erzeugt wurden, an die Umgebung abgegeben. Damit wird das interstellare Medium mit Metallen (unter Metallen sind hier im astronomischen Sinne alle Elemente zu verstehen, die schwerer sind als Helium) angereichert und gleichzeitig die Region um den Stern ionisiert. Wegen ihrer großen Massen endet der Lebensweg von Wolf-Rayet-Sternen oft in Supernovaexplosionen, in denen mit der großen zur Verfügung stehenden Energie auch die schwersten Elemente erzeugt werden können. Durch diese Prozesse sind Wolf-Rayet-Sterne wichtige Lieferanten für Metalle und spielen damit eine bedeutende Rolle für die Entwicklung folgender Sterngenerationen.

Derzeit sind nur 227 Sterne im VIIth catalogue of galactic Wolf-Rayet stars von van der Hucht (2001) verzeichnet, während erwartet wird, dass mehrere tausend Wolf-Rayet-Sterne in der galaktischen Scheibe existieren, die aufgrund der interstellaren Extinktion durch Staub, die in Richtung des galaktischen Zentrums besonders stark ist, noch nicht beobachtet wurden (Crowther 2007). Da nicht klar ist, ob diese kleine Auswahl der bisher untersuchten Wolf-Rayet-Sterne für die ganze, wesentlich größere Gruppe repräsentativ ist, ist es wichtig, noch mehr solcher Sterne in vielen verschiedenen Regionen zu beobachten. Hinzu kommen schwerwiegende Diskrepanzen zwischen Vorhersagen aus Sternentwicklungsszenarien und den Sternparametern, die aus der Analyse beobachteter Spektren bestimmt wurden. Hier ist noch zu klären, ob diese Diskrepanzen auf Fehlinterpretationen der beobachteten Spektren, Fehlern in den Sternentwicklungsszenarien oder auf Auswahleffekte zurückzuführen sind. Nahinfrarotspektroskopie könnte dazu beitragen, solche Fragen zu klären. Mit ihr können auch Wolf-Rayet-Sterne in bisher unerforschten Regionen untersucht werden, die aufgrund ihrer Umgebung möglicherweise einen anderen Entwicklungsweg durchlaufen und dadurch andere Eigenschaften zeigen. So ist beispielsweise das galaktische Zentrum durch das supermassereiche Schwarze Loch geprägt und unterscheidet sich damit von anderen Bereichen der Milchstraße. Aber auch der Balken unserer Galaxis und die dichten Regionen in den Spiralarmen bilden sehr spezielle Gebiete, da die Metallizität, also der Anteil an Elementen, die von Wasserstoff und Helium verschiedenen sind, dort zum Teil wesentlich größer ist als in den anderen Teilen der Milchstraße. Nimmt man Beobachtungen in all diesen Regionen zu den bisherigen Beobachtungen von im optischen zugänglichen Bereichen hinzu, sollte es möglich sein, ein weitaus vollständigeres Bild von Wolf-Rayet-Sternen zu erhalten, als dies nur aufgrund optischer Beobachtungen, die sich besonders auf die äußeren Bereiche der Milchstraße konzentrieren, möglich ist.

#### 1 Motivation

Durch neue Beobachtungen, auch im Infraroten, wächst die Zahl der bekannten Wolf-Rayet-Sterne ständig. So gaben auch Mauerhan et al. (2010) im letzten Jahr die Entdeckung zweier neuer Wolf-Rayet-Sterne bekannt, die in Ringnebel im Scutum-Crux-Arm der Milchstraße eingebettet sind. Die beiden Nebel MN85 und MN86 wurden sowohl von Wachter et al. (2010) als auch von Gvaramadze et al. (2010) bei der Durchmusterung von Katalogdaten im Infraroten entdeckt (siehe Abbildung 1.1), wodurch die Autoren auch auf die darin eingebetteten Sterne aufmerksam wurden. Durch anschließende Nahinfrarotspektroskopie dieser beiden Sterne konnten sie als Wolf-Rayet-Sterne des Subtyps WN8-9h eingeordnet werden (Mauerhan et al. 2010).



Abbildung 1.1: Aufnahmen von MN85 und MN86 bei 24 μm, d.h. im mittleren Infraroten, (links) und im Radiobereich bei 20 cm. Mit dem schwarzen und dem weißen Kreuz ist die Lage der beiden untersuchten Sterne markiert, die magentafarbenen Kreuze kennzeichnen die Lage zweier weiterer Sterne im Sichtfeld. Die schwarzen Konturlinien markieren Linien gleicher Helligkeit. aus Mauerhan et al. (2010)

Die quantitative spektroskopische Analyse dieser beiden Sterne mit Hilfe des PoWR-Codes, eines Programms zur Simulation von expandierenden Sternatmosphären, soll Thema der vorliegenden Bachelorarbeit sein.

Gleichzeitig wird im Rahmen dieser Arbeit erstmalig der PoWR-Code für die Analyse von Spektren in den Nahinfrarotbändern J und H angewendet. Um diese Analyse überhaupt zu ermöglichen, mussten zunächst die im Modell vorhandenen Atomdaten auf der Basis von frei zugänglichen Datenbanken wie der Atomdatenbank des National Institute of Technology (Ralchenko et al. 2010) stark erweitert werden.

## 2 Wolf-Rayet-Sterne

"Parmi les nombreuses étoiles dont la lumière a été étudiée à l'aide d'un prisme, on n'en connaît qu'une seule, Gamma de Cassiopée, dont le spectre offre constamment des lignes brillantes. Nous avons l'honneur de signaler à l'Academie l'existence de semblables lignes dans trois étoiles de la constellation du Cygne. Leur spectre se compose d'un fond éclairé dont les couleurs sont à peine visibles. Tous trois présentent une série de lignes brillantes. L'identification des lignes lumineuses de ces étoiles avec celles des spectres des gaz incandescents nous a été impossible."<sup>1</sup>

(Comptes rendus de l'Académie des sciences, 1867, vol 65, p. 292)

So beschrieben Charles Wolf und Georges Rayet 1867 ihre Entdeckung in einem Bericht für die französische Académie des sciences. Es handelte sich um die erste Beobachtung von Wolf-Rayet-Sternen. Die Herkunft der hellen Emissionslinien sollte noch mehrere Jahrzehnte lang ungeklärt bleiben, bis in den späten 20er Jahren klar wurde, dass starke Sternwinde für die Existenz dieser Linien verantwortlich sind.

Wolf-Rayet-Sterne sind sehr heiße, massereiche Sterne, die sich durch hohe Massenverlustraten von rund  $10^{-5} M_{\odot} a^{-1}$  (das entspricht dem Milliardenfachen der Massenverlustrate der Sonne) auszeichnen. Dieser Massenverlust wird durch Sternwinde mit Geschwindigkeiten von bis zu mehreren tausend Kilometern pro Sekunde realisiert. Neben den hohen Massenverlustraten sind für Wolf-Rayet-Sterne sehr hohe Oberflächentemperaturen zwischen 25000 K und 200000 K und recht große Massen charakteristisch, wobei die Masse des Sterns insbesondere zu Beginn seines Entwicklungsweges sehr hoch gewesen sein muss, während sie in späteren Phasen durch Sternwinde deutlich abnimmt. Die Spektren von Wolf-Rayet-Sternen werden durch Helium-Linien dominiert, können aber je nach Subtyp auch Linien von Wasserstoff, Stickstoff, Kohlenstoff und Sauerstoff aufweisen. Herrschen Stickstofflinien vor, so wird der Stern als WN-Stern klassifiziert, sind die Kohlenstoff- und Sauerstofflinien dominant, handelt es sich um einen WC-Stern. Manchmal trennt man hier auch die WO-Sterne noch in einer einzelnen Untergruppe ab, wegen ihres seltenen Auftretens werden sie jedoch häufig zusammen mit den WC-Sternen behandelt. Weist das Spektrum zusätzlich Wasserstofflinien auf, so wird der Klassifizierung ein "h" angehängt. Innerhalb der WC- und der WN-Sterne gibt es noch weitere Subtypen, die mit arabischen Ziffern bezeichnet werden. Bei WC-Sternen mit Subtypnummer zwischen vier und sechs spricht man aus historischen Gründen auch von frühen Typen, bei Subtypnummern zwischen sieben und neun von späten Typen. Bei den WN-Sternen unterscheidet man frühe Typen mit Nummern von zwei bis sechs (WN Early-, kurz WNE-Sterne) und späte Typen (WN Late-, kurz WNL-Sterne) mit Nummern von sieben bis elf. Die Unterscheidung der Subtypen erfolgt anhand verschiedener Charakteristika in den Spektren, die später näher erläutert werden sollen.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>, Unter all den vielen Sternen, deren Licht mit Hilfe eines Prismas untersucht wurde, kennt man nur einen, Gamma-Cassiopei, dessen Spektrum stets strahlende Linien zeigt. Wir haben die Ehre, der Akademie die Existenz ähnlicher Linien in drei Sternen im Sternbild Cygnus mitzuteilen. Ihr Spektrum setzt sich aus einem leuchtenden Hintergrund zusammen, dessen Farben kaum sichtbar sind. Alle drei zeigen eine Reihe von strahlenden Linien. Die Identifikation der leuchtenden Linien dieser Sterne mit denen von Spektren weißglühender Gase war uns unmöglich."

# 3 Spektrenentstehung in heißen Sternen mit expandierenden Atmosphären

Die Wahrnehmung unserer Welt über elektromagnetische Wellen, also auch jede astronomische Beobachtung, beruht letztlich immer auf der Analyse eines Strahlungsfeldes

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

mit deren Hilfe wir den Energiestrom während der Zeit dt durch unseren Detektor der Fläche A (oder unser Auge), der uns an einem Ort  $\vec{r}$  aus einem bestimmten Raumwinkel  $\omega$  in Richtung  $\vec{n}$  in einem Frequenzintervall  $\nu + d\nu$  erreicht, interpretieren können.

Nichts anderes tun wir, wenn wir Spektren analysieren, in denen während einer Belichtungszeit  $\Delta t$  in möglichst kleinen Frequenz- oder Wellenlängenintervallen die Energie Egemessen wird, die auf einen in Richtung  $\vec{n}$  zeigenden Detektor der Fläche A trifft. Die Strahlung, die uns erreicht, kann Auskunft über ihre Entstehung, aber auch über den Weg geben, den sie von der Quelle bis zur Beobachtung zurückgelegt hat. Für die Änderung der Intensität entlang einer Strecke ds gilt nämlich die Strahlungstransportgleichung

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = \varkappa \left( S_{\nu} - I_{\nu} \right)$$

mit  $I_{\nu}$  der Ausgangsintensität,  $\varkappa$  der Opazität (einem Absorptionskoeffizienten) und  $S_{\nu}$  der Quellfunktion. Die Quellfunktion ist dabei definiert über  $S_{\nu} = \frac{\eta_{\nu}}{\varkappa}$ , wobei  $\eta_{\nu}$  die Emissivität ist. Diese Definition setzt allerdings voraus, dass die Opazität  $\varkappa > 0$  ist. Sie darf nirgends null und, um Nulldurchgänge auszuschließen, auch nirgends negativ werden. Verlässt man aber das lokale thermodynamische Gleichgewicht (Local thermodynamical equilibrium, LTE) und geht zum Nicht-LTE (Non-LTE) über, so ist die Einhaltung dieser Bedingung nicht mehr garantiert. Dies macht die Modellierung von Sternatmosphären außerhalb des thermodynamischen Gleichgewichts sehr schwierig.

### 3.1 Das Non-LTE-Problem

Spektrallinien entstehen durch Übergänge von Atomen zwischen ihren Energieeigenzuständen  $E_i$ , zum Beispiel zwischen einem oberen Niveau  $E_u$  und einem unteren Niveau  $E_l$ . Für diese Übergänge gilt  $E_u - E_l = h\nu$ , es entsteht also eine Absorptions- oder Emissionslinie bei der Frequenz  $\nu$ . Die Intensität dieser Linie hängt einerseits von der Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den beiden Niveaus, also dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma(\nu)$  ab, andererseits aber auch davon, wie viele Atome sich in den jeweiligen Eigenzuständen befinden, was durch die Besetzungszahlen  $n_i$  ausgedrückt wird. Diese werden noch modifiziert mit den statistischen Gewichten  $g_i$ , die den Entartungsgrad beschreiben, also angeben, wie viele Möglichkeiten es gibt, einen bestimmten energetischen Zustand zu besetzen. Die Opazität  $\varkappa_{lu}$  eines solchen Übergangs ist proportional zum Wirkungsquerschnitt und enthält sowohl Absorption als auch induzierte Emission, die als negative Absorption ausgedrückt werden kann:

$$\varkappa_{lu}(\nu) = \left(n_l - \frac{g_l}{g_u}n_u\right)\sigma(\nu)$$

Die Emissivität hingegen beschreibt die spontane Emission:

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

Die Quellfunktion  $S_{\nu}^{lu}(\nu)$  ergibt sich wie oben definiert aus dem Quotienten von  $\eta_{\nu}^{lu}(\nu)$  und  $\varkappa_{lu}(\nu)$ .

Im LTE, dem eine Temperatur T zugeordnet werden kann, gehorcht nun das Verhältnis der Besetzungszahlen einfach der Boltzmann-Verteilung

$$\left(\frac{n_u}{n_l}\right)^{LTE} = \frac{g_u}{g_l} e^{-\frac{h\nu}{k_BT}}$$

Dieses Verhältnis kann man in die Quellfunktion einsetzen und erhält

$$S_{\nu}^{lu}(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(e^{\frac{h\nu}{k_BT}} - 1\right)^{-1}$$

was gerade der Planck'schen Schwarzkörperstrahlung entspricht.

Kann jedoch kein lokales thermodynamisches Gleichgewicht angenommen werden (Non-LTE-Fall), gehorchen die Besetzungszahlen keiner Boltzmann-Verteilung mehr, sondern müssen im Detail ausgerechnet werden. Dazu wird ein Fließgleichgewicht betrachtet, es werden also keine statischen sondern stationäre Zustände angenommen, in denen die Summe aller Zuflüsse in ein Niveau gleich der Summe der Abflüsse aus diesem Niveau ist:

$$\sum_{j \neq i} n_j \mathbf{P}_{ji} = \sum_{j \neq i} n_i \mathbf{P}_{ij} = n_i \sum_{j \neq i} \mathbf{P}_{ij}$$

wobei  $\mathbf{P}_{ij}$  die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeit für ein Atom aus dem i-ten ins j-te Niveau beschreibt. Schreibt man dieses Fließgleichgewicht für alle Niveaus auf, erhält man ein System von Ratengleichungen. Um dieses Gleichungssystem kürzer zu formulieren und als Matrixgleichung auszudrücken, kann man ausnutzen, dass es nur Übergänge zwischen Niveaus geben kann, nicht aber innerhalb eines Niveaus, sodass Koeffizienten der Form  $\mathbf{P}_{ii}$  nicht auftauchen. Diese Diagonale der Matrix kann man nun stattdessen verwenden, um die rechte Seite jeder Ratengleichung mit negativem Vorzeichen auf die linke Seite zu schreiben, sodass die rechte Seite für jede Gleichung null wird. Dazu definiert man

$$\mathbf{P}_{ii} = -\sum_{j \neq i} \mathbf{P}_{ij}$$

Nun ist die Matrix allerdings nicht invertierbar, da ihre Determinante 0 ist. Also streicht man eine der redundanten Gleichungen weg und ersetzt sie durch die Normierung, nämlich die Teilchenzahlerhaltung:

$$\sum_{i} n_i = 1$$

Damit kann man das ganze System von Ratengleichungen als Gleichung der Form Vektor

mal Matrix schreiben:

$$\vec{n} \cdot \mathbf{P} = (0, ..., 0, 1)$$

Die Koeffizienten  $\mathbf{P}_{ij}$  der Ratengleichungen beschreiben nun die Möglichkeiten für Übergänge zwischen Niveaus: Stöße mit Elektronen (Collisional transitions,  $C_{ij}$ ) und Stöße mit Photonen (Radiative transitions,  $R_{ij}$ ). Stöße mit Elektronen führen ein System unabhängig vom Anfangszustand immer ins LTE, da das detaillierte Gleichgewicht der Stoßübergänge

$$n_l C_{lu} = n_u C_{ul}$$

eine atomare Eigenschaft ist und nicht vom thermodynamischen Zustand abhängt. Jeder Stoßprozess muss statistisch genau durch seinen Umkehrprozess ausgeglichen werden. Gäbe es nur Stoßprozesse mit Elektronen, würde also jedes System im Laufe der Zeit ins LTE übergehen. Anders verhält es sich jedoch für die Strahlungsübergänge. Die Strahlungsratenkoeffizienten  $R_{ij}$  hängen von der winkelgemittelten Intensität  $J = \frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} I_{\nu}(\vec{n}) d\omega$  des Strahlungsfelds ab. So lautet die Gleichung für die Photoionisation

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

und die für die Photorekombination

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

Setzt man für das Strahlungsfeld  $J_{\nu}$  die Schwarzkörperverteilung  $B_{\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left( e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right)^{-1}$ 

ein, so erhält man  $R_{ul} = \left(\frac{n_l}{n_u}\right)^{LTE} R_{lu}$ , also gerade wieder das Verhältnis der Besetzungszahlen im LTE. Für alle anderen gegebenen Strahlungsfelder jedoch, wie sie zum Beispiel in Sternatmosphären vorliegen, können die Strahlungsraten zu anderweitigen Besetzungszahlen führen. Dies führt nun zu einem gravierenden Problem: Die Strahlungstransportgleichung, die mit dem Strahlungsfeld **J**, einem linearen Operator **A**, der Quellfunktion **S** und den Besetzungszahlen *n* die Form

$$\mathbf{J} = \mathbf{\Lambda} \mathbf{S}(n)$$

annimmt, hängt von den Besetzungszahlen ab und koppelt verschiedene Punkte im Raum aneinander. Die Besetzungszahlen hingegen müssen über die Ratengleichungen, also ein System von Differentialgleichungen, das verschiedene Frequenzen miteinander koppelt, bestimmt werden:

$$\vec{n} \cdot \mathbf{P} = (0, \dots, 0, 1)$$

Diese wiederum sind abhängig von den Stoßkoeffizienten  $C_{ij}$  und den Strahlungskoeffizienten  $R_{ij}$ , die vom Strahlungsfeld abhängen. Damit ist das System vollständig gekoppelt und bildet ein nichtlineares Integrodifferentialgleichungssystem. Weit davon entfernt analytisch lösbar zu sein, ist das System in seiner vollen Ausprägung auch numerisch nicht beherrschbar. Bei einer Behandlung in drei Dimensionen würden etwa 10<sup>14</sup> Variablen benötigt werden, um das Strahlungsfeld zu beschreiben. Zur Vereinfachung nimmt man daher an, die Sternatmosphäre sei sphärisch symmetrisch und benutzt nur diskrete Frequenzpunkte. Selbst dann bleiben aber noch 10<sup>9</sup> Variablen übrig. Das ist der Grund dafür, dass umfangreiche Programme und leistungsstarke Rechner benötigt werden, um die Besetzungszahlen in Non-LTE-Sternatmosphären zu berechnen.

### 3.2 Emissions- und Absorptionslinien

Bei der Analyse von Sternspektren ist der wichtigste Aspekt die Identifikation und Interpretation von Emissions- und Absorptionslinien. Daher soll hier kurz zusammengefasst werden, wie diese Linien entstehen.

Sterne haben keine feste Oberfläche, sondern ihr Licht kann uns aus verschiedenen Schichten ihrer Atmosphäre erreichen. Welche dieser Schichten der Beobachter dann tatsächlich sehen kann, hängt von der Opazität  $\varkappa$  ab. Das Wegintegral über die Opazität

$$\tau(\nu,s) = \int_{s'=0}^{s} \varkappa(\nu,s) \, ds'$$

ergibt nämlich die optische Tiefe  $\tau$ . Die geometrische Tiefe in der Atmosphäre, in der  $\tau = 1$  erreicht wird, ist gerade die Tiefe, aus der uns die meisten Photonen erreichen, denn zwischen der Tiefe mit  $\tau = 1$  und dem äußeren "Rand" der Sternatmosphäre liegt gerade eine mittlere freie Weglänge. Über diese Beziehung ist die Schicht des Sterns, deren Strahlungsfeld wir bei Beobachtungen sehen, mit der Opazität verknüpft.

Nun ist aber die Opazität nicht immer gleich, sondern hängt von der Frequenz ab. Das bedeutet, dass wir bei Frequenzen, für die die Opazität größer ist, nicht so tief in die Sternatmosphäre hineinsehen können wie bei Frequenzen, für die die Opazität kleiner ist; die optische Tiefe  $\tau = 1$  wird für Frequenzen mit höherer Opazität weiter außen erreicht als für Frequenzen mit kleinerer Opazität. Nun ist aber das Strahlungsfeld in verschiedenen Tiefen unterschiedlich beschaffen. Im thermodynamischen Gleichgewicht nimmt die Temperatur der Sternatmosphäre von innen nach außen ab. Dadurch wird auch das Strahlungsfeld  $S_{\nu}$  kleiner, in äußeren Schichten werden also weniger Photonen emittiert als weiter innen. Außerhalb des thermodynamischen Gleichgewichts ist zwar die Temperatur nicht mehr ausschlaggebend für die Intensität des Strahlungsfeldes, trotzdem nimmt auch hier das winkelgemittelte Strahlungsfeld von innen nach außen ab. Schaut man also auf eine Schicht der Sternatmosphäre, die weiter außen liegt, ist die Intensität des beobachteten Strahlungsfelds kleiner. Folglich sieht man bei Frequenzen, bei denen die Opazität größer ist, also die optische Tiefe  $\tau = 1$  weiter außen erreicht wird, im Vergleich zum Kontinuum des Spektrums einen Einbruch in der Intensität des Strahlungsfelds: eine Absorptionslinie.



Abbildung 3.1: Linienentstehung

Die Entstehung von Emissionslinien lässt sich analog verstehen, wenn die Opazität bei bestimmten Frequenzen nicht zu-, sondern abnimmt. Das Profil dieser Linien kann nun noch durch den Sternwind, also die Expansion der Sternatmosphäre, modifiziert werden.

#### 3.2.1 P Cygni-Profile

Bei einigen der im Spektrum sichtbaren Linien erkennt man ein besonderes Profil: eine Absorptionslinie, an die sich eine Emissionslinie direkt anschließt. Diese Linienform wurde erstmals im Spektrum des Sterns P Cygni beobachtet und wird deshalb P Cygni-Profil genannt. Die Interpretation dieser Linienform beruht auf dem Dopplereffekt.

Wie bereits beschrieben, geht von Wolf-Rayet-Sternen ein heftiger Sternwind aus, der Maximalgeschwindigkeiten von mehreren tausend Kilometern pro Sekunde erreichen kann. Innerhalb dieses Windes finden nun Absorptions- und Emissionsprozesse statt, die durch den Dopplereffekt beeinflusst werden: Absorptionsprozesse sind für den Beobachter nur in dem Teil des Winds von Bedeutung, der zwischen Beobachter und Stern liegt, sich also auf den Beobachter zu bewegt. Damit erscheint die Absorption blauverschoben. Emissionen hingegen können aus dem gesamten Wind beobachtet werden, also sowohl von Teilen vor dem Stern, die sich auf uns zu bewegen und damit blauverschoben erscheinen, als auch von Teilen des Winds, die auf der uns abgewandten Seite des Sterns liegen, sich also von uns entfernen und damit rotverschoben erscheinen. Eine leichte Modifikation des Emissionsprofils entsteht dadurch, dass Bereiche, die vom Beobachter aus hinter dem Stern liegen, abgeschattet werden, ihre Strahlung uns also nicht erreicht. Dadurch ist das Emissionsprofil nicht ganz symmetrisch. Diese beiden Profile, ein nahezu symmetrisches Emissionsund ein asymmetrisches Absorptionsprofil, überlagern sich zu der charakteristischen Form des P Cygni-Profils.



Abbildung 3.2: Entstehung von P Cygni-Profilen

## 4 Analyse von Sternspektren mit PoWR

Da die Entstehung der Spektrallinien in expandierenden Sternatmosphären wie oben beschrieben nicht durch einfache Rechnungen nachvollzogen werden kann, werden zur Modellierung der Spektren von Wolf-Rayet-Sternen umfangreiche Computerprogramme und mehrere Stunden Rechenzeit benötigt. Der Code, mit dem die Analysen für diese Arbeit durchgeführt wurden, ist der *Potsdam Wolf-Rayet models Code*, kurz PoWR. Die genaue Beschreibung des Programmablaufs würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen, weshalb hier nur einige für die Anwendung besonders wichtige Punkte kurz erläutert werden sollen.

Der PoWR-Code nimmt unter anderem drei Eingabedateien entgegen, mit denen der Benutzer das Ergebnis der Modellrechnung beeinflussen kann: Die CARDS-Datei, in der die Parameter des Modellsterns spezifiziert werden und Optionen für die Rechnung festgelegt werden, die DATOM-Datei, in der die Atomdaten der für die Berechnung berücksichtigten Ionen aufgelistet sind, und die FORMAL CARDS-Datei, in der Übergänge zwischen verschiedenen Energieniveaus durch ihre Wellenlänge und Übergangswahrscheinlichkeit beziehungsweise Oszillatorenstärke verfeinert dargestellt werden sowie weitere Optionen für die Rechnung festgelegt werden können. Aus diesen Eingabedaten berechnet der Code unter Verwendung der oben erläuterten Gleichungen das Spektrum, das ein Stern mit den vorgegebenen Parametern zeigen würde. Durch Vergleich mit dem beobachtetem Spektrum eines konkreten Sterns können dann bei guter Übereinstimmung die Parameter des Sterns mit denen des Modells gleichgesetzt oder zumindest abgeschätzt werden und es kann davon ausgegangen werden, dass die hinter der Entstehung dieser Spektren stehende und im Programmcode implementierte Physik eine hinreichend gute Näherung darstellt, um die Abläufe in der Sternatmosphäre quantitativ zu beschreiben. Wie bereits im vorangegangenen Kapitel beschrieben, müssen einige Näherungen gemacht werden, damit der Programmcode überhaupt mit den zur Verfügung stehenden Rechnerkapazitäten bewältigt werden und in endlicher Zeit zu einem Ergebnis kommen kann. Deshalb wird die expandierende Sternatmosphäre als sphärisch symmetrisch und homogen angenommen.

Von großer Bedeutung für das Ergebnis der Simulationsrechnung sind die Atomdaten, mit denen das Programm die Besetzungszahlen und schließlich das emergente Spektrum berechnet. Daher ist es wichtig, vor dem Beginn der Modellrechnungen zunächst die benötigten Atomdaten zu vervollständigen, die der PoWR-Code in Form von zwei Eingabedateien entgegennimmt: der DATOM-Datei und den FORMAL CARDS. Dazu hatte ich bereits im Rahmen meiner Tätigkeit als studentische Hilfskraft zwei Hilfsprogramme geschrieben, die es ermöglichen, benötigte DATOM- und FORMAL CARDS-Dateien automatisiert zusammenzustellen, wobei auf eine Datenbank zugegriffen wird, die es zunächst aus bereits bestehenden Dateien zu erstellen und anschließend zu ergänzen galt. Da im Jund im H-Band des Infraroten bisher kaum Beobachtungen von Wolf-Ravet-Sternen zur Verfügung standen, die mit dem PoWR-Code analysiert werden sollten, war gerade in diesen Bereichen die Datenbank sehr lückenhaft und die Ergänzung der fehlenden Teile nahm einige Zeit in Anspruch. Die benötigten Daten wurden im Wesentlichen zwei Datenbanken entnommen: der Atomic Spectra Database des National Institute of Technology (Ralchenko et al. 2010), in der viele Beobachtungsdaten berücksichtigt wurden, und der Atomic Line List (van Hoof 1999), die im Wesentlichen auf aus den Energiedifferenzen zwischen den Niveaus berechnete Wellenlängen zurückgreift, aber deutlich umfangreicher ist. Viele

#### 4 Analyse von Sternspektren mit PoWR

der bereits vorhandenen Daten stammen auch aus dem *Opacity Project*, in dem seit 1984 berechnete Atomdaten zusammengestellt wurden (siehe zum Beispiel Seaton et al. 1994), oder aus dem wesentlich älteren Katalog von Wiese et al. (1966).

## **4.1 DATOM**

Für die Simulation wurden die Elemente Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff, Stickstoff und die Elemente der Eisengruppe (Generic, G) berücksichtigt. Andere Elemente müssen um Rechenzeit zu sparen meist vernachlässigt werden, was sich aber in der Regel kaum auf die Modellspektren auswirkt. Allerdings ist es auch nicht nötig, von den genannten Elementen sämtliche Ionisationsstufen mit all ihren Levels zu berücksichtigen. Im Gegenteil führt die Berücksichtigung zu vieler kaum oder gar nicht besetzter Niveaus zu numerischen Instabilitäten und verhindert somit das Konvergieren des Modells. Daher berücksichtigt man für die Simulation nur eine eingeschränkte Anzahl von Ionen mit maximaler Anzahl der Levels und gibt das Grundniveau des ersten nicht ausführlich berücksichtigen Ions als Kontrollevel an. Stellt man dann nach der Simulationsrechnung fest, dass dieses Kontrolllevel merklich besetzt ist, muss man eine neue Simulationsrechnung durchführen, in der dieses Ion in voller Ausbaustufe berücksichtigt wird. Für die im Rahmen dieser Arbeit modellierten Sternspektren stellte sich heraus, dass die Berücksichtigung folgender Ionen in der Modellrechnung ausreichend ist, wobei hierbei insbesondere das im Vergleich zu früheren Modellrechnungen der Arbeitsgruppe deutlich (von 10 auf 22 Levels) erweiterte HI eine Rolle spielt, damit im H-Band die Brackett-Serie (Übergänge ins vierte Niveau des Wasserstoffs) richtig wiedergegeben werden kann:

Element	Ionisationsstufe	Anzahl der Levels
Н	Ι	22
	II	1
He	Ι	35
	II	26
	III	1
С	II	1
	III	30
	IV	21
	V	1
Ν	Ι	1
	II	38
	III	36
	IV	38
	V	20
	VI	1
G	II-VIII	Superlevels

Tabelle 4.1: Levelübersicht der Modellatome

Elemente der Eisengruppe sind so komplex, dass sie tausende Levels mit Millionen von Übergängen aufweisen. Da diese aus Kapazitätsgründen nicht alle einzeln berücksichtigt werden können, werden sie zu einem künstlichen, generischen Modellatom (G) zusammengefasst, das mittels einer begrenzten Anzahl an Superlevels die vielen Levels der Eisengruppenelemente repräsentiert.

## 4.2 FORMAL\_CARDS

In den FORMAL CARDS werden nun die Übergänge zwischen den einzelnen Niveaus nochmals aufgeschlüsselt. Insbesondere werden hier Energieniveaus, die für die Berechnung der Besetzungszahlen zusammengefasst werden konnten, da sie nahe beieinander liegen, wesentlich genauer aufgespalten (zum Beispiel Drehimpulsaufspaltung). Damit ergibt sich eine Vielzahl von Übergängen, die in den FORMAL CARDS zusammen mit den zugehörigen Oszillatorenstärken und den statistischen Gewichten der beteiligten Niveaus aufgelistet werden müssen. Dies wird durch die Multiplet-Struktur ermöglicht, in der im DATOM aufgelistete Energieniveaus weiter aufgespalten und Übergänge zwischen diesen Sublevels beschrieben werden. Die Besetzungszahlen der Sublevels berechnen sich dabei aus der Besetzungszahl des zusammengefassten Niveaus nach ihren statistischen Gewichten. Aber auch Übergänge zwischen Niveaus, die nicht weiter aufspalten, werden hier mit Hilfe der Line-Struktur nochmals spezifiziert, indem die Oszillatorenstärke der Übergänge und ihre Wellenlänge angegeben werden. Da wie bereits erwähnt für die Analyse anhand des nahen Infraroten (J-, H-, K-Bänder) bisher nur wenige Daten vorlagen, mussten dazu noch viele Übergänge ergänzt werden. Hierbei berücksichtigt wurden Linien mit Oszillatorenstärken  $f > 10^{-5}$  in mehreren Wellenlängenbereichen zwischen 900 Å und 35000 Å. Dabei sollte für Linien zwischen 2000 Å und 20000 Å die Wellenlänge für Luft angegeben werden, für alle anderen Bereiche ist sie in Vakuum anzugeben. Diese Konvention wurde in Übereinstimmung mit den NIST-Default-Einstellungen festgelegt und wird im Programm berücksichtigt. Weiterhin können Wellenlängenangaben auch von dieser Konvention abweichen, soweit nach der Wellenlänge eines der Schlüsselwörter "AIR" beziehungsweise "VAC" oder "VACUUM" notiert wird. Ist keine Wellenlänge explizit angeben, wird sie aus der Energiedifferenz zwischen den Niveaus berechnet und bezieht sich damit automatisch aufs Vakuum.

### 4.3 Modellparameter

Nachdem unter Verwendung der beiden neuen Tools *newdatom* und *newformal\_cards* aus den Datenbanken auf das jeweilige Modell zugeschnittene DATOM- und FORMAL\_CARDS-Dateien erstellt wurden, wird der eigentliche PoWR-Code gestartet, der als Eingabedatei die CARDS-Datei liest, in der die gewünschten Modellparameter angegeben sind:

Zunächst einmal muss die chemische Zusammensetzung der Modellatmosphäre angegeben werden. Hierbei können allerdings für bestimmte Typen häufig typische Zusammensetzungen angenommen werden, die auf die meisten beobachteten Wolf-Rayet-Sterne dieses Typs zutreffen, da die meisten Elemente sowieso nur in sehr geringen Konzentrationen in der Sternatmosphäre vorhanden sind. Lediglich der Wasserstoffgehalt kann sehr stark variieren und muss durch Vergleiche zwischen Modell und Beobachtung ermittelt werden. Dann muss für den Stern eine Effektivtemperatur  $T_*$  angegeben werden. Diese ergibt sich bei fester Leuchtkraft  $L_*$  und einem Radius  $R_*$ , der durch die optische Tiefe  $\tau_{\text{Rosseland}} = 20$  definiert ist, über das Stefan-Boltzmann-Gesetz:

$$L_* = 4\pi R_*^2 \sigma_{\rm SB} T_*^4$$

Für die Breite der Spektrallinien spielt es eine wichtige Rolle, welche Geschwindigkeit der Sternwind hat. Daher muss die Maximalgeschwindigkeit des Sternwinds,  $v_{\infty}$ , in Kombination mit einem Gesetz über den Geschwindigkeitsverlauf angegeben werden. Des weiteren

#### 4 Analyse von Sternspektren mit PoWR

spielt der Dichtekontrast im Sternwind eine Rolle, also die Verteilung von Inhomogenitäten, die durch den Clumpingparameter D beschrieben wird. Hinzu kommt eine Angabe über die Leuchtkraft  $L_*$  des Modellsterns, durch die die Gesamtintensität des Spektrums beeinflusst wird. Die Massenverlustrate  $\dot{M}$  und der Sternradius  $R_*$  schließlich beeinflussen das Modellspektrum derart, dass ihre einzelnen Werte keine Rolle spielen, solange die Kombination aus dem stellaren Radius  $R_*$ , der Windendgeschwindigkeit  $v_{\infty}$ , dem Clumpingparameter D und der Massenverlustrate  $\dot{M}$ 

$$R_t = R_* \left[ \frac{v_{\infty}}{2500 \text{ kms}^{-1}} \middle/ \frac{\sqrt{D} \cdot \dot{M}}{10^{-4} \text{ M}_{\odot} \text{a}^{-1}} \right]^{2/3}$$

unverändert bleibt. Sie werden daher im so genannten transformierten Radius zusammengefasst.

### 4.4 Programmablauf

Nach Angabe aller benötigten Parameter wird nun eine so genannte Kette gestartet, in der die verschiedenen Programmteile nacheinander ausgeführt werden. Die wichtigsten Teile ("Jobs") sind wrstart, wrunig und formal. Diese wiederum führen sukzessive die benötigten Programme aus, wie aus der dem PoWRmanual entnommenen Abbildung klar wird. Während der wrstart wie der Name schon suggeriert nur ein einziges Mal läuft und vor allem die benötigen Daten einliest und eine erste Näherung aufstellt, werden im wrunig die Ratengleichungen und der Strahlungstransport iteriert. Standardmäßig sind hierfür maximal 1000 Iterationen vorgesehen, falls das jedoch nicht ausreicht, kann der Zähler mit dem Befehl njn (new job number) zurückgesetzt werden. Ist das Modell konvergiert, das heißt, unterschreiten die Korrekturen im Vergleich zur vorhergehenden Iteration einen festgelegten Grenzwert, wird der wrunig beendet und der formal gestartet. Hier werden die in den FOR-MAL CARDS angegebenen Atomdaten benutzt, um das formale Integral zu berechnen, wobei das Modellspektrum entsteht.



Abbildung 4.1: Ablaufdiagramm des PoWR-Codes aus dem PoWR-Handbuch (manpowr)

# 5 Analyse zweier WN-Sterne

Anfang 2010 erschien eine Veröffentlichung von Gvaramadze et al. (2010) mit dem Titel "Revealing evolved massive stars with Spitzer". Darin stellte die Gruppe das Ergebnis ihrer Durchmusterung von Archivdaten dar, die mit dem Multiband Imaging Photometer (MIPS) am Spitzer Space Telescope bei einer Wellenlänge von 24 µm aufgenommen worden waren. Sie hatten 115 Nebel gefunden, von denen viele noch nie in anderen Frequenzbereichen beobachtet worden waren. Darunter waren auch die beiden Nebel MGE028,4812+00,3368 und MGE028,4451+00,3094, die sie kurz MIPS Nebulae (MN) 85 und 86 nannten. Die in diese Nebel eingebetteten Sterne sollen in der vorliegenden Bachelorarbeit analysiert werden. Von einem Teil der so entdeckten Nebel wurden nun die eingebetteten Sterne spektroskopisch untersucht und mit Hilfe des Atlas des 2MASS-Spektrographen, dem die Koordinaten der eingebetteten Sterne entnommen wurden, identifiziert. Daher beginnen die Namen der zugehörigen Sterne mit "2MASS".

Eine ähnliche Analyse haben Anfang 2010 auch Wachter et al. (2010) durchgeführt. Auch sie durchsuchten die MIPS-Archivdaten, fanden dort viele ringförmige Nebel und spürten ihnen und den zugehörigen Sternen in den Katalogen von IRAC, der "Infrared Array Camera", 2MASS, dem "Two Micron All Sky Survey" und DSS, dem "Digital Sky Survey" nach. Als sie feststellten, dass der überwiegende Teil der in die Nebel eingebetteten Sterne noch nicht untersucht worden war, begannen sie damit, möglichst viele dieser Quellen zu identifizieren und spektroskopisch zu analysieren. Allerdings konnten sie zu den beiden Quellen mit den offiziellen Namen 2MASSJ 18420630-0348224 beziehungsweise 2MASSJ 18420827-0351029, die sie kurz mit WMD47\* und WMD48\* bezeichneten, zunächst keine Quelle im SIMBAD-Katalog finden.

Im Herbst 2010 veröffentlichte die gleiche Gruppe um Mauerhan und Wachter schließlich ein Paper mit dem Titel "Discovery of twin Wolf-Rayet stars powering double ring nebulae" (Mauerhan et al. 2010), in dem sie die Entdeckung der in MN85 und MN86 eingebetteten Nebel bekannt gab. In der Zwischenzeit war es den Autoren gelungen, die beiden Quellen mit den Kurznamen WMD47\* und WMD48\* zu identifizieren und sie hatten mit dem Palomar Hale 5m telescope und dem TripleSpec (TSPEC)-Spektrographen für das nahe Infrarote Spektren dieser Sterne aufgenommen. In ihrem Paper veröffentlichten sie die beiden Spektren und führten eine Diskussion darüber, ob die dazugehörenden Nebel MN85 und MN86 miteinander in Wechselwirkung stehen oder sich sogar in einem frühen Stadium der Kollision befinden.

Nun hat, in Zusammenarbeit mit Vasilii Gvaramadze, Guy Stringfellow von der Universität in Colorado mit dem 3,5 m Teleskop am *Apache Point Observatory* (APO) hoch aufgelöste Spektren dieser beiden Sterne aufgenommen. Diese stellte er der Arbeitsgruppe Stellarphysik an der Universität Potsdam mit der Bitte um Modellierung mit dem PoWR-Code zur Verfügung. Das Ergebnis dieser Modellierung soll hier vorgestellt werden, nachdem einige dafür benötigte Grundlagen kurz erläutert wurden.

Wie wir später sehen werden, wird sich dabei herausstellen, dass es sich bei den beiden untersuchten Objekten tatsächlich um Wolf-Rayet-Sterne handelt. Deshalb werden sie im Folgenden bereits mit den Nummern bezeichnet, die ihnen laut aktuellem Wolf-Rayet-Stern-Katalog zukommen müssten (van der Hucht (2001) und van der Hucht (2006)). In diesem Katalog werden die Sterne nach Rektaszension geordnet mit laufenden Nummern

#### 5 Analyse zweier WN-Sterne

versehen. Später entdeckte Sterne, die zwischen zwei bereits vorhandenen Katalogsternen eingeordnet werden sollen, werden mit der vorangehenden Nummer und einem Kleinbuchstaben des lateinischen Alphabets bezeichnet. Da die beiden hier analysierten Wolf-Rayet Sterne aufgrund ihrer Rektaszensionen gerade zwischen den Katalogensternen WR 120 und WR 121 liegen, werden sie im Folgenden mit WR 120a beziehungsweise WR 120b bezeichnet.

	Objekt 1	Objekt 2	Autor
Nebel	${ m MGE028,} 4812{+}00{,}3368$	${ m MGE028,} 4451{+}00{,}3094$	
	MN85	MN86	Gvaramadze et al.
	WMD47	WMD48	Wachter et al.
Stern	2MASSJ 18420630-0348224	2MASSJ 18420827-0351029	
	WMD47*	WMD48*	Mauerhan et al.
	WR 120a	WR 120b	

Tabelle 5.1: Überblick über die Bezeichnungen der untersuchten Objekte

## 5.1 Beobachtung

Viele Regionen unserer Milchstraße sind von Staubwolken verdeckt, was ihre Beobachtung sehr schwierig macht, da kurzwelliges Licht an Staub gestreut wird und uns nur noch mit deutlich verringerter Intensität oder gar nicht mehr erreicht. Langwelliges Licht hingegen kann Staub nahezu ungehindert durchdringen. Daher haben Infrarotbeobachtungen in den letzten Jahren zu vielen neuen Erkenntnissen über vorher nur schlecht untersuchte Bereiche der Milchstraße, zum Beispiel über das galaktische Zentrum, geliefert. Ein Problem ist dabei allerdings, dass das Emissionsmaximum von Wolf-Rayet-Sternen wegen ihrer hohen Oberflächentemperatur im fernen Ultravioletten liegt. Im Infrarotbereich des Spektrums beträgt die Intensität nur einen winzigen Bruchteil der Gesamtintensität, sodass für die Aufnahme von Wolf-Rayet-Sternspektren im Infraroten deutlich längere Belichtungszeiten benötigt werden als im Ultravioletten oder Optischen.



Abbildung 5.1: Aufnahmen von MN85 und MN86 in verschiedenen Wellenlängenbereichen des mittleren Infraroten. Die Rauten markieren die Positionen von vier heißen Sternen im Gesichtsfeld. Jeweils ganz oben und ganz unten sind die hier untersuchten WN-Sterne markiert, dazwischen liegen ein WC- und ein O-Stern. (Mauerhan et al. 2010)

In Abbildung 5.1 ist die gleiche Himmelsregion in vier verschiedenen Wellenlängenbändern des Infraroten gezeigt, in denen mit Instrumenten am Spitzer Space Telescope beobachtet werden kann. Dabei entspricht oben im Bild Norden und links im Bild Osten. Die Rauten kennzeichnen die Lage von vier heißen Sternen in dieser Region. Oben im Bild liegt WR 120a, unten WR 120b. Dazwischen liegen ein WC-Stern und ein O-Stern, auf die hier nicht weiter eingegangen werden soll. Wie man leicht sieht, sind bei 24  $\mu$ m deutlich zwei Nebel zu erkennen, die bei 5,8 oder 8,0 µm nicht zu sehen sind. Bei 70 µm sind die Nebel zwar auch noch zu erkennen, allerdings ist ihre Struktur hier wesentlich schlechter aufgelöst. So ist klar, dass die beiden Nebel MN85 und MN86 bei der Durchmusterung der MIPS-Katalogdaten bei 24  $\mu$ m entdeckt wurden und nicht bei Beobachtungen in anderen Wellenlängenbändern. Da MIPS ein Instrument am Spitzer Space Telescope ist, entfallen hier auch die Einschränkungen, denen erdgebundene Teleskope unterworfen sind. Für diese ist in den Infrarotbereichen (nahes, mittleres und fernes Infrarot) die Absorption durch Moleküle in der Atmosphäre, insbesondere durch Wasserdampf, problematisch. Zwischen den vielen Wasserdampfabsorptionslinien liegen jedoch einige schmale Bänder, J-, H- und K- beziehungsweise  $K_S$ -Band, in denen auch erdgebundene Beobachtungen möglich sind, die fast nur an den Rändern von atmosphärischen Linien gestört werden.



Abbildung 5.2: Bänder des nahen Infraroten, in denen für die 2MASS- und DENIS-Kataloge ohne allzu große Störung durch Atmosphärische Linien beobachtet werden konnte (nach Bessell 2005, Ausschnitt)

#### 5 Analyse zweier WN-Sterne

### 5.1.1 Photometrie

Die Photometriedaten der beiden Sterne wurden drei mit verschiedenen Instrumenten aufgenommenen Katalogen entnommen: 2MASS, DENIS und IRAC.

- 2MASS steht für *"Two Micron All Sky Survey"* und ist ein Projekt, das von 1997 bis 2001 lief und zum Ziel hatte, den gesamten Himmel im nahen Infraroten zu kartieren. Dazu wurden zwei 1,3 m-Teleskope verwendet (eines auf der Nordhalbkugel, in Arizona, und eines auf der Südhalbkugel, in Chile), die jeweils mit einer 3-Kanal-Kamera ausgestattet waren, um simultan den Himmel in drei Infrarotbändern zu beobachten: dem J-Band bei 1,25 µm, dem H-Band bei 1,65 µm und dem  $K_S$ -Band bei 2,17 µm. Der so erstellte Atlas wurde 2003 veröffentlicht und steht frei zugänglich zu Verfügung (Skrutskie et al. 2006). In ihm sind mehr als 300 Millionen Punktquellen und 1 Million ausgedehnte Quellen verzeichnet.
- DENIS ("Deep Near Infrared Survey of the Southern Sky") beobachtete von 1996 bis 2001 den Südhimmel mit einem 1 m-Teleskop der ESO in La Silla. Dabei wurden Bilder in zwei Infrarotbändern, dem J-Band bei 1,25 μm und dem K-Band bei 2,16 μm, sowie einem optischen Band aufgenommen und 355 Millionen Punktquellen verzeichnet, deren Daten über die Datenbank VizieR des Centre de données astronomiques de Strasbourg eingesehen werden können.
- Die "Infrared Array Camera" (IRAC) ist eine Kamera am Spitzer Space Telescope. Mit ihr können gleichzeitig Bilder in vier Bändern des nahen und mittleren Infraroten aufgenommen werden: bei 3,6 μm, bei 4,5 μm, bei 5,8 μm und bei 8,0 μm.

All diese so gewonnenen Photometriedaten können verwendet werden, um bei der Analyse der Spektren den absoluten Kontinuumsfluss zu kalibrieren.

	WR 120a	WR 120b	Katalog
J	$11{,}946 \pm 0{,}029$	$11,\!845 \pm 0,\!030$	2MASS
H	$10{,}216\pm0{,}022$	$10{,}260\pm0{,}030$	2MASS
K	$9{,}162\pm0{,}021$	$9{,}267\pm0{,}026$	2MASS
F(J) in mJy	$26{,}55 \pm 0{,}7092$	$29{,}14\pm0{,}8052$	2MASS
F(H) in mJy	$83,\!93\pm1,\!701$	$80{,}59\pm2{,}227$	2MASS
$F(K_S)$ in mJy	$144,2\pm2,\!790$	$131{,}0\pm3{,}136$	2MASS
Ι	$17{,}613\pm0{,}14$	$16{,}957\pm0{,}10$	DENIS
J	$11,\!958\pm0,\!07$	$11,\!805\pm 0,\!07$	DENIS
K	$9{,}106\pm0{,}06$	$9{,}232\pm0{,}06$	DENIS
[3,6]	$8,\!277 \pm 0,\!037$	$8{,}425\pm0{,}038$	IRAC
[4,5]	$7,\!630\pm 0,\!042$	$7,\!876 \pm 0,\!049$	IRAC
[5,8]	$7,\!430 \pm 0,\!028$	$7{,}667 \pm 0{,}032$	IRAC
[8]	$7,\!039 \pm 0,\!030$	$7{,}196\pm0{,}028$	IRAC
F(3,6) in mJy	$137{,}4\pm4{,}688$	$119{,}8\pm4{,}234$	IRAC
F(4,5) in mJy	$159,4\pm6,\!175$	$127,1\pm5,790$	IRAC
F(5,8) in mJy	$122{,}7\pm3{,}120$	$98{,}56\pm2{,}893$	IRAC
F(8,0) in mJy	$98{,}04\pm2{,}693$	$84{,}82\pm2{,}182$	IRAC

Tabelle 5.2: Photometriedaten

#### 5.1.2 Spektren

Die untersuchten Spektren wurden mit dem größten Teleskop am Apache Point Observatory (APO), dem 3,5 m-Teleskop, aufgenommen. Das APO ist ein aus vier Teleskopen unterschiedlicher Spiegelgröße bestehendes Observatorium in den Sacramento Mountains in New Mexico (USA). Der Vorteil am Standort dieses Observatoriums liegt gerade für Infrarotbeobachtungen darin, dass die Luft dort wenig Wasserdampf enthält, der sonst häufig Infrarotbeobachtungen stört. Für das verwendete 3,5 m-Astrophysical Research Consortium (ARC)-Teleskop existiert eine ganze Reihe von Spektrographen und Kameras. Die für diese Arbeit analysierten Spektren wurden mit einem TripleSpec-Spektrographen, einem von drei nahezu identischen Spektrographen aufgenommen, die am APO-3,5 m-Teleskop, am Palomar-5 m-Teleskop und an den 10 m-Teleskopen des Keck-Observatoriums verwendet werden. Die TripleSpec-Spektrographen arbeiten im nahen Infraroten und können dort gleichzeitig den ganzen Wellenlängenbereich von 0,95 bis 2,46  $\mu$ m abdecken. Die Details des Instruments sind in Wilson et al. (2004) beschrieben. Alle Daten wurden von Guy Stringfellow bereits in aufbereiteter und weitgehend von Linien tellurischen Ursprungs bereinigter Form zur Verfügung gestellt.

#### 5.1.3 Einheiten

Da die mit *TripleSpec* aufgenommenen Spektren in anderen Einheiten vorlagen als die von den Modellen gelieferten synthetischen Spektren, waren einige Umrechnungen erforderlich, die hier der Vollständigkeit halber kurz erwähnt werden sollen.

Zunächst einmal lagen die gemessenen Daten als Fluss pro Frequenzeinheit vor, während das Modell Flüsse pro Wellenlängeneinheit ausgibt. Die Umrechnung erfolgt gemäß

$$F_{\lambda}d\lambda = F_{\nu}d\nu$$

beziehungsweise

$$F_{\lambda} = F_{\nu} \left| \frac{d\nu}{d\lambda} \right| = \frac{c}{\lambda^2} F_{\nu}$$

Außerdem hatten die Beobachtungsdaten die Einheit Jansky, während die Modellspektren in erg s<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>Hz<sup>-1</sup> ausgegeben werden. Beide Einheiten sind in der Astronomie üblich, werden aber sonst kaum noch verwendet. Die Definition und Umrechnung erfolgt gemäß unten stehender Tabelle.

Tabelle 5.3: Umrechnung zwischen Einh	eiten
---------------------------------------	-------

Größe	Einheit	Abkürzung	in SI-Einheiten	alternativer Ausdruck
Spektrale Flussdichte	Jansky	Jy	$10^{-26} Js^{-1} m^{-2} Hz^{-1}$	$10^{-23} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$
Energie	Erg	erg	$10^{-7} J$	$10^{23} \text{Jy s cm}^2 \text{Hz}$

## 5.2 Interstellare Extinktion (Rötung)

Da das Licht auf seinem Weg vom Stern zum Beobachter nicht nur leeren Raum sondern auch Wolken aus Gas und Staub durchquert, kommt es zum einen zur Absorption und Reemission von Photonen durch Gasatome, durch die bei bestimmten Wellenlängen Linien im Spektrum entstehen, zum anderen aber zur Streuung des Lichts an Staubteilchen, die den Verlauf des Kontinuums beeinflusst und zu einem Rötung oder interstellare Extinktion genannten Phänomen führt. Die Rayleighstreuung von Photonen an Staub ist nämlich dann besonders effektiv, wenn die Wellenlänge des Lichts in der Größenordnung der Staubpartikel liegt. Da aber die Häufigkeit n von Teilchen mit dem Durchmesser a in etwa der Form  $\frac{dn}{da} \propto a^{-3,5}$  folgt, gibt es wesentlich mehr kleine als große Staubpartikel. Folglich wird Licht kleinerer Wellenlänge wesentlich häufiger gestreut als Licht großer Wellenlängen. Dadurch hat das Spektrum, das den Beobachter erreicht, nicht mehr die typische Form eines Schwarzkörper-Spektrums mit kleinen Modifikationen durch Absorption und Emission; stattdessen erscheint nur das rote Ende des Spektrums in der erwarteten Intensität. Zu kürzeren Wellenlängen dagegen wird die Intensität immer stärker abgeschwächt.



Abbildung 5.3: Abgestrahltes und vom Staub durchgelassenes Spektrum eines Wolf-Rayet-Sterns

Diesen Effekt bezeichnet man als Rötung, weil der rote Anteil das Spektrum nun dominiert. Besonders eindrucksvoll ist die Rötung bei so genannten Dunkelwolken zu sehen, die im Optischen nahezu lichtundurchlässig sind, infrarote Strahlung aber fast ungehindert passieren lassen. Dadurch ermöglicht die Infrarotastronomie überhaupt erst Beobachtungen von Regionen, die hinter Staubwolken liegen und somit im Optischen nicht zugänglich sind.

Um das berechnete Modellspektrum mit dem beobachteten Spektrum vergleichbar zu machen, sollte die Extinktionskurve möglichst gut bekannt sein, damit das Modellspektrum nachträglich genau so gerötet werden kann, wie es den Beobachtungsbedingungen entspricht, sodass die Kontinuumsflüsse (Photometriemarken) übereinstimmen. Für eine exakte Beschreibung dieser Intensitätsabschwächung müsste nun allerdings für jedes ausgesandte Photon die Zahl und Art der Wechselwirkungen auf dem Weg zum Beobachter bekannt sein. Da dies aber natürlich nicht der Fall ist, wurden diverse empirische Gesetze entwickelt, die die Rötung beschreiben. Am verbreitetsten ist das Rötungsgesetz nach Seaton, das einen einfachen Satz analytischer Formeln bietet (Seaton 1979).

Gültigkeitsbereich ( $\mu m^{-1}$ )	$A(\lambda) \ ({ m mag})$
$2,70 \le \lambda^{-1} \le 3,65$ $3,65 \le \lambda^{-1} \le 7,14$ $7,14 \le \lambda^{-1} \le 10$	$ \frac{1,56+1,048\cdot\lambda^{-1}+\frac{1,01}{(\lambda^{-1}-4,60)^2+0,280}}{2,29+0,848\cdot\lambda^{-1}+\frac{1,01}{(\lambda^{-1}-4,60)^2+0,280}} \\ 16.17-3.20\cdot\lambda^{-1}+0.2975\cdot\lambda^{-2} $

Tabelle 5.4: Seaton-Formel

Wie Tabelle 5.4 zeigt, deckt dieses Gesetz allerdings nur Wellenlängen zwischen 1 000 Å und 3 700 Å ab, ist also nur für den UV-Bereich geeignet. Zwischen 3 700 Å und 10 000 Å wird im PoWR-Code standardmäßig zwischen Tabellenpunkten von Nandy et al. (1975) interpoliert, die ebenfalls in Seaton (1979) aufgelistet sind. Für Wellenlängen über 1  $\mu$ m wird eine Tabelle von Moneti et al. (2001) benutzt, der wiederum ab 24  $\mu$ m eine Extrapolation folgt. Da hier nun aber nur Infrarotbeobachtungen vorliegen, ist es nicht sinnvoll, nur diese Tabelle zu verwenden, da diese nicht stetig an die Interpolation anschließt und keine Möglichkeit bietet, den Verlauf der Rötungskurve präzise auf die vorliegende Beobachtung und die für die Sichtlinie spezifische Rötung abzustimmen. Stattdessen bietet sich das Rötungsgesetz von Fitzpatrick (1999) an, das die Extinktion im Infraroten besser beschreibt. Dieses benutzt einige Parameter, die hier kurz erläutert werden sollen:

A ist die Extinktion oder Abschwächung; da diese aber stark wellenlängenabhängig ist, handelt es sich eigentlich um ein  $A(\lambda)$  oder kurz  $A_{\lambda}$ . Sie wird in Magnituden gemessen und ist definiert über die Helligkeitsdifferenz zwischen einem geröteten Stern (in der Entfernung d) und einem ungeröteten Stern (in der Entfernung  $d_0$ ) bei einer festen Wellenlänge  $\lambda_i$ :

$$A(\lambda_i) = m_{\lambda_i} - (m_{\lambda_i})_0 - 5\log\left(\frac{d}{d_0}\right)$$

Der Farbezzess  $E_{\lambda_1-\lambda_2}$  setzt die Extinktion bei zwei Wellenlängen in Relation zueinander:

$$E_{\lambda_1 - \lambda_2} = (m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}) - (m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2})_0 = A(\lambda_1) - A(\lambda_2)$$

Besonders häufig wird der Farbindex  $E_{B-V}$  verwendet, wobei sich V auf die Wellenlänge 550 nm und B auf die Wellenlänge 440 nm bezieht. Da der Farbindex  $E_{B-V}$  eine zugängliche Messgrösse ist, die Extinktion bei einer festen Wellenlänge  $A(\lambda)$  aber nicht, nutzt man um die Extinktionskurve zu bestimmen häufig aus, dass das Verhältnis

$$R_V = \frac{A_V}{E_{B-V}}$$

innerhalb der Milchstraße weitgehend konstant zu sein scheint. Als typische Werte für  $R_V$ im galaktischen Mittel findet man in der Literatur Angaben von  $R_V = 3,1$  (Fitzpatrick 1999) bis  $R_V = 3,2$  (Weigert et al. 2009). Allgemein kann der Parameter aber zwischen 2,2 und 5,8 variieren (Fitzpatrick 1999). Er beschreibt optische Eigenschaften der Staubkörner, die sich entlang der Sichtlinie befinden, zum Beispiel ihre Zusammensetzung und Größe. Die zur Modellierung der Rötung nach einer von Fitzpatrick (1999) zur Verfügung gestell-

#### 5 Analyse zweier WN-Sterne

ten IDL-Prozedur implementierte Routine verwendet eine kubische Spline-Interpolation zwischen einigen  $R_V$ -abhängigen Stützstellen, die in der Tabelle aufgelistet sind.

$\lambda$ (Å)	$\lambda^{-1} \ (\mu m^{-1})$	$rac{A(\lambda)}{E(B-V)}$
6000	$1,\!667$	$-4,22809 \cdot 10^{-1} + 1,00270 \cdot R_V + 2,13572 \cdot 10^{-4} \cdot R_V^2$
5470	1,828	$-5,13540 \cdot 10^{-2} + 1,00216 \cdot R_V - 7,35778 \cdot 10^{-5} \cdot R_V^2$
4670	2,141	$7,00127 \cdot 10^{-1} + 1,00184 \cdot R_V - 3,32598 \cdot 10^{-5} \cdot R_V^2$
4110	$2,\!433$	$1,19456 + 1,01707 \cdot R_V - 5,46969 \cdot 10^{-3} \cdot R_V^2$
		$+7,97809 \cdot 10^{-4} \cdot R_V^3 - 4,45636 \cdot 10^{-5} R_V^4$

Tabelle 5.5: Fixpunkte der Spline Interpolation nach Fitzpatrick

Die Routine bietet die Möglichkeit, neben dem Farbexzess auch den Parameter  $R_V$  zu verändern. Dieser Parameter spiegelt die unterschiedliche Rötung auf verschiedenen Sichtlinien wieder, indem die Steilheit der Rötungskurve an einigen Stellen verändert wird. Für die vorliegenden Beobachtungen scheint  $R_V \approx 3,4$  besser zu passen als der mittlere galaktische Wert  $R_V = 3,1$ , der für das diffuse interstellare Medium gilt. Insbesondere im hier untersuchten Infrarotbereich spalten die Rötungskurven in Abhängigkeit von  $R_V$  relativ stark auf, sodass eine kleine Änderung in  $R_V$  recht große Unterschiede in der Rötungskurve verursacht. Höhere Werte von  $R_V$  deuten darauf hin, dass die Sichtlinie durch dichte Regionen verläuft, in denen Staubkörner zu größeren Verbänden anwachsen können. Allerdings kann auch die Variation dieses Parameters nicht dafür sorgen, dass die Rötungskurve vollständig korrekt wiedergegeben wird. Tatsächlich können gemessene Rötungskurven nicht durch nur zwei Parameter (den Farbexzess E und  $R_V$ ) beschrieben werden, sondern man benötigt wesentlich mehr Parameter, die nur näherungsweise zusammengefasst werden können. Trotzdem kann man mit dem Rötungsgesetz nach Fitzpatrick bei geschickter Wahl der Parameter die Photometriemarken recht gut reproduzieren.



Abbildung 5.4: Rötungskurven nach Fitzpatrick (1999) in Abhängigkeit vom Parameter  $R_V$ . Dargestellt ist der normierte wellenlängenabhängige Farbexzess.

Da zur Bestimmung der Entfernung und der Leuchtkraft die Differenz zwischen absoluter und scheinbarer Helligkeit im K-Band verwendet wird, muss auch die interstellare Extinktion im K-Band,  $A_K$ , bekannt sein. Die für die nachträgliche Rötung des Modellspektrums verwendeten Parameter  $R_V$  und  $E_{B-V}$  beziehen sich aber auf den visuellen Wellenlängenbereich. Daher muss  $A_K$  aus  $R_V$  und  $E_{B-V}$  berechnet werden. Aus der Definition  $R_V = \frac{A_V}{E_{B-V}}$  lässt sich der Zusammenhang zwischen  $A_V$  und  $E_{B-V}$  ablesen:  $A_V = R_V \cdot E_{B-V}$ . Zur Bestimmung von  $A_K$  benötigt man nun also nur noch das Verhältnis zwischen  $A_V$  und  $A_K$ . Dieses erhält man, indem man für  $R_V = 3,4$  das Rötungsgesetz nach Fitzpatrick graphisch darstellt. Durch Ablesen kann man damit den Quotienten aus  $A_K$  und  $A_V$  ermitteln, er beträgt etwa  $\frac{A_K}{A_V} = \frac{1}{8.75}$ . Damit gilt

$$A_K = \frac{1}{8,75} \cdot 3, 4 \cdot E_{B-V}$$

Diese Zahlen gelten so aber nur für  $R_V = 3,4$  und das Rötungsgesetz von Fitzpatrick; für andere  $R_V$  müsste das Verhältnis  $\frac{A_K}{A_V}$  extra aus dem Rötungsgesetz abgelesen werden. Die Variation ist allerdings nicht besonders groß, weshalb die Ergebnisse näherungsweise übereinstimmen würden.

Häufig wird für Wolf-Rayet-Sterne nicht das UBV-System von Johnson verwendet, das sehr breite Wellenlängenbänder benutzt und dadurch für Sterne mit starken Emissionslinien eher ungeeignet ist, da diese Linien die Photometriewerte verfälschen, sondern das photometrische ubv-System von Smith, das sehr schmale Bänder verwendet, die jeweils zwischen den Emissionslinien liegen. Die Umrechnung zwischen den beiden Systemen ist aber auch von verwendeten Rötungsgesetzen abhängig und wird hier nicht vorgenommen, da keine photometrischen Daten in diesen Bändern vorliegen.



Abbildung 5.5: Rötungsgesetz von Fitzpatrick für  $R_V = 3,4$ . Dargestellt ist die auf den Farbexzess  $E_{B-V}$  normierte Extinktion über der inversen Wellenlänge.

## 5.3 Entfernung und Lage

Entfernungsbestimmungen sind in der Astronomie grundsätzlich sehr problematisch. Direkt messbar sind nur die Winkelkoordinaten von Objekten, also die Richtung, aus der uns ihr Licht erreicht; über ihre Entfernungen kann man jedoch a priori keine Aussage machen. Es stehen zwar diverse Methoden zur Entfernungsbestimmung zur Verfügung, die meisten davon sind aber nur für kleine Entfernungen anwendbar oder hängen empfindlich von Eichungen ab. Eine direkte Messgröße, die in einigen Fällen zur Entfernungsbestimmung verwendet werden kann, ist die scheinbare Helligkeit m eines Objekts. Sie ist mit der absoluten Helligkeit M und der Entfernung r durch das Distanzmodul DM verknüpft, in dem auch die interstellare Extinktion A berücksichtigt wird:

$$DM = m - M = 5\log\frac{d}{10\,\mathrm{pc}} + A$$

Geht man nun davon aus, dass Sterne gleichen Typs und Subtyps intrinsisch so ähnlich sind, dass sie immer die gleiche absolute Helligkeit besitzen, kann man aus der gemessenen scheinbaren Helligkeit die Entfernung bestimmen, wenn man von mindestens einem Stern des gleichen Subtyps die Entfernung mit einer unabhängigen Methode ermitteln kann.

Für Wolf-Rayet-Sterne existieren von den meisten Subtypen einige wenige Exemplare mit bekannten Entfernungen, die zur Kalibrierung der absoluten Helligkeit benutzt werden können. Sie sind in Crowther et al. (2006) aufgelistet. Aus der Beobachtung von WR 40 und WR 105 wird dort darauf geschlossen, dass die absolute Helligkeit von Wolf-Rayet-Sternen der Subtypen WN8h und WN9h im  $K_S$ -Band etwa -5,9 mag beträgt. Die gemessenen scheinbaren  $K_S$ -Band-Helligkeiten betragen (9,16 ± 0,02) mag für WR 120a und (9,27 ± 0,03) mag für WR 120b, die Extinktionskoeffizienten wurden von Mauerhan et al. (2010) zu  $A_{K_S} = 1,75 \pm 0,34$  beziehungsweise  $1,62 \pm 0,32$  ermittelt, indem sie die Farbexzesse  $E_{J-K_S}$  und  $E_{H-K_S}$  maßen, daraus mit der Beziehung von Indebetouw et al. (2005)  $A_{K_S}$ berechneten und die beiden Ergebnisse mittelten:

$$A_{K_S} = 1.82^{+0.30}_{-0.23} E_{H-K_S}$$
$$A_{K_S} = 0.67^{+0.07}_{-0.06} E_{J-K_S}$$

Aus dem Vergleich der absoluten Flüsse mit den Photometriemarken erhält man einen Farbexzess von  $E_{B-V} = 5,02$  für WR 120a und  $E_{B-V} = 4,64$  für WR 120b und daraus mit obiger Umrechnungsformel  $A_K = 1,95$  für WR 120a und  $A_K = 1,81$  für WR 120b. Da die beiden Bänder K und  $K_S$  nahezu übereinstimmen bedeutet dies schon eine recht große Abweichung der verschiedenen Ergebnisse voneinander. In der Folge erhalten Mauerhan et al. (2010) Entfernungen von 4,6 kpc für WR 120a und 5,1 kpc für WR 120b, während sich aus dem Modell über das Distanzmodul kleinere Entfernungen von 4,2 kpc für WR 120a und 4,7 kpc für WR 120b ergeben. Die relativ starke Rötung deutet darauf hin, dass sich viel Staub auf der Sichtachse zwischen Beobachter und Stern befindet, was auch Sinn macht, da die beobachteten Objekte in einer sehr dichten Gegend eines Spiralarms liegen, in der es viel Staub gibt.

Da die Annahme, dass Sterne gleichen Subtyps immer genau die gleiche absolute Helligkeit haben, eine starke Näherung ist, kann man umgekehrt genauso gut davon ausgehen, dass beide Sterne in der gleichen Entfernung von uns stehen und WR 120a einfach heller ist als WR 120b. Beispielsweise betrügen die absoluten Helligkeiten, wenn man eine Entfernung von 4,5 kpc für beide Sterne annimmt,  $M_K = -6,1$  mag für WR 120a und  $M_K = -5,8$  mag für WR 120b. Diese Möglichkeit scheint umso plausibler, als es starke Hinweise darauf gibt, dass die beiden die Sterne umgebenden Nebel miteinander in Wechselwirkung stehen, also räumlich assoziiert sind, wie in Mauerhan et al. (2010) vermutet wird. Verschiedene Möglichkeiten der Entfernungskalibration werden in Kapitel 6 diskutiert.

Tabelle 5.6: Positionen und Helligkeiten der beiden WN-Sterne nach Mauerhan et al.

(2010)  $\frac{1}{\text{Stern}} \quad \text{RA (J2000) Dec. (J2000)} \quad A_{K_S} \quad m_{K_S} \quad M_{K_S}$ 

Stern	RA (J2000)	Dec. (J2000)	$A_{K_S}$	$m_{K_S}$	$M_{K_S}$
WR 120a WR 120b	$\begin{array}{c} 18 \ 42 \ 06,\!30 \\ 18 \ 42 \ 08,\!27 \end{array}$	-03 48 22,4 -03 51 02,9	$1,75 \\ 1,62$	$9,16 \\ 9,27$	-5,9 -5,9

Tabelle 5.7: Entfernungen der beiden WN-Sterne nach Mauerhan et al. (2010) und nach den PoWR-Modellen

Stern	$d_{\rm Mauerhan}~({\rm kpc})$	$d_{\rm Modell}~({\rm kpc})$	Abweichung
WR 120a	4,6	4,2	9~%
$\rm WR120b$	5,2	4,7	10~%

Die Richtung am Himmel zusammen mit der geschätzten Entfernung legt nahe, dass sich die untersuchten Sterne in der Nähe des Schnittpunkts des galaktischen Balkens (Galactic Long Bar) mit dem Scutum-Centaurus-Spiralarm (auch Scutum-Crux-Arm genannt) liegen und ihre Nebel möglicherweise miteinander in Wechselwirkung stehen. Bei dieser Region handelt es sich um ein Sternentstehungsgebiet. In den letzten Jahren wurden dort viele junge Sterne entdeckt.



Abbildung 5.6: Schema der Milchstraße $^{1}$ 

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>http://www.spitzer.caltech.edu/images/1925-ssc2008-10b-A-Roadmap-to-the-Milky-Way-Annotated-(Zugriff: 17. Juni 2011)

### 5.4 Modellierung

Da es keine Möglichkeit gibt, das Modell systematisch zu optimieren, bietet sich für die Bestimmung des besten Fits nur die Methode des sinnvollen Probierens an. Um eine erste Einschätzung der Parameter zu erhalten, wurde die Beobachtung mit den Spektren von bereits existierenden und unter http://www.astro.physik.uni-potsdam.de/~wrh/PoWR/ verfügbaren Modellen aus dem Gitter für WNL-Sterne verglichen. Dieses Gitter wurde aufgrund der Klassifizierung der beiden Sterne als WNL-Sterne von Mauerhan et al. (2010) ausgewählt und erwies sich als günstig, da einige der darin berechneten Modellspektren bereits recht gut mit den Beobachtungsdaten für WR 120a und WR 120b übereinstimmen. Ein Problem war bei diesem Vergleich allerdings, dass im WNL-Gitter nur Spektren für bestimmte Beobachtungsbänder verfügbar sind, die Infrarotbänder in den dort gezeigten Modellen allerdings schlecht ausgebaut sind. So stehen Spektren von J- und H-Band nicht zur Verfügung und die dort veröffentlichten K-Band-Spektren sind teilweise fehlerhaft. Die erste Einschätzung der Parameter beruhte also allein auf dem Vergleich des beobachteten K-Band-Spektrums mit Gitterspektren zweifelhafter Qualität, weshalb sie nur der groben Orientierung dienen konnte.

Zunächst schien es so, als würde das Gittermodell mit der Nummer 04-12, das eine Temperatur von etwa 35,5 kK und einen transformierten Radius von 0,9 hat, eine gute Anfangsnäherung für die gesuchten Modelle darstellen. Im späteren Verlauf der Modellierung stellte sich jedoch heraus, dass für konstante Massenverlustrate und konstante Leuchtkraft die Änderung der Temperatur und des transformierten Radius kaum Auswirkungen auf das K-Band-Spektrum haben, wohl aber auf das J-Band-Spektrum. So zeigte sich, dass die Intensität der meisten Spektrallinien auf einer Diagonalen im  $\log T_* - \log R_t$ -Diagramm unverändert ist, weshalb es sich als schwierig herausstellte, auch nur einigermaßen scharf definierte Parameter zu bestimmen. Nachdem diese scheinbare Parameterentartung offensichtlich geworden war, wurde ein neuer Satz von Modellen mit viel größeren Intervallen zwischen den Parametern berechnet, die dann verkleinert wurden, wenn ein Modell besonders viel versprechend aussah. Dabei wurde klar, dass die Temperatur der beiden Sterne deutlich über der zunächst angenommenen liegen muss, damit das Verhältnis der Intensitäten von HeII- zu HeI-Linien richtig wiedergegeben wird. Da die HeII-Linien jedoch alle recht schwach sind, ist ihre Intensität schwer zu bestimmen und nur begrenzt als Temperaturindikator geeignet. Lediglich im J-Band finden sich zwei etwas stärkere He II-Linien, an denen die Temperaturbestimmung ausgerichtet werden konnte. Bei festem  $T_*$  und  $R_t$ wurde außerdem der Wasserstoffgehalt variiert, bis die Intensität der Brackett-Linien richtig wiedergegeben wurde.

Eine Übersicht über die berechneten Modelle gibt Abbildung 5.7. Die kleinen schwarzen Punkte entsprechen Modellen, die im WNL-Gitter vorhanden sind, die grünen Punkte geben an, welche Modelle zusätzlich berechnet wurden. Der dunkelblaue Punkt entspricht dem mit WR 120a am besten übereinstimmenden Modell, während die hellblauen Punkte Modelle kennzeichnen, deren Spektrum ebenfalls sehr große Ähnlichkeit mit dem Spektrum von WR 120a aufweist. Analog markiert der dunkelrote Punkt das Modell, das die größte Ähnlichkeit mit WR 120b zeigt, und die hellroten Punkte kennzeichnen andere gute Kandidaten für WR 120b. Aus dieser Abbildung lässt sich leicht erkennen, dass sich viele Parameterkombinationen aus  $T_*$  und  $R_t$  finden lassen, die alle zur gleichen Massenverlustrate und damit zu ähnlichen Spektren führen.

Für die Darstellung können nun unabhängig vom berechneten Modell noch weitere Parameter angepasst werden, die nicht die Eigenschaften des Sterns beschreiben, sondern den Beobachtungsbedingungen Rechnung tragen. Zunächst einmal werden die Modelldaten mit dem berechneten Kontinuum rektifiziert, um eine Kalibration vorzunehmen. Kleine Dis-



Abbildung 5.7: WNL-Gitter (schwarze Punkte) mit zusätzlich berechneten Modellen (farbig). Hellblau beziehungsweise hellrot gekennzeichnete Modelle stimmen recht gut mit WR 120a beziehungsweise WR 120b überein, der dunkelblaue beziehungsweise dunkelrote Punkt markiert das beste Modell für WR 120a beziehungsweise WR 120b.

krepanzen zwischen Modell- und beobachtetem Kontinuum können durch eine manuelle Rektifizierung, die Schwankungen in den Beobachtungsdaten ausgleicht, weitgehend beseitigt werden. In Abhängigkeit von der erwarteten Leuchtkraft kann die Entfernung zum Objekt bestimmt oder umgekehrt, bei bekannter Entfernung, die Leuchtkraft angegeben werden. Außerdem wird, wie oben beschrieben, die interstellare Extinktion so angepasst, dass die Beobachtungsdaten mit den Photometriemarken konsistent sind. Um eventuelle Fehler in der Kalibration der Messdaten auszugleichen, kann man schließlich noch alle Messdaten innerhalb eines Bandes mit einem festen Wert multiplizieren, hier "calcorr" für "calibration correction" genannt.

### 5.5 Ergebnisse der Analyse von WR 120a

Nach bestmöglicher Anpassung aller Parameter scheint es, dass die in den Tabellen 5.8 und 5.9 gezeigte Parameterkombination das synthetische Spektrum liefert, welches das beobachtete Spektrum von WR 120a am besten wiedergibt.

Allerdings war es nicht möglich, eine Parameterkombination zu finden, bei der alle Linienintensitäten von synthetischem und Modellspektrum übereinstimmen. Verringert man im Modell beispielsweise den transformierten Radius  $R_t$ , nimmt die Intensität der HeI-Linien sowohl bei 1,08 µm als auch bei 2,06 µm zu. Das bedeutet aber, dass die Intensität der Linie bei 1,08 µm dann besser zu den Beobachtungen passt, die der Linie bei 2,06 µm aber schlechter. Ähnlich verhält es es sich mit dem Wasserstoffanteil. Verringert man diesen, werden die Linien bei 1,28 µm und bei 2,165 µm kleiner und passen damit besser zur Beobachtung, allerdings werden auch die Linien der Brackettserie schwächer und weichen damit stärker von der Beobachtung ab.

Wie im vorangegangenen Abschnitt bereits erwähnt, erwies sich auch die Temperaturbestimmung als schwierig. Für die meisten Linien im Spektrum hängt die Intensität nämlich über weite Parameterbereiche gar nicht von der Temperatur ab, solange die Massenverlustrate konstant bleibt. Lediglich die Intensität der He II-Linien nimmt mit wachsender Temperatur zu, was letztlich dazu geführt hat, dass als "best fit" ein relativ heißes Modell ausgewählt wurde. Andererseits zeigen bei größeren Temperaturen auch die Linien bei 1,28 µm und bei 2,16 µm höhere Intensitäten und weichen damit stärker vom beobachteten Spektrum ab.

Diese Diskrepanzen deuten darauf hin, dass entweder die verwendeten Atomdaten fehleroder lückenhaft sind, oder dass für die Spektrenentstehung in heißen Sternen mit starkem Sternwind weitere Prozesse eine Rolle spielen, die noch nicht gut verstanden und daher im Modell nicht berücksichtigt sind. Ein Beispiel hierfür ist die Dichteverteilung im Wind, "Clumping" genannt, die zur Zeit noch nicht hinreichend gut beschrieben werden kann. Vermutlich tragen aber mehrere Probleme zu den festgestellten Diskrepanzen bei. Da diese Mängel nun aber nicht alle zu beheben sind, muss für die Festlegung der Parameter ein Kompromiss gefunden werden, bei dem die Fehler insgesamt so klein wie möglich bleiben. Diese Parameterkombination wird dann als "best fit" bezeichnet. Das damit enstandene synthetische Spektrum ist in rot zusammen mit dem beobachteten Spektrum (blau) in Abbildung 5.8 dargestellt.

Die Abbildung besteht aus vier Teilen. Die erste Grafik zeigt den mit dem PoWR-Code berechneten Kontinuumsfluss des Modellsterns (rot) über einen breiten Wellenlängenbereich von etwa 8 000 Å bis etwa 76 000 Å. Da es sich um eine doppelt logarithmische Darstellung handelt, würde man für einen schwarzen Strahler bei großen Wellenlängen die Rayleigh-Jeans-Näherung erwarten, also eine Gerade. Statt weiter anzusteigen, nimmt der Fluss zu kleineren Wellenlängen hin aber wieder ab. Dies ist dem oben diskutierten Phänomen der interstellaren Extinktion geschuldet, durch das Licht kürzerer Wellenlängen stark abgeschwächt wird. Über den berechneten Kontinuumsfluss sind das berechnete Spektrum (rot) und das noch nicht absolut kalibrierte beobachtete Spektrum (blau) geplottet.

Die blauen Kästen in der Grafik sind so genannte Photometriemarken. Sie bilden den gemessenen absoluten Fluss ab, so wie er in diversen Katalogen vermerkt ist (siehe Abschnitt 5.1.1). An diesen Photometriemarken lässt sich der Verlauf des Kontinuums, also sowohl die Leuchtkraft als auch die Stärke der Rötung sowie das anzunehmende Rötungsgesetz ausrichten.



Abbildung 5.8: Masterplot für WR 120a, blau: Beobachtung, rot: Modell mit  $T_* = 63,1$  kK und  $\log (R_t/R_{\odot}) = 0,36$ 

#### 5 Analyse zweier WN-Sterne

Die folgenden drei Grafiken zeigen das synthetische Spektrum (rot) in drei verschiedenen Wellenlängenbereichen des nahen Infraroten (J-, H- und K-Band) und das durch Division durch das berechnete Kontinuum absolut kalibrierte beobachtete Spektrum (blau). Nahezu alle Linien treten in Emission auf, was für Wolf-Rayet-Sterne charakteristisch ist.

Das J-Band wird dominiert durch eine sehr intensive He I 2p-2s-Triplett-Linie mit ausgeprägtem P Cygni-Profil bei 1,08 µm, die in Abbildung 5.8 in zehnfacher Verkleinerung dargestellt ist. An diese Linie schließt sich direkt eine Überlagerung mehrerer Linien an: HI 6-3 (Paschen  $\gamma$ ), He II 12-6 und verschiedene He I-Übergänge vom sechsten ins dritte Niveau, sowohl im Singulett als auch im Triplett. Bei kürzeren Wellenlängen ist das Spektrum durch atmosphärische Linien leider recht stark verrauscht, man kann aber noch eine ähnlich zusammengesetzte Linie (H I 7 – 3, d.h. Paschen  $\delta$ , He II 14 – 6, diverse He I Singulettund Triplettübergänge vom siebten ins dritte Niveau), eine Linie der Pickering-Serie (He II (5-4) und eine He I-Triplettlinie (16d-3p) erkennen. Auf der längerwelligen Seite liegt bei  $1,16 \ \mu m$  die He II 7 - 5-Linie, deren Intensität als Temperaturindikator verwendet wurde und direkt daneben eine weitere He II-Linie (He II 7-5), die von einer Stickstofflinie überlagert wird, welche aber vermutlich kaum zur Gesamtintensität der Linie beiträgt. Ähnlich verhält es sich bei der He I 5d - 3p-Triplettlinie mit P Cygni-Profil bei 1,20  $\mu$ m, die von einer vermutlich kaum bemerkbaren Nv-Linie überlagert wird. Die Überlagerung der He I 4p-3s-Triplettlinie mit der He II 21-7-Linie bei 1,25  $\mu$ m wird vom Modell leider nie richtig wiedergegeben, sondern ist immer zu klein, was auf einen systematischen Fehler hinweist. Möglicherweise liegt hier ein Fehler in den Atomdaten vor. Auch die andere starke Linie im J-Band bei 1,28  $\mu$ m, die aus der Paschen  $\beta$ -Linie (H I 5 – 3), der He II 10 – 6-Linie und verschiedenen He I5-3 Singulett- und Triplettübergängen zusammengesetzt ist, wird vom Modell nicht richtig wiedergegeben. Sie wird immer überschätzt. Bei kühleren und wasserstoffärmeren Modellen ist der Effekt weniger ausgeprägt; da diese allerdings andere Mängel aufweisen, wurde für den Kompromiss auf eine richtige Wiedergabe dieser Linienintensität verzichtet. Die He I 5d - 3p Singulett- und Triplettübergänge, die die Linie bei 1,30  $\mu$ m bilden, werden dagegen in den Modellen immer unterschätzt. Eine kleine Absorptionslinie bei etwa 1,32  $\mu$ m wird vom Modell gar nicht wiedergegeben.

Die Charakteristik des H-Bands wird von der Brackettserie des Wasserstoffs geprägt. Deutlich sind die Übergänge HI 11 - 4, 12 - 4, 13 - 4, 14 - 4, 15 - 4, 16 - 4, 17 - 4, 18 - 4, 19 - 4 und 20 - 4 zu erkennen, die zu kleineren Wellenlängen, also größeren Energiedifferenzen hin eine abnehmende Intensität zeigen, da die an den Übergängen beteiligten höheren Niveaus immer schwächer besetzt sind. Überlagert werden die Wasserstofflinien von He II-Übergängen mit jeweils doppelten Hauptquantenzahlen, die allerdings nur mit geringen Intensitäten auftreten, da sehr hohe Niveaus beteiligt sind. Trotzdem kann man bei genauem Hinsehen zumindest bei größeren Wellenlängen zwischen zwei Brackettlinien immer noch eine sehr schwache He II-Linie sehen, die aus dem Übergang zwischen dem achten und einem höheren Niveau resultiert. Da die HeII-Atomdaten nur bis zum 26. Niveau ausgebaut sind, können Übergänge von noch höheren Niveaus nicht mehr modelliert werden. Außerdem sind am kurzwelligen Ende des H-Bands, in dem die Beobachtung schon relativ stark durch atmosphärische Linien gestört wird, zwei weitere He II-Linien zu sehen: He II 9-6 und He II 14-7. Dazu kommen auch in diesem Teil des Spektrums einige He I-Linien. Ins Auge fallen insbesondere die Überlagerung verschiedener He I Singulett- und Triplettübergänge vom zehnten ins vierte Niveau bei  $1.73 \,\mu\text{m}$ , die auch mit der Brackett  $\zeta$ -Linie (H I 10 - 4) zusammenfällt, sowie die He I 4d - 3p-Triplettlinie mit ausgeprägtem P Cygni-Profil bei 1,70 μm.

Im K-Band sind deutlich weniger Linien zu sehen als in den anderen Bändern. Neben einigen sehr schwachen finden sich drei sehr ausgeprägte Linien: Bei etwa 2,06 µm fällt der Singulettübergang He I 2p-2s mit dem Triplettübergang He I 7d-4p zusammen und zeigt

eine sehr intensive Linie mit ausgeprägtem P Cygni-Profil. Bei 2,11 µm liegen Singulettund Triplettlinie von He I 4s - 3p übereinander und zeigen ihrerseits ein P Cygni-Profil. Die Intensität dieser Linie wird von den gerechneten Modellen leider nie korrekt wiedergegeben sondern immer deutlich unterschätzt. Umgekehrt verhält es sich für die letzte große Linie im K-Band bei 2,16 µm. Hier überlagern sich die Brackett  $\gamma$ -Linie des Wasserstoffs (H I 7 – 4), die zugehörige-Linie der Pickeringserie (He II 14 – 8) und verschiedene Singulettund Triplettübergänge von He I vom siebten ins vierte Niveau. Die Intensität dieser Linie ist im Modellspektrum immer deutlich zu groß. Es folgen noch einige schwächere Linien, von denen nur eine noch besonders interessant ist: das N III 5p - 5s-Dublett bei 2,25 µm. Zumindest die kürzerwellige dieser beiden Linien ist im beobachteten Spektrum deutlich zu sehen, im Modellspektrum aber nicht. Dies deutet stark darauf hin, dass hier ein Fehler in den Atomdaten vorliegt.

Nachdem also das Modellspektrum in bestmögliche Übereinstimmung mit dem beobachteten Spektrum gebracht wurde, konnten daraus die Sternparameter ermittelt werden. Die Massenanteile von Wasserstoff und Helium wurden durch Vergleich der Linienstärken in der Beobachtung und im Modell ermittelt, während für alle anderen Elemente typische Werte für galaktische WN-Sterne angenommen wurden, da die Linien dieser Elemente im Spektrum zu schwach sind, um daran ihre Häufigkeit festzumachen (Hamann & Gräfener 2004). Aus den Modellparametern  $T_*$ ,  $R_t$ ,  $v_{\infty}$ , der Leuchtkraft L und dem Clumpingparameter D können die physikalischen Parameter des Sterns, nämlich die Massenverlustrate  $\dot{M}$  und der Radius des Sterns bei der optischen Tiefe  $\tau_{\text{Rosseland}} = 20 R_*$  durch Umstellen der oben angegebenen Formeln berechnet werden:

$$R_* = \sqrt{\frac{L}{4\pi\sigma_{\rm SB}T_*^4}}$$

und

$$\frac{\dot{M}}{10^{-4} \, M_{\odot} \, \mathrm{a}^{-1}} = \frac{\frac{v_{\infty}}{2500 \, \mathrm{km s}^{-1}}}{\sqrt{D}} \left(\frac{R_*}{R_t}\right)^{\frac{3}{2}}$$

### 5.6 Ergebnisse der Analyse von WR 120b

Die J-, H- und K-Band-Spektren von WR 120b sehen denen von WR 120a zum Verwechseln ähnlich. An den Rändern der Bänder ist das Spektrum von WR 120b allerdings weniger verrauscht, weshalb einige Linien hier besser zu sehen sind, beispielsweise die beiden He II-Linien am linken Ende des H-Bands. Insgesamt ist der Stern etwas leuchtschwächer, was entweder auf eine größere Entfernung oder auf eine kleinere absolute Helligkeit zurückzuführen ist. Die das J-Band dominierende He I-Linie bei  $1.08 \ \mu m$  ist bei WR 120b etwas schwächer, wodurch die Abweichung vom Modellspektrum kleiner wird. Auch die He I-Linie im K-Band bei  $2,06 \ \mu m$  ist etwas kleiner, weshalb als bestes Modell eines mit etwas größerem transformierten Radius und damit kleinerer Massenverlustrate ausgewählt wurde. Die Temperatur, die hier ebenfalls anhand der Intensität der He II-Linien bestimmt wurde, sowie die Massenanteile der Elemente sind die gleichen wie bei WR 120a. Auch hier ist der Fit allerdings nicht perfekt und die angegebene Parameterkombination stellt lediglich einen Kompromiss dar, bei dem die Intensitäten möglichst vieler Linien so gut wie möglich wiedergegeben werden. Wie oben beschrieben, kann aus den Modellparametern  $T_*, R_t, L$  $v_\infty$  und D nun eine Abschätzung für die Sternparameter errechnet werden. Für die beiden Sterne WR 120a und WR 120b ergeben sich damit folgende Werte:

Parameter	$\mathrm{WR}120\mathrm{a}$	$\mathrm{WR}120\mathrm{b}$
Spektraltyp	WN8-9h	WN8-9h
$T_*$ [kK]	63,1	63,1
$\log R_t \ [R_{\odot}]$	0,36	$0,\!371$
$\log L \ [L_{\odot}]$	$5,\!36$	$5,\!345$
$M_K$ [mag] (nach Crowther et al. 2006)	-5,9	-5,9
$v_{\infty}  [\mathrm{km s^{-1}}]$	750	750
D	4	4
$R_* \; [R_\odot]$	4,01	$3,\!95$
$\log \dot{M} [M_{\odot} \mathrm{a}^{-1}]$	-4,46	-4,49
Не	73~%	73~%
Н	25~%	25~%
Ν	$1,5 \ \%$	1,5~%
С	0,01~%	0,01~%
Fe	$0,\!14~\%$	$0,\!14~\%$

Tabelle 5.8: Sternparameter

Tabelle 5.9: Parameter der Beobach	tung
------------------------------------	------

Parameter	WR 120a	WR 120b
$E_{B-V}$ [mag]	5,02	4,65
$R_V$	$3,\!4$	$3,\!4$
$A_K [mag]$	$1,\!95$	1,81
$d \; [\mathrm{kpc}]$	4,2	$^{4,7}$
calcorr $J$	0,92	$0,\!9$
calcorr $H$	1,02	$1,\!0$
calcorr ${\cal K}$	$1,\!0$	$1,\!1$



5.6 Ergebnisse der Analyse von WR 120b

Abbildung 5.9: Masterplot für WR 120b, blau: Beobachtung, rot: Modell mit  $T_* = 63,1$  kK und  $\log (R_t/R_{\odot}) = 0,371$ 

### 5.7 Subtypklassifikation

Für die Subtypklassifikation wurde das Schema von van der Hucht (2001) auf den optischen Teil des synthetischen Spektrums der Modellsterne angewendet, deren J-, H- und K-Band-Spektren am besten mit denen von WR 120a und WR 120b übereinstimmen. Als Klassifikationskriterium wird dazu die Intensität der Stickstofflinien herangezogen. Ist die Intensität der N III-Linie deutlich größer als die der N IV-Linien und entspricht die Intensität der NIII-Linie der der HeII-Linie bei  $\lambda = 4686$  Å, so handelt es sich um einen Wolf-Ravet-Stern des Subtyps WN8. Sind NIV-Linien gar nicht mehr zu erkennen und ist die NIII-Linie deutlich stärker als die NII-Linien, so wird der Stern als WN9 klassifiziert. Um zu verdeutlichen, dass es sich um einen wasserstoffhaltigen Stern handelt, wird an den Subtyp ein "h" angehängt. Allerdings treffen beide Kriterien nicht völlig zu. Die Intensität der N III-Linie ist etwas größer als die der He II-Linie bei  $\lambda = 4686$  Å, weshalb das Kriterium für einen WN8-Subtyp nicht erfüllt ist. Allerdings ist eine NIV-Linie im Spektrum zu sehen, weshalb auch die Klassifizierung als WN9-Subtyp nicht vollkommen zutrifft. Daher wird hier als Typ eine Mischform angegeben, nämlich WN8-9, und für den deutlichen Wasserstoffgehalt ein "h" angehängt, sodass sich als Klassifizierung der Typ WN8-9h für beide Sterne ergibt.

Verwendet man anstelle der klassischen Kriterien, die sich auf den optischen Wellenlängenbereich beziehen, die Subtypkriterien für das nahe Infrarote von Crowther et al. (2006), kommt man zum gleichen Ergebnis: Für einen WN8-Stern sollte das Intensitätsverhältnis von HeII bei 1,012 µm zu HeI bei  $1,083 \ \mu m zwischen 0,07 \ und$ 0,2 liegen, für WN9-Sterne sollte es noch kleiner sein. Für WR 120a und WR 120b liegt die He II-Linie zwar schon am relativ stark verrauschten Ende der Spektrums, das Intensitätsverhältnis die-



ser beiden Linien lässt sich Abbildung 5.10: Subtypen nach Hamann & Gräfener (2004) aber zu ungefähr 0,08 bestimmen, womit die Sterne gerade noch in den WN8-Subtyp fallen würden. Außerdem sollte für einen WN8-Stern das Intensitätsverhältnis von He II bei 2,189 µm zur Brackett  $\gamma$ -Linie zwischen 0,1 und 0,4 liegen, für WN9-Sterne dagegen kleiner als 0,1 sein. Auch hier ist es nicht einfach, das Verhältnis zu bestimmen, da die Brackett  $\gamma$ -Linie von anderen Linien überlagert wird. Es ergibt sich aber, dass WR 120a und WR 120b Linienverhältnisse von ungefähr 0,1 aufweisen, also genau an der Grenze zwischen beiden

Diese Klassifizierung erscheint auch plausibel, wenn man sich die verschiedenen Subtypkriterien als Linien im  $T_* - \log R_t$ -Diagramm ansieht (siehe Abbildung 5.10). Dort liegen WR 120a und WR 120b direkt neben der Linie für WN8-Sterne und zwar in Richtung höherer Subtypen.

Subtypen liegen.



Abbildung 5.12: Optischer Teil des Modellspektrums für WR 120b

## 6 Diskussion der Ergebnisse

Verglichen mit den Ergebnissen früherer Analysen galaktischer Wolf-Rayet-Sterne des gleichen Subtyps (Hamann et al. 2006), zeigen die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Sterne deutlich abweichende Parameter in Hinblick auf Temperatur, Leuchtkraft und Radius.

Abbildung 6.1 zeigt die  $\log T_* - \log R_t$ -Parameterebene, in die die Modellparameter der in Hamann et al. (2006) untersuchten Sterne sowie die Modellparameter der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Sterne eingetragen sind. Grüne Symbole stehen dabei für wasserstofffreie Modelle, während rote Symbole wasserstoffhaltige Modelle kennzeichnen. Verschiedene Subtypen sind durch unterschiedliche Symbolformen dargestellt.



Abbildung 6.1:  $\log T_* - \log R_t$ -Diagramm mit galaktischen WN-Sternen sowie WR 120a und WR 120b (nach Hamann et al. 2006, bearbeitet)

Wie man in der Abbildung sieht, sind WNE-Sterne (grün) und WNL-Sterne (rot) in der Parameterebene deutlich voneinander getrennt. Insbesondere bilden die in der früheren Analyse untersuchten WN8/9h-Sterne (rote, rechtwinklige Rauten) eine Gruppe, die sich

#### 6 Diskussion der Ergebnisse

von den anderen Sternen der Probe deutlich abhebt und nur einen kleinen Teil des Parameterraums bevölkert. Die beiden in der vorliegenden Arbeit untersuchten Sterne (pinkfarbene, rechtwinklige Rauten) hingegen stehen im Diagramm deutlich von dieser Gruppe entfernt und liegen eher in der Nähe von wasserstofffreien WN5-7-Sternen. Durch den kleinen transformierten Radius geraten sie dabei an den Rand eines Bereichs, der im Diagramm mit "Parameterentartung" gekennzeichnet ist. In diesem Bereich hängt für viele Modelle das synthetische Spektrum nicht mehr einzeln von den beiden Parametern  $R_t$  und  $T_*$  ab, sondern nur noch von der Kombination, die die Massenverlustrate konstant lässt (Hamann et al. 2003). Wie oben beschrieben, schien dies zunächst auch für WR 120a und WR 120b der Fall zu sein; es stellte sich aber heraus, dass die Temperatur anhand der Intensitäten der He II-Linien bestimmt werden kann, in diesem Fall also keine Parameterentartung vorliegt.



Abbildung 6.2: Hertzsprung-Russell-Diagramm mit galaktischen WN-Sternen nach Hamann et al. (2006)

Auch im Hertzprung-Russell-Diagramm (Abbildung 6.2) sind WNE- und WNL-Sterne weitgehend getrennt. WNE-Sterne bevölkern dabei den Teil des Diagramms, der zwischen der Nullalterhauptreihe (zero age main sequence, ZAMS) für Wasserstoffbrennen sowie der

für Heliumbrennen liegt. Sterne, die im  $\log T_* - \log R_t$ -Diagramm im Bereich der Parameterentartung liegen und damit auch höhere Temperaturen haben könnten, sind durch kleine Pfeile nach links gekennzeichnet. WNL-Sterne dagegen liegen rechts von der Nullalterhauptreihe, also bei kühleren Temperaturen. Außerdem zeichnen sie sich durch große Leuchtkräfte aus. WR 120a und WR 120b hingegen sind zwar ebenfalls WNL-Sterne (vergleiche Abschnitt 5.7), allerdings ist ihre Leuchtkraft wesentlich geringer als die der anderen WN8/9h-Sterne, während ihre Temperatur deutlich höher ist. Damit liegen sie auch in diesem Diagramm zwischen den WNE-Sternen, aber weit ab von den anderen WNL-Sternen gleichen Subtyps. Für die großen Unterschiede in den Parametern trotz gleichen Subtyps gilt es nun Gründe zu finden.

In Betracht gezogen werden müssen analyseintrinsische Unterschiede. Während für die Modellierung der Sterne bei Hamann et al. (2006) optische Spektren zur Verfügung standen, wurden im vorliegenden Fall Nahinfrarotspektren untersucht. Falls wichtige Aspekte der Spektrenentstehung in heißen Sternen noch unverstanden sind, wäre es möglich, dass durch die Analyse unterschiedlicher Spektralbereiche nicht die gleichen Parameter gefunden werden können. Um solche systematischen Fehler untersuchen und ausschließen zu können, wäre es vorteilhaft, für eine Reihe von Sternen sowohl optische als auch Nahinfrarotspektren zu analysieren und die Ergebnisse der Modellierung zu vergleichen. Allerdings gibt es bisher so gut wie keine Wolf-Rayet-Sterne, von denen sowohl optische als auch Infrarotspektren aufgenommen wurden. Daher bleibt hier bis auf weiteres eine Unsicherheit bestehen.

Eine fehlerhafte Subtypklassifikation, die erklären würde, warum WR 120a und WR 120b in verschiedenen Diagrammen näher bei den WN5-7-Sternen liegen, kann ausgeschlossen werden. Beide Sterne erfüllen keineswegs die Klassifikationskriterien für diese Sterntypen und auch die K-Band-Helligkeit von WN5-7-Sternen ist mit  $M_K = -4.8$  mag viel zu klein und würde zu unsinnigen Werten für die Entfernung führen.

Andererseits können genausogut physikalische Gründe dafür vorliegen, dass die beiden im Scutum-Crux-Arm entdeckten Wolf-Rayet-Sterne so untypische Parameter zeigen. Während die meisten bisher untersuchten Wolf-Rayet-Sterne eher in äußeren Bereichen der Galaxie liegen, die mit optischer Spektroskopie zugänglich sind, liegen WR 120a und WR 120b weiter innen, am Schnittpunkt des galaktischen Balkens mit dem Scutum-Crux-Spiralarm, einem dichten Sternenstehungsgebiet. Dort ist die Metallizität von der in den Außenbereichen der Milchstraße verschieden und damit vermutlich auch die Entwicklungsbedingungen für Sterne. Der Eisenanteil der untersuchten Sterne kann allein aus den Infrarotspektren nicht bestimmt werden. Mit einem angenommenen Eisenanteil von 0,14% (Hamann & Gräfener 2004) beträgt die Metallizität von WR 120a und WR 120b

$$[Fe/H] = \log\left(\frac{n(Fe)}{n(H)}\right)_{*} - \log\left(\frac{n(Fe)}{n(H)}\right)_{\odot}$$
$$= \log\left(\frac{\frac{0.14}{55.8 \text{ u}}}{\frac{25}{1 \text{ u}}}\right) - \log\left(\frac{10^{7.5}}{10^{12}}\right)_{\odot}$$
$$= \log\left(1,00 \cdot 10^{-4}\right) - \log\left(3,16 \cdot 10^{-5}\right)$$
$$= 0.5$$

ist also mehr als dreimal so hoch wie die der Sonne (solare Werte aus Unsöld & Baschek 2005). Solch hohe Metallizitäten findet man typischerweise im Balken der Galaxie (Schneider 2006), was die These untermauert, dass die beiden Sterne am Schnittpunkt des galaktischen Balkens mit dem Scutum-Crux-Arm liegen.

#### 6 Diskussion der Ergebnisse

Auch eine Entwicklung der beiden Sterne in Doppelsternsystemen, die häufig zu von Sternentwicklungsszenarien für Einzelsterne abweichenden Eigenschaften führt, muss in Betracht gezogen werden. Dies ist aber unwahrscheinlich, da, wie in den Abbildungen 1.1 und 5.1 zu sehen ist, beide Sterne von ringförmigen Nebeln umgeben sind, die bei einer Doppelsternentwicklung stärker verformt sein müssten.

Zeichnet man in das Hertzsprung-Russell-Diagramm Entwicklungsszenarien für Sterne mit oder ohne Rotation aus der Sternentwicklungstheorie von Meynet & Maeder (2003) ein (Abbildung 6.3), liegen WR 120a und WR 120b in einem Bereich des Diagramms, für den Modelle ohne Rotation keinen Entwicklungsweg liefern. Für Sternentwicklungsmodelle mit Rotation könnte es einen Entwicklungsweg mit einer Anfangsmasse unter 25  $M_{\odot}$  geben, der WR 120a und WR 120b trifft.



Abbildung 6.3: Hertzsprung-Russell-Diagramm mit galaktischen WN-Sternen und Entwicklungswegen von Meynet & Maeder (2003) mit (links) und ohne Berücksichtigung von Rotation (rechts) nach Hamann et al. (2006)

Dies zeigt die eingangs erwähnte Diskrepanz zwischen Vorhersagen aus Sternentwicklungsmodellen und den durch Modellierung der Spektren gewonnenen Parametern. Trotzdem geben die Entwicklungswege möglicherweise einen Hinweis darauf, dass der Unterschied zwischen den Parametern von WR 120a und WR 120b und denen anderer WNL-Sterne durch stark unterschiedliche Anfangsmassen begründet sein könnte, denn Sterne kleinerer Anfangsmassen durchlaufen Wege mit geringerer Leuchtkraft. Aus der Masse-Leuchtkraft-Relation für WN-Sterne von Langer (1989)

$$\log\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) = -0.158206 - 0.053868 \cdot \log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) + 0.055467 \cdot \log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)^2$$

erhält man für die derzeitigen Sternmassen  $M = 14,0 \,\mathrm{M}_{\odot}$  für WR 120a und  $M = 13,8 \,\mathrm{M}_{\odot}$  für WR 120b. Da die Masse des Sterns aber auf das Emissionslinienspektrum kaum Einfluss hat, ist sie nicht direkt beobachtbar, sondern kann nur aus Masse-Leuchtkraft-Beziehungen berechnet werden.

Eine große Unsicherheit bei der Bestimmung der Parameter kommt durch die unbekannte Entfernung ins Spiel. Um diese zu bestimmen, muss eine absolute Helligkeit beziehungsweise eine Leuchtkraft angenommen werden, die dann wiederum andere Parameter wie den Sternradius und die Massenverlustrate beeinflusst. Für die bisher diskutierten Ergebnisse wurde die absolute Helligkeit im K-Band durch die Subtypkalibration nach Crowther et al. (2006) als  $M_K = -5.9$  mag angenommen. Die für diese Subtypkalibration herangezogenen Sterne haben allerdings alle deutlich niedrigere Temperaturen als WR 120a und WR 120b, weshalb die Annahme, dass die Sterne dieser Subtypen intrinsisch sehr ähnlich sind, fragwürdig ist. Verwendet man für die Subtypkalibration stattdessen den Wert für WN9-Sterne,  $M_K = -6.05$  mag, erhält man etwas größere Leuchtkräfte, Entfernungen, Sternradien und Massenverlustraten (siehe Tabellen 6.1 und 6.2). Geht man statt den von Crowther et al. (2006) veröffentlichen Werten von den K-Band-Helligkeiten aus, die sich aus den Analysen von Hamann et al. (2006) ergeben, so ist  $M_K = -6.47$  mag für WN9h-Sterne (Liermann 2011). Damit ergeben sich nochmals wesentlich größere Werte für die Leuchtkräfte, Entfernungen, Sternradien und Massenverlustraten (siehe Tabellen 6.1 und 6.2).

Alternativ zu der Annahme, dass die absoluten Helligkeiten im K-Band innerhalb eines Subtyps immer gleich sind, könnte man auch annehmen, dass die Leuchtkraft innerhalb eines Subtyps immer ungefähr die gleiche ist, wie beispielsweise Abbildung 6.2 suggeriert. Die in Hamann et al. (2006) analysierten WN8h und WN9h-Sterne haben alle Leuchtkräfte um  $\log(L/L_{\odot}) = 6$ , wobei sich ein Trend dahingehend erkennen lässt, dass mit zunehmender Temperatur auch die Leuchtkraft ansteigt. Daher soll im Folgenden als zweite Möglichkeit der Entfernungskalibrierung eine Leuchtkraft von  $\log(L/L_{\odot}) = 6.2$ , angenommen werden. Die sich daraus ergebenden Parameter erscheinen aber nicht plausibler als die, die durch Festlegung der absoluten Helligkeit bestimmt wurden. Zum einen ist die Massenverlustrate wesentlich größer als bei den meisten anderen WN-Sternen (vergleiche Hamann et al. 2006), zum anderen werden die absoluten Helligkeiten im K-Band nun sehr groß, weshalb eine sehr große Entfernung angenommen werden muss, um die beobachtete scheinbare K-Band-Helligkeit zu erklären. Hätten die beiden Sterne tatsächlich so große Entfernungen, würden sie weit vom galaktischen Balken entfernt weiter außen in der Galaxie stehen, wodurch die Vermutung, dass die untypischen Parameter durch ungewöhnliche Entwicklungsbedingungen verursacht wurden, obsolet würde. Eine Entfernungskalibration über die Leuchtkraft ist nur dann sinnvoll, wenn die verglichenen Sterne die gleichen Massen haben.

Da die Nebel, die WR 120a und WR 120b umgeben, möglicherweise miteinander wechselwirken, ist es aber auch sinnvoll anzunehmen, dass beide in der gleichen Entfernung stehen. Für eine Lage im Scutum-Crux-Arm ist eine Entfernung von etwa 4,5 bis 5 kpc realistisch.

Die Annahme von wechselwirkenden Nebeln scheint plausibel, wenn man Abbildung 6.4 betrachtet. Dort sieht man eine MIPS-Aufnahme bei 24 µm der beiden Nebel, die WR 120a und WR 120b umgeben (MN85 beziehungsweise MN86). Der gestrichelte Kreisausschnitt markiert einen um WR 120a zentrierten Kreis mit dem Radius des Nebels MN85. Auf dem Bild erkennt man deutlich, dass es einen Bereich gibt, in dem die Nebel MN85 und MN86 überlappen. Die dort vorliegende größere Helligkeit könnte einfach ein Projektionseffekt sein; eine genauere Betrachtung zeigt allerdings, dass die Gesamtintensität in diesem Bereich signifikant höher ist als die Summe der Einzelintensitäten der beiden Nebel an ihren Rändern (Mauerhan et al. 2010). Dies könnte bedeuten, dass die beiden Nebel in diesem Bereich tatsächlich miteinander wechselwirken, wodurch Prozesse stattfinden, die diese höhere Helligkeit erklären. Allerdings müsste diese Wechselwirkung noch in einem sehr frühen Stadium sein, da die Nebel nicht stärker deformiert sind.

In den Tabellen 6.1 und 6.2 sind die Ergebnisse der unterschiedlichen Kalibrationen für jeden der beiden Sterne vergleichend dargestellt. Es fällt auf, dass die Kalibration über die Leuchtkraft ganz andere Werte liefert als die Kalibration anhand der K-Band-Helligkeit oder der Entfernung. Die letzten beiden Verfahren liefern dagegen ähnliche Ergebnisse, die natürlich je nach Annahmen variieren. Daher scheinen eine Entfernung von etwa 4,5 bis

#### 6 Diskussion der Ergebnisse



Abbildung 6.4: Mögliche Wechselwirkungszone von MN85 und MN86 im Falschfarbenbild von MIPS bei 24 μm (Gvaramadze 2011)

5 kpc und K-Band-Helligkeiten um -6 mag plausibel zu sein. Berücksichtigt man dann, dass die beiden Nebel mit recht großer Wahrscheinlichkeit miteinander wechselwirken, kann man davon ausgehen, dass jeweils die beiden letzten Spalten der Tabellen am ehesten zutreffen. Dann hätten beide Sterne die gleiche Entfernung von etwa 4,5 bis 5 kpc und WR 120a hätte eine etwas größere Massenverlustrate als WR 120b und wäre gleichzeitig etwas größer, leuchtkräftiger und damit auch im K-Band heller.

Eine präzisere Kalibration und damit exaktere Bestimmung der entfernungsabhängigen Parameter ist aber ohne zusätzliche Informationen nicht möglich.

Kalibrationsgröße:	$M_K$			$\log L$	d	
Parameter	-5,9	-6,05	-6,47	6,2	$4,5 \mathrm{~kpc}$	$5~{ m kpc}$
$R_* \ [R_\odot]$	4,01	$4,\!35$	$5,\!29$	$10,\!56$	4,35	4,83
$\log \dot{M} [M_{\odot} a^{-1}]$	-4,46	-4,41	-4,28	-3,81	-4,41	-4,34
$\log L \ [L_{\odot}]$	$5,\!36$	$5,\!43$	$5,\!61$	$^{6,2}$	$5,\!43$	$5,\!52$
$M_K  [mag]$	-5,9	-6,05	-6,47	-7,54	-6,06	-6,28
$d \; [ m kpc]$	$_{4,2}$	$4,\!49$	$^{5,45}$	$^{8,9}$	$^{4,5}$	5

Tabelle 6.1: Entfernung	gsabhängige	Parameter	für	$\operatorname{WR}120\mathrm{a}$	nach	verschiedenen
Kalibratio	nsmöglichkeit	en				

Tabelle 6.2: Entfernungsabhängige Parameter für WR 120b nach verschiedenen Kalibrationsmöglichkeiten

Kalibrationsgröße:	$M_K$			$\log L$	d	
Parameter	-5,9	-6,05	-6,47	$^{6,2}$	$4,5~{\rm kpc}$	$5~{\rm kpc}$
$R_* \; [R_\odot]$	$3,\!95$	$4,\!25$	$5,\!14$	$10,\!56$	$3,\!79$	4,20
$\log \dot{M} \ [M_{\odot} \mathrm{a}^{-1}]$	-4,49	-4,44	-4,31	-3,84	-4,51	-4,44
$\log L \ [L_{\odot}]$	$5,\!345$	$5,\!41$	$5,\!58$	$^{6,2}$	$5,\!31$	$^{5,4}$
$M_K  [mag]$	-5,9	-6,05	-6,47	-8,04	-5,81	-6,03
$d \; [ m kpc]$	4,7	$5,\!04$	$6,\!11$	$12,\!6$	$^{4,5}$	5

## 7 Fazit und Ausblick

Am Beispiel der beiden in dieser Arbeit untersuchten Wolf-Rayet-Sterne zeigt sich, dass die Analyse von Nahinfrarotspektren mit dem PoWR-Code in der Tat zur Bestimmung der Sternparameter verwendet werden kann. Wichtig ist dabei die Beobachtung in verschiedenen Bereichen des Spektrums, die durch die Vielzahl der Spektrallinien eine wesentlich präzisere Bestimmung der Parameter zulässt als die alleinige Analyse des K-Bands.

Gleichzeitig scheint sich die Erwartung zu erfüllen, dass Wolf-Rayet-Sterne in dichten, von Staub verborgenen Gebieten, die früher nicht beobachtet werden konnten, andere Eigenschaften haben als spektroskopisch ähnliche Wolf-Rayet-Sterne in anderen Bereichen der Milchstraße. Wichtig sind für die Modellierung dieser stark geröteten Spektren vor allem der Ausbau der Atomdaten sowie eine adäquate Beschreibung der Extinktion, ohne die man die Ergebnisse der Modellrechnung nicht mit den Beobachtungen vergleichen kann.

Problematisch bleibt bei der Analyse der beiden Sterne die Kalibration der Entfernung, die einhergeht mit der Bestimmung der Leuchtkraft, die sich wiederum auf andere Parameter auswirkt. Ohne zusätzliche Informationen über die Entfernung beziehungsweise absolute Helligkeit der Sterne können daher die Leuchtkraft, der Sternradius und die Massenverlustrate nicht genau bestimmt werden. Unabhängig von dieser Kalibrierung sind aber die Elementhäufigkeiten, die Temperatur, die Endgeschwindigkeit des Sternwinds und der Spektraltyp.

Bei einer weitergehenden Untersuchung der beiden Sterne, die den Rahmen dieser Bachelorarbeit sprengen würde, könnte man noch ausführlicher die Entwicklungsgeschichte der Sterne diskutieren und die Frage nach dem Ursprung ihrer Nebel behandeln. Außerdem wäre zu untersuchen, ob die WR 120a und WR 120b einbettenden Nebel tatsächlich miteinander in Wechselwirkung stehen, wie bei Mauerhan et al. (2010) vermutet wird, wodurch sich die Frage klären könnte, ob sie räumlich assoziiert sind. Auch weitere Parameter im Modell, zum Beispiel das Clumping oder der Geschwindigkeitsverlauf des Winds, auf die hier gar nicht eingangen wurde, könnte abweichend von Standardannahmen noch genauer behandelt werden, wodurch eventuell eine präzisere Bestimmung der entfernungsunabhängigen Parameter möglich wäre.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Aufnahmen von MN85 und MN86 bei 24 $\mu$ m und im Radiobereich bei 20 cm aus Mauerhan et al. (2010)	6
$3.1 \\ 3.2$	Linienentstehung	12 13
4.1	Ablaufdiagramm des PoWR-Codes aus manpowr	18
5.1	Aufnahmen von MN85 und MN86 in verschiedenen Wellenlängenbereichen aus Mauerhan et al. (2010)	20
5.2	Bänder des nahen Infraroten, in denen für 2MASS und DENIS ohne allzu große Störung durch Atmosphärische Linien beobachtet werden konnte nach	01
5.3	Bessell (2005) (Ausschnitt)	21
~ .	Sterns	24
5.4 5.5	Rotungskurven nach Fitzpatrick (1999) in Abhangigkeit vom Parameter $R_V$	26
5.5 5.6	Rotungsgesetz von Fitzpatrick für $R_V = 3,4$	21
5.0	nach http://www.spitzer.caltech.edu/images/1025-ssc2008-10b-A-Boadman-	
	to-the-Milky-Way-Annotated- (bearbeitet)	29
5.7	WNL-Gitter mit zusätzlich berechneten Modellen	<u>-</u> 0 31
5.8	Masterplot WR 120a	33
5.9	Masterplot WR 120b	37
5.10	Subtypen	38
5.11	Optischer Teil des Modellspektrums für WR 120a	39
5.12	Optischer Teil des Modellspektrums für WR 120b	39
6.1	$\log T_* - \log R_t$ -Diagramm mit galaktischen WN-Sternen nach Hamann et al.	41
6.2	(2006)	41
6.9	et al. $(2006)$	42
0.3 6.4	Evolutiontracks nach Hamann et al. (2006)	44 46
0.4	wognene weenserwirkungszone von wiwob und wiwob (Gvaramadze 2011).	40

## Literaturverzeichnis

Bessell, M. S. 2005, ARAA, 43, 293

Crowther, P. A. 2007, ARAA, 45, 177

- Crowther, P. A., Hadfield, L. J., Clark, J. S., Negueruela, I., & Vacca, W. 2006, MNRAS, 372, 1407
- Fitzpatrick, E. L. 1999, PASP, 111, 63

Gvaramadze, V. 2011, private Kommunikation

Gvaramadze, V., Kniazev, Y., & Fabrika, S. 2010, MNRAS, 405, 1047

Hamann, W.-R. & Gräfener, G. 2004, AAP, 427, 697

Hamann, W.-R., Gräfener, G., & Koesterke, L. 2003, Proceedings IAU Symposium

Hamann, W.-R., Gräfener, G., & Liermann, A. 2006, AAP, 457, 1015

Indebetouw, R., Mathis, J., Babler, B., & Meade, M. 2005, APJ, 619, 931

Langer, N. 1989, AAP, 210, 93

Liermann, A. 2011, private Kommunikation

Mauerhan, J., Wachter, S., Morris, P., Van Dyk, S., & Hoard, D. 2010, APJL, 724, L78

- Meynet, G. & Maeder, A. 2003, AAP, 404, 975
- Moneti, A., Stolovy, S., Blommaert, J., Figer, D., & Najarro, F. 2001, AAP, 366, 106
- Ralchenko, Y., Kramida, A., Reader, J., & NIST ASD TEAM. 2010, NIST Atomic Spectra Database (version 4.0), Available: http://physics.nist.gov/asd
- Schneider, P. 2006, Einführung in die Extragalaktische Astronomie und Kosmologie (Springer)
- Seaton, M. J. 1979, MNRAS, 187, 73P
- Seaton, M.J.and Yan, Y., Mihalas, D., & Pradhan, A. 1994, MNRAS, 266, 805
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, AJ, 131, 1163
- Unsöld, A. & Baschek, B. 2005, Der neue Kosmos (Springer)

van der Hucht, K. A. 2001, New Astronomy Reviews, 45, 135

- van der Hucht, K. A. 2006, Astronomy and Astrophysics, 458, 453
- van Hoof, P. 1999, http://www.pa.uky.edu/ peter/atomic/index.html
- Wachter, S., Mauerhan, J., Van Dyk, S., et al. 2010, AJ, 139

- Weigert, A., Wendker, H., & Wisotzki, L. 2009, Astronomie und Astrophysik (WILEY-VCH)
- Wiese, W., Smith, M., & Glennon, B. 1966, Atomic Transition Probabilities (National Bureau of Standards 4)

Wilson, J., Henderson, C., Herter, T., et al. 2004, Proc. SPIE 5492,1295

## Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit möchte ich den Menschen danken, die zu ihrem Gelingen beigetragen haben.

Zunächst einmal denen, die direkt an ihrer Entstehung beteiligt waren:

...allen voran meinem Betreuer Wolf-Rainer Hamann, der mir bei allen Fragen fachlicher, computertechnischer oder organisatorischer Art immer als Ansprechpartner und gleichzeitig als geduldiger Lehrer zur Seite gestanden hat.

...Guy Stringfellow von der University of Colorado für die Aufnahme der Spektren und die Bereitstellung der Daten in aufbereiteter Form.

...Vasilii Gvaramadze von der Moskauer Lomonossov-Universität für die Idee zu dieser Arbeit, die Zusammenstellung der Photometriedaten und die Hintergrundinformationen.

...Helge Todt für die fachlichen Anregungen und die Diskussionen über grammatikalische Probleme.

...Andreas Sander für die Beantwortung endloser Fragen zu WRplot und LATEX.

...Adriane Liermann für ihre hilfreichen Hinweise zu WN-Sternen und Entfernungskalibrationen.

...Andrea Brockhaus für die Organisation im Hintergrund und fürs Kümmern.

...und allen in den Astroarbeitsgruppen für die schöne Atmosphäre und den vielen Kuchen.

Dann jenen, ohne die ich nie so weit gekommen wäre:

...meinen lieben Kommilitonen, die mich durch so manche unverständliche Vorlesung oder scheinbar unlösbare Übungsblätter gerettet haben.

...und meinem Physiklehrer Felix Schechter, der bei mir die Begeisterung für Physik im Allgemeinen und für Astrophysik im Besonderen angefacht hat.

Vor allem aber, und ganz besonders von Herzen, möchte ich den Menschen danken, ohne die so eine Arbeit gar nicht möglich wäre:

...meiner Mutter für den immerwährenden Rückhalt, die Unterstützung und überhaupt für alles. Du bist die Beste!

...meinem Bruder für die kritischen Fragen eines Fachfremden und fürs Korrekturlesen.

...und meinem Freund, der immer für mich da ist und mir zur Seite steht.

## Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Titel "Analyse zweier kürzlich entdeckter Wolf-Rayet-Sterne im Scutum-Crux-Arm" im Rahmen der Betreuung ohne unzulässige Hilfe Dritter selbstständig verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Sonja Burgemeister, Potsdam den 1. Juli 2011