

Heiße unterleuchtkräftige Sterne aus dem Sloan Digital Sky Survey

Diplomarbeit
vorgelegt von

Heiko Andreas Hirsch
Dr. Remeis-Sternwarte Bamberg
Astronomisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg
Sternwartstr. 7, 96047 Bamberg

Betreuer: Prof. Dr. U. Heber

01. Februar 2006

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Bedeutung der heißen unterleuchtkräftigen Sterne	3
1.2	Sternentwicklung	4
1.3	Unterleuchtkräftige Sterne und Szenarien ihrer Entstehung	6
1.3.1	Definition und Eigenschaften	6
1.3.2	Einzelsterne als Vorläufer der EHB-Sterne	7
1.3.3	Doppelsterne als Vorläufer der EHB-Sterne	9
2	Aktuelle Arbeiten	11
3	SDSS	13
3.1	Der Sloan Digital Sky Survey (SDSS)	13
3.2	Selektion der sdO-Kandidaten	15
4	Quantitative Spektralanalyse	17
4.1	Spektralklassifikation	17
4.2	Metallinienspektrum und CN-Klassifikation	18
4.3	Sternatmosphären	19
4.4	Spektren und ihre Merkmale	20
4.5	Parameterbestimmung mit dem Fitprof-Programm	20
5	Die sdO Sterne aus dem SDSS	25
5.1	Das $T_{\text{eff}}\text{-log } g$ -Diagramm	25
5.2	Heliumhäufigkeiten und CN-Klassifikation	26
5.3	Kumulative Leuchtkraft Funktion	28
6	Test der Entwicklungszenarien	32
6.1	$T_{\text{eff}}\text{-log } g$ -Diagramm und Entwicklungswege	32
6.1.1	Entwicklung als Einzelstern	32
6.1.2	Entwicklung als Komponente eines Binärsystems	35
6.2	$T_{\text{eff}}\text{-log } y$ -Diagramm	36
7	Der Schnellläuferstern US 708	38
7.1	Datenreduktion	39
7.2	Bestimmung der Radialgeschwindigkeit	39
7.3	Spektralanalyse	41
7.4	Entfernung und Ursprung von US 708	42
8	Zusammenfassung und Ausblick	44

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	2
9 Weitere interessante Objekte	46
9.1 Ein sdO mit doppelten Linien	46
9.2 Zwei sdO-Sterne mit spektralen Merkmalen eines Begleiters	46
9.3 PG 1159 Sterne	47
9.4 Heiße heliumreiche Weiße Zwerge	48
A Tabellen	50
B Literaturverzeichnis	55
C Danksagung	57
D Erklärung	58

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Bedeutung der heißen unterleuchtkräftigen Sterne

Heiße unterleuchtkräftige Sterne sind massearme, weit entwickelte Sterne, die einen sehr großen Anteil an blauen und UV-hellen Sternen in hohen galaktischen Breiten stellen. Himmelsdurchmusterungen wie der PG-Survey (Palomar-Green-Survey, Green et al., 1986) und der HS-Survey (Hamburg-Quasar-Survey, Hagen et al., 1995) finden dementsprechend viele dieser Sterne. Trotzdem ist bis heute immer noch nicht viel über die Entstehung und Entwicklung bekannt. Dieses Unkenntnis bedeutet fundamentale Wissenslücken oder zumindest Ungenauigkeiten bei der Auswertung von Daten in weiten Feldern der Astronomie.

Zum einen sind diese Sterne direkte Vorgänger von Weißen Zwergen und spielen daher eine wichtige Rolle für unser Verständnis der Sternentwicklung. Zum anderen zeigte Charpinet et al. (1996) auf, daß heiße unterleuchtkräftige Sterne bestimmter Parameter Pulsationen zeigen können und eröffnete damit ein relativ neues Arbeitsgebiet mit vielversprechenden Möglichkeiten, die Asteroseismologie. Ihre Erforschung bietet also die Möglichkeit „in den Stern hineinzusehen“, vergleichbar der Erforschung des Erdinneren mittels Erdbebenwellen.

Für die Erforschung unserer Galaxie, sowie darüber hinaus für andere Galaxien sind sie von großer Bedeutung. Heiße unterleuchtkräftige Sterne kommen in unterschiedlichen Sternpopulationen vor, so findet man sie sowohl in metallarmen Kugelsternhaufen der Population II, als auch in metallreichen Sternhaufen der Population I. Außerhalb der Milchstraße allerdings sind diese zu leuchtschwach, als daß man sie einzeln detektieren könnte. Die Spektren von Galaxien und extragalaktischen Kugelsternhaufen können nicht ohne eine große Zahl an heißen unterleuchtkräftigen Sternen erklärt werden (Peterson et al., 2003; D’Cruz et al., 2000). Peterson et al. (2003) fanden beispielsweise für den Kugelsternhaufen G1 in der Andromedagalaxie in Wellenlängenbereichen unterhalb von 2800 \AA einen Beitrag von mehr als 30% für Sterne dieser Klasse. Anhand des UV-Lichts von unterleuchtkräftigen Sternen ließe sich z.B. das Alter elliptischer Galaxien bestimmen, wenn die Entwicklung der unterleuchtkräftigen Sterne hinreichend genau bekannt wäre.

Seit der wegberaubenden Arbeit von Greenstein & Sargent (1974) ist die Zahl an bekannten unterleuchtkräftigen Sternen deutlich gestiegen. Zahlreiche systematische Himmelsdurchmusterungen haben große Mengen an unterleuchtkräftigen Sternen entdeckt. Wie Abb. 1.1 zeigt dominieren die sdB-Sterne bis $B \sim 16$ Magnitude. Neben der spektroskopisch recht homogenen Klasse der sdB-Sterne, gibt es einen „Zoo“ unterschiedlicher Spektraltypen. Zur Untersuchung der Entwicklung dieser unterschiedlichen Typen sind quantitative Spektralanalysen hochwertiger Spektren mittels ausgefeilter Modellatmosphären nötig. Erste Untersuchungen sind von Heber et al. (1984) und Heber (1986) durchgeführt worden.

anstelle des Spektraltyp-Leuchtkraft-Diagramms ein Diagramm, in dem die Schwerebeschleunigung g gegen die Effektivtemperatur T_{eff} aufgetragen ist. Dieses hat den Vorteil, spektroskopisch bestimmbare Werte zu verwenden. Falls die Masse oder die Entfernung des Sterns bekannt ist, ist es dem HRD gleichwertig, da Schwerebeschleunigung und Leuchtkraft über $L \propto \frac{T_{\text{eff}}^4 M}{g}$ zusammenhängen. Ist die Entfernung d bekannt, so kann der Radius R aus dem photometrischen Winkeldurchmesser $\omega = \frac{\pi R^2}{d^2}$ und damit die Leuchtkraft nach $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$ bestimmt werden.

Die Sterne verteilen sich nicht gleichmäßig im HRD sondern sammeln sich in den Bereichen, die einer langen Entwicklungszeit entsprechen. Die längste Zeit verbringen die Sterne auf der Hauptreihe, um sich dann schnell von dort zum nächsten Stadium ihrer Evolution zu bewegen. Sterne der Hauptreihe sind junge Sterne, die in ihrem Kern Wasserstoff zu Helium fusionieren.

Entgegen der intuitiven Annahme, massereiche Sterne würden aufgrund ihres höheren Vorrates an Wasserstoff länger brennen, nimmt die Energieerzeugungsrates überproportional zur Masse zu ($L \propto M^{3.5}$) und während die Sonne eine Lebensdauer von fast 10^{10} Jahren hat, entwickeln sich Sterne mit $20 M_{\odot}$ nach nur 10^7 Jahren zu Roten Riesen.

Ist durch die Fusion im Kern der Wasserstoff verbraucht, verlagert sich die Fusion nach außen, es entsteht eine wasserstoffbrennende Schale um den nun heliumreichen Kern. Dieser Heliumkern wird durch die Energieerzeugung in der Schale aufgeheizt, während sich die Hülle auf ein Vielfaches ihres ursprünglichen Volumens aufbläht. Der Stern entwickelt sich auf dem RGB (Red Giant Branch) zum Roten Riesen. In Abhängigkeit von seiner Masse beginnt nun das Heliumbrennen im Kern auf unterschiedliche Weise. In massereichen Sternen ($M > 2.5 M_{\odot}$) herrschen ideale Gasbedingungen und das Heliumbrennen verläuft wie das Wasserstoffbrennen auf der Hauptreihe im hydrostatischen Gleichgewicht. In Sternen mit einer Anfangsmasse $M_i < 2.5 M_{\odot}$ erreicht das Elektronengas im Heliumkern allerdings einen entarteten Zustand, in dem alle Elektronenzustände bis zum Fermi-niveau besetzt sind. Im entarteten Zustand hängt der Druck nicht mehr von der Temperatur ab, die Energiezufuhr kann also nicht durch Ausdehnung des Kerns kompensiert werden, und die Temperatur steigt schnell so weit an, daß ein plötzlicher und heftiger Fusionsprozess von Helium zu Kohlenstoff einsetzt. Dieser „Heliumflash“ läßt den Stern mit heliumbrennendem Kern auf dem Horizontalast (horizontal branch, HB) im HRD zurück. Dort wiederholt sich das Geschehen: Nach Verbrauch des Heliums kontrahiert der Kern, die Hülle dehnt sich wieder aus und der Stern erreicht abermals hohe Leuchtkräfte bei niedrigeren Effektivtemperaturen auf dem asymptotischen Riesenast (asymptotic giant branch, AGB).

Sehr massereiche Sterne ($M > 8 M_{\odot}$) werden mit dem Kohlenstoffbrennen beginnen, bevor der Kern entartet, und werden weitere thermonukleare Prozesse sukzessive durchlaufen, bis sich ein Eisenkern gebildet hat, um dann in einer Supernova zu vergehen. In Sternen mit $2.5 M_{\odot} < M_i < 8 M_{\odot}$ erreicht auch der Kohlenstoffkern den entarteten Zustand, bevor er mit der Fusion beginnt und man geht davon aus, daß der Stern den folgenden Kohlenstoffflash nicht überlebt. Bei Anfangsmassen $M_i < 2.5 M_{\odot}$ endet mit dem Heliumbrennen jede Fusion, die Hülle wird auf dem AGB als Planetarischer Nebel abgestoßen und der Stern entwickelt sich zum Weißen Zwerg, als der er im Laufe der Zeit langsam auskühlt.

Diese Betrachtungen ignorieren den Massenverlust. Insbesondere auf dem asymptotischen Riesenast geht so viel Masse verloren, daß selbst ein Stern von ca. $8 M_{\odot}$ sich noch zum Weißen Zwerg entwickelt.

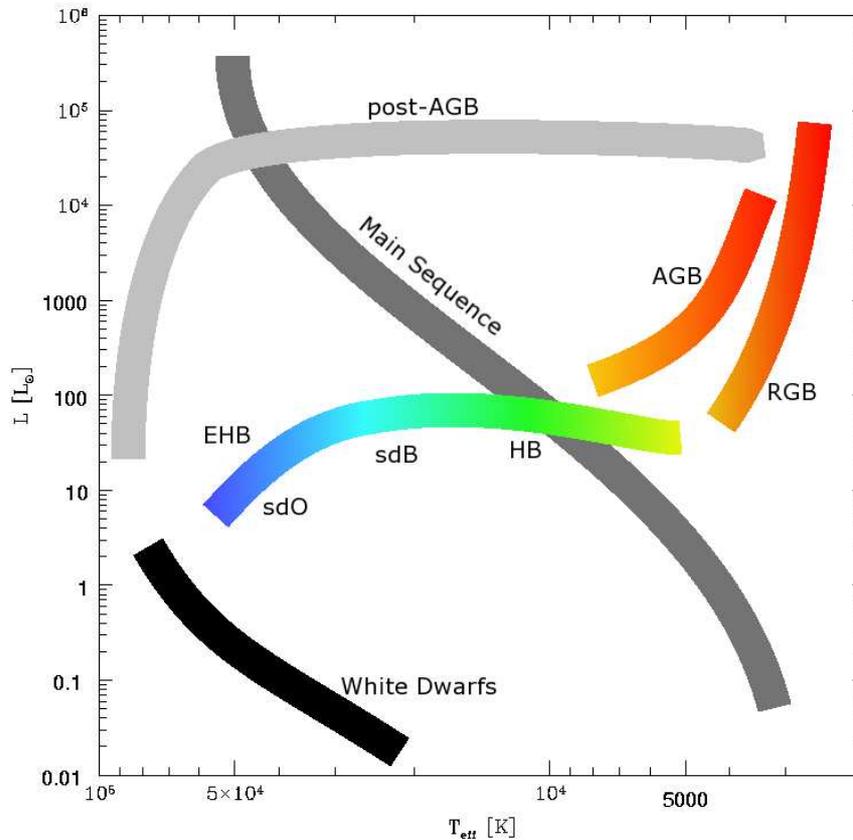


Abbildung 1.2: Schematisches Hertzsprung-Russell-Diagramm mit den wichtigsten Stadien der Sternentwicklung. Heiße subdwarfs finden sich auf der heißen Verlängerung des HB, dem nicht mehr ganz so horizontalen EHB.

1.3 Unterleuchtkräftige Sterne und Szenarien ihrer Entstehung

1.3.1 Definition und Eigenschaften

Die heißen unterleuchtkräftigen Sterne werden auch wegen ihrer Position im Hertzsprung-Russell-Diagramm heiße Unterzweige (engl. hot subdwarfs) genannt. Im HRD finden sich diese Sterne nämlich unterhalb der Hauptreihe, also bei geringeren Leuchtkräften als die Hauptreihensterne. Der Name „Unterzweige“ erklärt sich durch eben diese Position, werden Hauptreihensterne doch schon als Zwergsterne bezeichnet.

Anhand ihrer Spektren unterscheidet man man folgende Klassen:

sdB-Sterne („subdwarf type B“) weisen ähnliche spektrale Merkmale wie die B-Sterne der Hauptreihe auf. Ihr Spektrum enthält breite Balmerlinien und schwache bis starke Heliumlinien, vor allem Hel 4472 Å. Sie haben Effektivtemperaturen von 20 000 K bis 40 000 K und eine Schwerebeschleunigung von $5.0 < \log g < 6.0$.

sdO-Sterne („subdwarf type O“) weisen spektrale Merkmale eines O-Sterns auf. Im Spektrum sind neben Hell 4686 Å noch weitere Hell-Linien zu finden. Oft ist der Heliumgehalt so

groß, daß die Balmerlinien durch die Hell-Pickeringserie vollständig verdeckt werden. Diese Sterne werden auch als heliumreiche sdO-Sterne, oder HesdO-Sterne, bezeichnet. Ihre Effektivtemperatur beginnt bei etwa 40 000 K und reicht bis zu 100 000 K.

sdOB-Sterne bilden eine Zwischenklasse, der Übergang von sdB- zu sdO-Sternen. Ihr Spektrum weist neben den Hel-Linien auch noch eine schwache Linie von Hell 4686 Å auf.

Im Hertzsprung-Russell-Diagramm scheinen unterleuchtkräftige Sterne eine Verlängerung des Horizontalastes zu bilden. Man bezeichnet sie daher auch als „erweiterte“ oder „extreme Horizontalaststerne“ (EHB). Wie oben dargestellt, befinden sich Sterne nach dem Verlassen des RGB auf dem Horizontalast und Verbrennen im Kern Helium zu Kohlenstoff und in einer Schale Wasserstoff zu Helium. Die EHB-Sterne haben zwar einen heliumbrennenden Kern, ihre Hülle allerdings hat eine so geringe Masse ($M_{\text{env}} < 0.02 M_{\odot}$), daß sich keine wasserstoffbrennende Schale bilden kann. Da der Heliumflash bei einer Masse von $0.5 M_{\odot}$ einsetzt, ist die Kernmasse aller Horizontalast-Sterne gleich, die Hüllenmasse bestimmt die genaue Position eines Sterns auf dem Horizontalast. Mit abnehmender Hüllenmasse wird die Oberfläche heißer, bis die Sequenz bei verschwindender Hüllenmasse auf der Helium-Hauptreihe endet. Die fehlende Hülle erlaubt uns also den Blick direkt auf den heißen Heliumkern und erklärt so die hohen Temperaturen. Sterne mit einer Hülle $M_{\text{env}} < 0.05 M_{\odot}$ werden den AGB nicht mehr komplett durchlaufen. EHB-Sterne entwickeln sich daher mehr oder weniger direkt zu Weißen Zwergen.

Man muß also erklären, wie Sterne mit Anfangsmassen von $0.8 M_{\odot}$ bis über $2 M_{\odot}$ soviel davon verlieren, daß sie mit nur $0.5 M_{\odot}$ auf dem EHB landen. In Frage kommen beispielsweise außergewöhnlich starke Sternwinde. Auch die Entwicklung in Doppelsternsystemen scheint eine Erklärungsmöglichkeit, zumindest für sdB-Sterne, zu bieten, ist doch ein großer Anteil an sdBs radialgeschwindigkeitsvariabel.

Im Folgenden werden einige Szenarien vorgestellt und diskutiert, ein Vergleich mit der beobachteten Verteilung der unterleuchtkräftigen Sterne wird in Kap. 6 durchgeführt.

1.3.2 Einzelsterne als Vorläufer der EHB-Sterne

RGB-Sterne sind bekannt für Sternwinde, die einen Massenverlust \dot{M} verursachen. Dieser wurde von Reimers (1977) durch eine empirische Formel beschrieben, die als freien Parameter den sogenannten Reimersschen Masseverlustparameter η_{R} enthält:

$$\dot{M} = -4 \times 10^{-13} \eta_{\text{R}} \frac{L}{gR} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$$

η_{R} bestimmt also, wie effektiv der Sternwind die Hülle des Sterns ausdünn.

D’Cruz et al. (1996) untersuchten die Abhängigkeit des Reimersschen Parameters von der Metallizität. Dabei wurden Sterne mit Anfangsmasse $M_{\text{i}} < 1.1 M_{\odot}$ und Metallizitäten $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.26, -1.48, -0.78, 0.0, 0.37$ von der Alter-Null-Hauptreihe bis zum RGB entwickelt. Auf dem RGB wurde Massenverlust in die Rechnung mit einbezogen und solange weiter gerechnet bis eine Hüllenmasse von $M_{\text{env}} < 10^{-3} M_{\odot}$ erreicht wurde. Anschließend entwickelte sich der Stern entweder direkt zu einem He-Weißen Zwerg, oder – schon auf dem Weg zum Weißen Zwerg – um als „hot helium flasher“ das Heliumbrennen zu beginnen und den EHB zu erreichen. Typische Werte für HB-Sterne sind $\eta_{\text{R}} = 0.25 \dots 0.5$. Damit die heißeren EHB-Sterne entstehen können, muß η_{R} deutlich größer gewählt werden, $\eta_{\text{R}} = 0.8 \dots 1.1$ (nahezu unabhängig von der Metallizität).

Diese Rechnungen verwenden allerdings nur geringe Anfangsmassen. Für massereichere Sterne ist der erforderliche Verlust an Hüllenmasse bedeutend größer. Dabei können Probleme auftauchen. Man kann sicherlich nicht davon ausgehen, daß ein so starker Sternwind das Sterninnere

nicht beeinflußt. Gerade das ist aber eine grundlegende Annahme aller bisherigen Entwicklungsrechnungen, die Sternwinde berücksichtigen.

Letztendlich ist der gesamte Mechanismus des Massenverlustes auf dem RGB ungeklärt und wir sind auf empirische Befunde angewiesen. So ist nicht sicher, ob Sternwinde druck-, pulsations- oder schockgetrieben sind, und es ist plausibel anzunehmen, daß abhängig vom Stern (Magnetfeld, Rotation, Pulsation, Metallizität) eine Kombination verschiedener Ursachen verantwortlich ist.

Üblicherweise wird die Frage nach dem Massenverlust hintangestellt. Dorman et al. (1993) berechneten Entwicklungswege direkt auf dem EHB beginnend. Dazu wurde die Kernmasse bestimmt, die auf dem RGB noch zur Heliumfusion führt, eine geringe Hüllenmasse addiert und die Berechnung dann auf dem ZAEHB, dem Alter-Null Extremen Horizontalast (zero age extreme horizontal branch) begonnen. Dieser ZAEHB nähert sich mit abnehmender Hüllenmasse M_{env} der theoretischen Alter-Null-Hauptreihe reiner Heliumsterne an, $M_{\text{env}} = 0$ entspricht einem Stern auf dem HeZAMS. Dabei zeigte sich eine leichte Abhängigkeit der benötigten Kernmasse M_c^0 von der Metallizität: $M_c^0 = 0.495 M_\odot$ für $[Fe/H] = -2.3$ und $M_c^0 = 0.464 M_\odot$ für $[Fe/H] = 0.04$. Auf diese Entwicklungswege wird in Kap. 6 noch einmal eingegangen.

Sweigart (1997) argumentiert, eine starke Rotation des Sterns könne zu Helium-mixing im RGB-Stadium und damit zu einer höheren Heliumkernmasse führen und so für höhere Leuchtkräfte und stärkere Sternwinde sorgen. Das führt wiederum zu kleineren Hüllenmassen. Der Stern wird nach dem Roten Riesen Stadium also bei höheren Temperaturen auf dem EHB landen.

Außerdem kann der hohe Massenverlust, induziert durch das Helium-mixing, den Heliumflash sogar noch weiter verzögern als bei D’Cruz et al. (1996) berücksichtigt, so daß der Stern erst auf der White Dwarf Cooling Curve mit dem zentralen Heliumbrennen beginnt („late hot flasher“) und auf dem EHB nahe oder auf der Heliumhauptreihe landet, siehe Abb. 1.3.

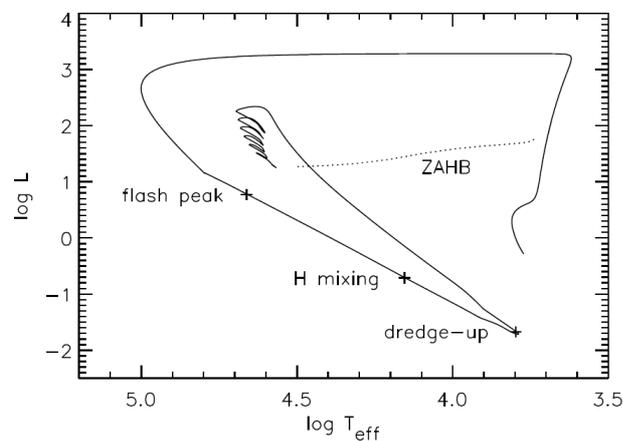


Abbildung 1.3: Entwicklung vom RGB zur White Dwarf Cooling Curve mit dort einsetzendem Heliumflash. Das positioniert den Stern auf dem heißen Ende des erweiterten Horizontalastes. Der verspätete Heliumflash sorgt für eine Anreicherung („dredge up“) von Helium und Kohlenstoff in der Atmosphäre. Aus: Sweigart (1997)

Es stellt sich heraus, daß der Massenverlust sehr sorgfältig kalibriert werden muß, damit ein solcher late hot flasher einen EHB-Stern produziert. In zwei Beispielszenarien steht einer Hüllenmasse von $0.03 M_\odot$ für HB-Sterne eine Hüllenmasse von $0.001 M_\odot$ für EHB-Sterne gegenüber, und das bei einem Gesamtmassenverlust von etwa $0.3 M_\odot$!

Sweigart (1997) kommt zu dem Schluß, daß late hot flasher eine wichtige Rolle bei der

Entstehung der heliumreichen EHB-Sterne spielen könnten. Der verzögerte Heliumflash sorgt für „flash mixing“, bei dem Wasserstoff aus der Hülle in das heliumbrennende Innere gelangt und dort verbrannt wird. Dabei wird auch Helium und Kohlenstoff an die Oberfläche transportiert („dredge up“).

1.3.3 Doppelsterne als Vorläufer der EHB-Sterne

Die zweite Möglichkeit, diese extrem dünne Hülle zu erklären, bieten enge Doppelsternsysteme. Erreicht der subdwarf-Vorläufer das RGB-Stadium, kann seine Hülle größere Ausmaße erreichen als sein Roche-Radius im Doppelsternsystem. Entweder findet ein stabiler Massentransfer vom Roten Riesen zu seinem Begleiter statt (roche lobe overflow, RLOF), oder bei instabilem Massentransfer bildet sich eine beide Sterne umschließende gemeinsame Hülle (common envelope, CE).

Im ersten Fall akkumuliert der Begleiter eines Roten Riesen in einem langperiodischen System die Masse. Das funktioniert, bis ein signifikanter Anteil der Hülle des RGB-Sterns übertragen wurde und der Stern-Radius bis unterhalb des Roche-Radius schrumpft.

Im zweiten Fall führt die Reibung der sich umkreisenden Sterne innerhalb der gemeinsamen Hülle zu einem Energieverlust und zur Annäherung der Sterne. Wird genügend Energie in die Hülle transferiert, kann sich diese vom Sternsystem lösen. Zurück bleibt ein sehr kurzperiodisches Doppelsternsystem, bestehend aus dem Heliumkern des ehemaligen Roten Riesen und seinem Begleiter. Fand diese CE-Phase am oberen Ende des RGB, kurz vor dem Heliumflash, statt, so kann dieser immer noch einsetzen und der ehemalige Rote Riese wird zu einem heißen Unterzwerg. Maxted et al. (2001) berichten über eine große Zahl an kurzperiodischen sdB-Sternen, die sehr wahrscheinlich alle durch eine CE-Phase entstanden sein müssen.

Die dritte Möglichkeit besteht in der Verschmelzung zweier Weißer Zwerge mit Heliumkernen (Helium-Weiße Zwerge). Ein Binärsystem bestehend aus zwei Weißen Zwergen verliert im Laufe der Zeit durch Abstrahlung von Gravitationswellen Energie. In entsprechend kurzperiodischen Systemen reicht das aus, um innerhalb eines Hubblezeitalters den Radius so weit zu verringern, daß beide Sterne miteinander verschmelzen. Das Ergebnis wäre ein einzelner Heliumstern mit extrem dünner Wasserstoffhülle.

Han et al. (2002) untersuchten diese drei Szenarien genauer mittels „binary population synthesis“, also der Simulation einer Verteilung von Binärsystemen mit verschiedenen Parametern (z.B. Massen- und Periodenverteilung).

- CE-Szenario: Die minimale Masse des Kerns M_c für den Heliumflash variiert abhängig von der Anfangsmasse des Sterns. Massereichen Sternen genügt $M_c = 0.39 M_\odot$, während massearme Sterne $M_c = 0.46 M_\odot$ voraussetzen. Die auf solche Art entstehenden Systeme haben eine Periode von wenigen Stunden bis zu 100 Tagen.
- WD-merger: Enge Systeme Weißer Zwerge mit Perioden von weniger als 0.3 Tagen können entstehen, wenn ihre Vorgänger mindestens eine CE-Phase durchlaufen haben. Durch den Energieverlust durch Gravitationswellen wird der Abstand beider Sterne immer geringer, bis der leichtere bei typischerweise $P = 2$ min seinen Rocheradius ausfüllt und vom schwereren Partner akkretiert wird. Dieser Zuwachs an Masse führt schließlich zum Heliumbrennen in der Schale welches schließlich bis in den Kern vordringt. Han et al. (2002) ermitteln für EHB-Sterne in diesem Entstehungskanal eine Massenverteilung von $0.5 M_\odot$ bis $0.6 M_\odot$ mit einem starken Peak bei etwa $0.5 M_\odot$, allerdings unter der Annahme, daß durch das Verschmelzen keine Masse verloren geht.

- RLOF-Szenario: Dieser Kanal ist nur für die erste Massenaustauschphase relevant, der Begleiter muß also zwingend ein Hauptreihenstern sein. Die Massenverteilung sagt auch kleinere Massen bis zu $0.3 M_{\odot}$ voraus. Die Periode des EHB-Stern/Hauptreihensternsystems ist mit $400 \text{ d} \leq P \leq 1500 \text{ d}$ deutlich größer als im CE-Kanal. Außerdem kann man davon ausgehen, daß der resultierende EHB-Stern eine deutlich dickere Hülle besitzt als in den beiden anderen Kanälen. Stabiler „Roch-Lobe Overflow“ ist mithin eher für die kühleren Unterzwerge verantwortlich.

Die Entwicklung in Doppelsternsystemen liefert vielversprechende Ansätze um die Entstehung von kühlen bis heißen unterleuchtkräftigen Sternen zu erklären. Auch die Beobachtung von vielen kurz- und einigen langperiodischen sdBs favorisiert diese Szenarien.

Kapitel 2

Aktuelle Arbeiten

Bisherige Theorien und Vorhersagen bezogen sich vor allem auf die sdB-Sterne, von denen bedeutend mehr bekannt und analysiert sind als sdO-Sterne. Die jüngsten Arbeiten an der Sternwarte Bamberg auf dem Gebiet der heißen unterleuchtkräftigen Sterne haben sich mit dem SPY-Survey beschäftigt. Lisker et al. (2005) untersuchten die unterleuchtkräftigen B-Sterne, während Ströer et al. (2005, 2006) sich mit den sdO-Sternen beschäftigten.

Beide Arbeiten verwenden hochaufgelöste Spektren aus dem ESO SN Ia Progenitor Survey (Napiwotzki 2001), die mit dem UVES-Spektrographen am VLT gewonnen wurden. SPY ist darauf ausgelegt, eine möglichst große Anzahl an radialgeschwindigkeitsveränderlichen Weißen Zwergen und heißen unterleuchtkräftigen Sternen zu finden.

Lisker et al. (2005) beschäftigten sich mit den sdBs und fanden Temperaturen zwischen 20 000 K und 37 000 K und Schwerebeschleunigungen zwischen $\log g = 4.8 \dots 6.0$, sowie eine weitgefächerte Heliumhäufigkeit von $\log y < -4 \dots -0.4$. Es zeigte sich ein Trend bei höheren Temperaturen zu höheren Heliumhäufigkeiten. Interessanterweise kann die Existenz einer von Edlmann et al. (2003) entdeckten zweiten Sequenz im $T_{\text{eff}}\text{-}\log y$ -Diagramm weder bestätigt noch widerlegt werden. Insgesamt zeigt sich im Großen und Ganzen eine Übereinstimmung mit den Vorhersagen von Han et al. (2003). Im Detail bestehen jedoch deutliche Diskrepanzen. Vor allem der Vergleich der kumulativen Leuchtkraftfunktion zeigt eine deutlich geringere Zahl an heißeren, leuchtkräftigeren Sternen als die Modelle vorhersagen.

Hier setzt die Arbeit von Ströer et al. (2005, 2006) an, die sich um die heißen sdOs aus SPY dreht. Es zeigte sich, daß die sdOs einen Bereich von $T_{\text{eff}} = 38\,000\text{ K} \dots 78\,000\text{ K}$ und $\log g = 4.9 \dots 6.4$ und die HesdOs $T_{\text{eff}} = 39\,000\text{ K} \dots 61\,000\text{ K}$ und $\log g = 5.3 \dots 6.4$ abdecken, siehe Abb. 2.1. Faßt man sdB- und sdO-Sterne zusammen, ergibt sich eine deutlich bessere Übereinstimmung der Beobachtung mit den Vorhersagen der Populationsyntheserechnungen von Han et al. (2003).

Auffällig ist die Konzentration der HesdO um die 45 000 K bei einer weiten Streuung in $\log g$ um fast 2 dex. Interessant ist die große Anzahl an HesdOs unterhalb der He-ZAMS. Die He-ZAMS ist die theoretische Alter-Null-Hauptreihe für rein heliumbrennende Sterne. Die sdOs dagegen bevölkern bis auf wenige Ausnahmen einen relativ engen Bereich um die 40 000 K und $\log g = 5.6$. Es zeigt sich in der Analyse der $T_{\text{eff}}\text{-}\log g$ -Diagramme, daß die post-EHB-Entwicklung einen großen Teil der sdOs und sdBs erklären kann. Weiter fanden sich zwei Kandidaten im Bereich der post-AGB-Tracks. Weniger erfolgreich erwies sich das “late hot flasher“-Szenario in der Erklärung des Samples: Der Bereich mit kurzen Evolutionszeiten ist viel zu stark bevölkert. Als aussichtsreicher Kandidat, um die HesdO-Population zu erklären, stellte sich das post-RGB-Szenario heraus — allerdings erfordert dies kurzperiodische Doppelsterne, und gerade die HesdOs haben einen verschwindend geringen Anteil an Radialgeschwindigkeitsveränderlichen, damit ist

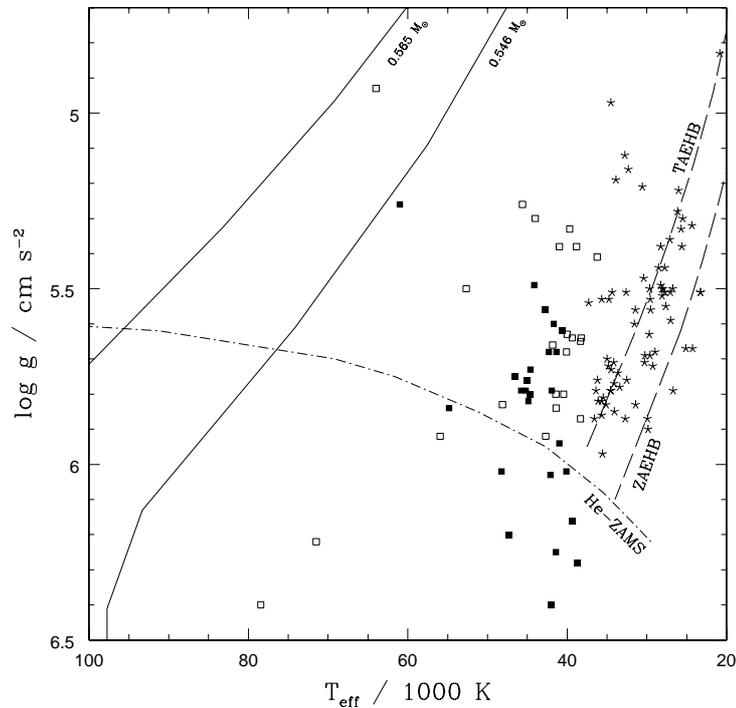


Abbildung 2.1: Verteilung der sdBs, sdOs und HesdOs aus SPY zusammen mit post-AGB Tracks und dem EHB sowie der Heliumhauptreihe. Gefüllte Kästchen repräsentieren HesdOs, leere Kästchen stehen für sdOs und Sterne sind sdBs (Ströer et al. 2006).

dieses Szenario widerlegt.

Im Bezug auf die Heliumhäufigkeiten finden sich signifikant unterschiedliche Trends zwischen sdO- und HesdO-Sternen. So existiert eine deutliche Trennung zwischen beiden Gruppen bei $\log y = 0$ und während die Heliumhäufigkeit bei sdOs mit T_{eff} ansteigt, ist bei den HesdOs eher ein Abfall zu erkennen. Ströer et al. (2005, 2006) kommen zu dem Schluß, daß HesdO- und sdO-Sterne wahrscheinlich zwei getrennte Populationen darstellen und einzeln betrachtet werden müssen. Um diese Theorie weiter zu überprüfen, bedarf es jedoch eines noch größeren Samples an Sternen. An dieser Stelle kommt der Sloan Digital Sky Survey ins Spiel. Aufgrund seines gigantischen Umfangs wird diese Himmelsdurchmusterung mehr unterleuchtkräftige Sterne aufspüren als alle vorhergehenden zusammen und bietet die Möglichkeit, mit einer aussagekräftigen Statistik die verschiedenen Szenarien weiter einzuschränken.

Kapitel 3

SDSS

3.1 Der Sloan Digital Sky Survey (SDSS)

Der Sloan Digital Sky Survey (ab hier nur noch SDSS abgekürzt) ist ein photometrischer Survey der halben Nordhemisphäre, also eines Viertels der gesamten Himmelskugel (“Pi in the sky“), plus drei Streifen über der galaktischen Südkugel (Abbildung 3.1). Waren bisherige Himmelsdurchmusterungen auf photographische Platten als Detektoren angewiesen, wird erstmals die viel empfindlichere CCD-Kamera für die großräumige Durchmusterung des Himmels eingesetzt. Dies erlaubt viel schwächere Objekte abzubilden als jemals zuvor. Außerdem enthält diese Durchmusterung zusätzlich zu den photographischen Aufnahmen noch Spektren ausgewählter Objekte

Ziel des SDSS ist, die großräumige Verteilung der Massen in unserem Universum zu erforschen, d.h. es werden vor allem Galaxien und Quasare untersucht. Galaxien in unserem Universum sind nicht isotrop verteilt, vielmehr bilden sie Cluster und Supercluster und konzentrieren sich entlang von “Fasern“, zwischen denen nach heutigem Stand des Wissens nur Leere ist. Der SDSS erstellt also mit Hilfe der Position und der gemessenen Rotverschiebung ein dreidimensionales Bild der sichtbaren Materie in einem bisher unerreicht großen Bereich. Außerdem ermöglicht die dichte und vollständige Himmelsabdeckung Forschungen „direkt vor der Haustür“, also in unserer eigenen Galaxie und unserem eigenen Sonnensystem anzustellen, angefangen mit der Verteilung der Sterne bis zur Erforschung des Asteroidengürtels.

Der SDSS ist eine Kooperation von etwa 200 Astronomen verschiedener Institute, vor allem aus den USA. Die riesige Datenmenge ist über eine Datenbank allerdings Astronomen aus der ganzen Welt frei zugänglich. Neue Daten werden in regelmäßigen Abständen veröffentlicht, sogenannte „data releases“, die sowohl die neuen Daten als auch alle vorhergehenden data releases enthalten. Der aktuelle Stand in dieser Arbeit ist das vierte data release, DR4.

Das vom SDSS verwendete Teleskop ist das dedizierte 2.5-m-Teleskop des Apache Point Observatory in New Mexico, USA. Der Aufbau der Kamera besteht aus 30 CCDs, angeordnet in 5 Reihen, jeweils mit einem anderen Filter ausgestattet. Damit wird die Magnitude in fünf Bändern (u, g, r, i, z) und die Position aller Objekte bis zu einer Magnitude von $u = 22.0$ bestimmt. Die effektiven Wellenlängen der fünf Filter sind $u = 3590 \text{ \AA}$, $g = 4810 \text{ \AA}$, $r = 6230 \text{ \AA}$, $i = 7640 \text{ \AA}$ und $z = 9060 \text{ \AA}$.

Automatische Software-Pipelines suchen aus den photometrischen Daten Kandidaten für die Spektroskopie heraus. Dabei werden Galaxien, leuchtstarke rote Galaxien (das sind sehr leuchtkräftige Galaxien mit einem sehr engen Farbbereich) und Quasare bevorzugt. Diese Ziele sollen innerhalb des Survey-Bereiches komplett erfasst werden. Erstere werden über ihre Morphologie identifiziert, die beiden anderen Objektklassen durch ihre Farbe. Die photometrische Klassifika-

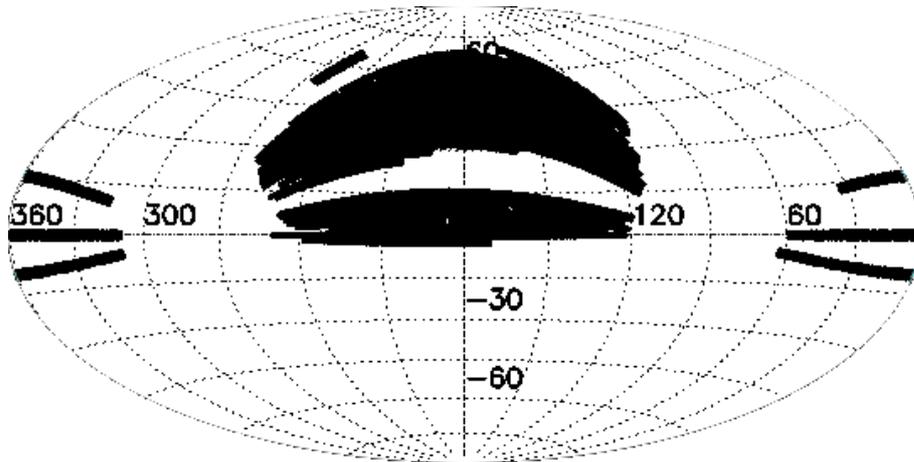


Abbildung 3.1: Photometrische Himmelerfassung als Aitoff-Projektion der äquatorialen Koordinaten.

<http://www.sdss.org/> (offizielle Internetseite des SDSS).

tion ist häufig nicht eindeutig und führt zu Fehlklassifikationen. Die Farbbereiche überlappen sich teilweise, und daher sind die blauen Quasare schlecht von heißen Weißen Zwergen und heißen unterleuchtkräftigen Sternen zu unterscheiden. Außerdem wurden einige blaue Sterne für Kalibrationszwecke verwendet, diese sind in der Datenbank als „HOT_STD“, „hot standards“ markiert.

Zusätzlich werden außerdem Sterne, Röntgenquellen und zufällig ausgewählte Objekte spektroskopiert. Diese werden jedoch nicht vollständig erfasst, sondern werden nach Auswahl der Hauptzielobjekte überzähligen Lichtleitern zugeordnet.

Die Spektroskopie wird in Nächten mit schlechten Bedingungen (nicht photometrisch, Seeing $> 1.7''$, Mond) durchgeführt. Dafür werden in eine Aluminiumplatte 640 Löcher gebohrt, entsprechend den Positionen der zu untersuchenden Objekte und über Lichtleiter zu zwei Spektrographen geleitet, welche je 320 Spektren aufnehmen können. So werden in einer Aufnahme etwa 600 Objekte spektroskopiert, die überzähligen Plätze dienen zur Kalibration wie Hintergrund oder Spektren von Standardsternen. Das Spektrum reicht von 3900 \AA bis 9200 \AA bei einer Auflösung von $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 1800$, genug um Absorptionslinien aufzulösen, aber niedrig genug um den großen Spektralbereich auf 2 CCDs abbilden zu können. Jedes Spektrum wird mehrmals 15 Minuten belichtet, so lange bis $S/N > 15$ pro Pixel für Objekte mit $g = 20.2$, $r = 20.25$ und $i = 19.9$ erreicht ist. Das ist in den meisten Fällen nach 45 Minuten der Fall, sonst nach 60 Minuten. Die aufgenommenen Spektren werden automatisch reduziert und kalibriert. Die Kalibration soll dabei eine Genauigkeit von besser als 10 km s^{-1} erreichen (Stoughton et al. 2002).

Heute sind mit DR4 849 920 Spektren in der SDSS-Datenbank enthalten, davon 565 715 Galaxien und 76 483 Quasare und natürlich 153 087 Sterne. Der Rest sind Himmelspektren und unklassifizierte Objekte.

Bis zum Abschluß des SDSS sind 5 Data Releases geplant, das letzte für Mitte 2006. Außerdem wurde vor kurzem der SDSS-II genehmigt, eine Erweiterung der Durchmusterung auf den Südhimmel.

Die vorliegende Diplomarbeit enthält Daten bis einschließlich DR4 und damit den größten Teil des gesamten geplanten Datenvolumens. Jedes Data Release ist kumulativ und enthält die vorherigen Realeases. Die ersten Auswertungen erfolgten mit dem EDR, dem „early data re-

lease“, welches den ersten Datensatz von SDSS darstellt, in dem die Hard- und Software noch getestet wurden. Nach erfolgreicher Aquisition des DR3 wurde schnell klar, daß der große Prozentsatz von sdO-Sternen im EDR (etwa 0.06%) in den nachfolgenden Releases nicht mehr gegeben war, so enthält DR4 nur noch etwa 0.01% an sdO-Spektren, dies ist durch Verbesserungen in der automatischen Klassifikation zu erklären.

3.2 Selektion der sdO-Kandidaten

Um nun die Spektren der heißen Sterne aus der Datenbank selektieren zu können wurden in der Online Datenbank von SDSS alle punktförmigen Objekte mit Farbindizes $(u - g) < 0.4$ und $(g - r) < 0.1$ ausgewählt und heruntergeladen. Größeres $(g - r)$ hieße einen starken Flußbeitrag im roten Teil des Spektrums und wäre ein Indiz für einen kühlen Begleiter, der vielleicht keine He-Linien zeigt, aber das Kontinuum und die Balmerlinien stark verfälschen und damit vor allem zu einer Überschätzung der Effektivtemperatur führen kann. $(u - g) > 0.4$ ist die Domäne der kühleren Weißen Zwerge.

Diese Kriterien lieferten die große Zahl von 13000 Spektren. Das Sample enthielt natürlich sehr viele Weiße Zwerge, vor allem DAs, DBs und ein paar DOs. Glücklicherweise lassen sich die meisten Weiße Zwerge wegen ihrer starken Linienverbreiterung schnell und zuverlässig erkennen. Ebenfalls schnell auszusortieren waren kataklysmische Variable, Supernovae sowie Galaxien.

Den ersten Hinweis auf die Art des Spektrums liefert sicherlich die Existenz und die Breite der Hel-, Hell- und der Balmerlinien des neutralen Wasserstoffs oder der Hell-Pickering-Serie. Unterleuchtkräftige Sterne haben eine höhere Schwerebeschleunigung als Horizontalaststerne ($\log g < 5$), jedoch eine geringere als die Weißen Zwerge ($\log g > 7$). Die Linienbreite ist daher entscheidend zur ersten Einteilung in Unterzwerg/Weißer Zwerg/Horizontalast-Stern. Außerdem sind in Weißen Zwergen Balmerlinien nur bis zur Hauptquantenzahl $n = 11$ sichtbar, Unterzwerg dagegen zeigen die Linien bis zu $n = 14$. Ursache ist die höhere Dichte aufgrund der größeren Schwerebeschleunigung, was zu einer Absenkung der Ionisationsspannung führt, so daß Elektronen auf höheren Niveaus schon als frei zu betrachten sind. Die in dieser Arbeit verwendeten Spektren reichen allerdings nur bis 3900 Å, daher kann dieses Kriterium hier keine Rolle spielen.

Das Ergebnis sind 118 sdO-Sterne und 38 ähnliche Objekte, die in Kapitel 4 näher beschrieben werden. Die Verteilung der sdO-Sternen im Zweifarbanddiagramm ist in Abb. 3.2 dargestellt. Desweiteren wurde ein sdO zweimal spektroskopiert und bietet somit eine Möglichkeit der Fehlerabschätzung für die Analyse.

Die wenig variierte Integrationszeit hat zur Folge, daß die Qualität der Spektren stark mit der scheinbaren Helligkeit schwankt. Betrachtet man die geringe Helligkeit, zwischen 14.8 und 19.9 mag, so ist das durchschnittliche Signal-zu-Rauschen-Verhältnis (signal-to-noise-ratio, S/N), gemessen im Intervall zwischen 4750 Å und 4800 Å, mit $S/N = 32$ nicht das Beste, aber sehr wohl ausreichend. Eine genauere Aufschlüsselung der Qualität der Spektren und ihrer Helligkeit in u ist in Abb. 3.3 zu finden. So gibt es durchaus Sterne mit ausgezeichnetem S/N, mehr als die Hälfte liegt aber unter $S/N = 25$. 17 Sterne mußten a priori aussortiert werden, weil ihr Spektrum eine so schlechte Qualität aufwies, daß ein Modellatmosphärenfit sich als aussichtslos erwies.

Bei 16 weiteren Spektren wurden zwar atmosphärische Parameter bestimmt, aber die Fits sind so schlecht und die statistischen Fehler so groß, daß sie nur unter Vorbehalt auszuwerten sind.

Zwei sdO-Sterne zeigen Merkmale eines kühlen Begleiters in ihren Spektren und können daher hier nicht analysiert werden. Es verbleiben also 72 unterleuchtkräftige O-Sterne, deren Spektren einer quantitativer Spektralanalyse unterzogen wurden.

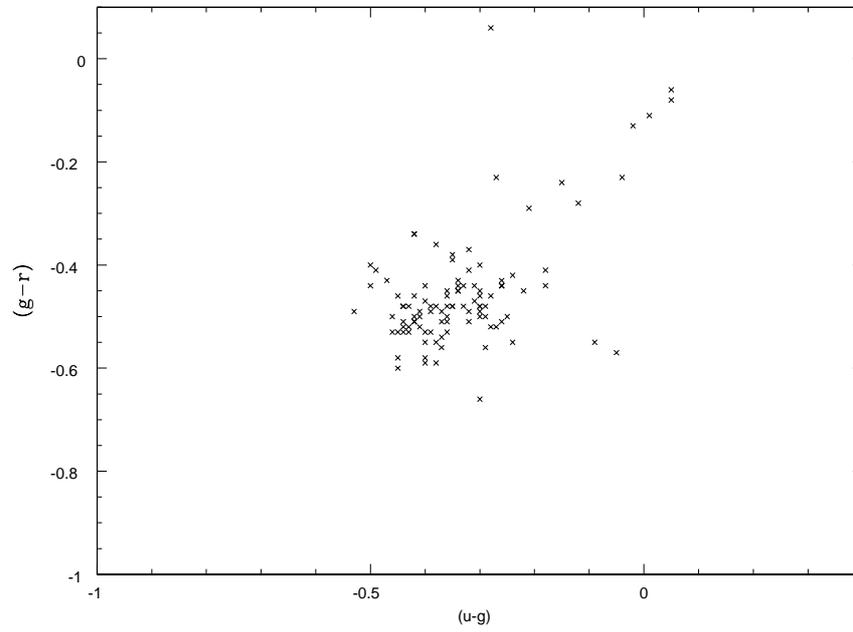


Abbildung 3.2: Die Verteilung der sdOs im selektierten Farbbereich.

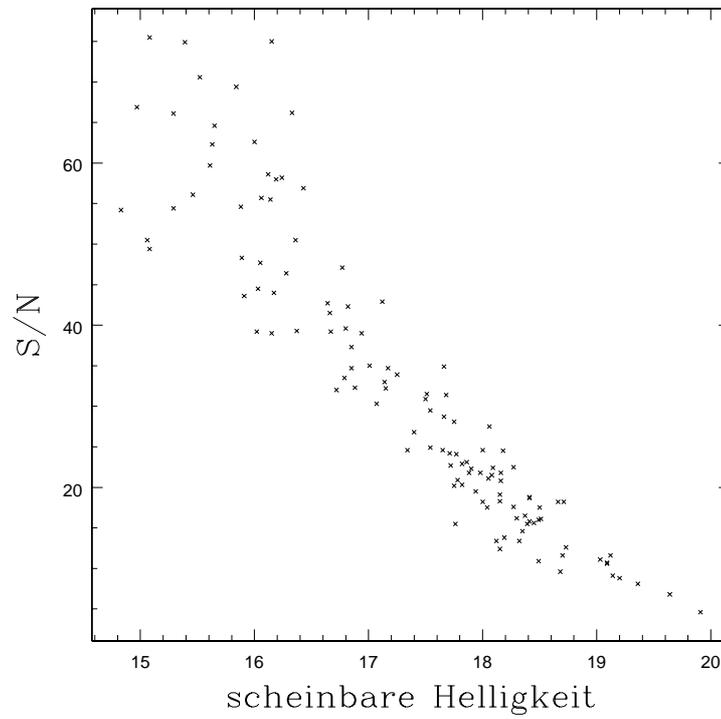


Abbildung 3.3: S/N in Abhängigkeit der scheinbaren Helligkeit in u .

Kapitel 4

Quantitative Spektralanalyse

Zunächst haben wir die Spektren der gefundenen Kandidaten näher inspiziert und bezüglich ihres Helium- und Metallinienspektrums klassifiziert, siehe Kap. 4.1 und 4.2. Die quantitative Spektralanalyse setzt die Berechnung von Modellatmosphären und synthetischen Spektren voraus, wie in Kapitel 4.3 und 4.4 beschrieben. Die Methodik der Analyse wird dann in Kapitel 4.5 behandelt.

4.1 Spektralklassifikation

Die weitere Klassifikation hängt vor allem von Hell ab. sdB-Sterne zeigen deutliche Balmerlinien und nur Hel-Linien, ihre Atmosphäre ist zu kühl um Helium in relevanten Anteilen zu ionisieren, Hell ist erst ab etwa 30 000 K zu sehen. Die stärksten Hel-Linien sind 5876 Å, 4472 Å, und 4026 Å.

Mit höherer Temperatur ist zuerst die Hell 4686 Å im Spektrum auszumachen. Sterne die diese Linie zeigen und sonst nur Hel- und Balmerlinien werden als sdOB klassifiziert.

Schließlich verschiebt sich bei sdOs mit Temperaturen größer als 40 000 K das Ionisationsgleichgewicht vom Hel zum Hell und das Spektrum zeigt starke Hell-Linien, vor allem bei 4686 Å, 6560 Å, 5412 Å, 4859 Å, 4542 Å, 4399 Å und 4200 Å. Dabei gibt es ein Problem: Die Ähnlichkeit des Hell-Ions mit dem neutralen Wasserstoff zeigt sich auch in den Spektren. Der Pickeringserie entsprechen die Übergänge $n_i = 4 \rightarrow n_f$, für die Balmerreihe sind es $n_i = 2 \rightarrow n_f$. Zusammen mit der doppelten Kernladung folgt also, daß die Balmerlinien mit $n_f = 3, 4, \dots$ fast auf den gleichen Wellenlängen wie die Pickeringlinien mit $n_f = 6, 8, \dots$ liegen.

Daher entspricht jeder zweiten Hell-Pickeringlinie eine Wasserstoff-Balmerlinie, und nur in hochaufgelösten Spektren lassen sich beide Linien zumindest im Kern sauber trennen. Eine monoton fallende Sequenz von Hell 4686 Å, 6560 Å, 5412 Å, 4859 Å, 4542 Å, 4399 Å und 4200 Å ist also ein sicheres Zeichen dafür, daß die Linien wirklich alle Heliumlinien sind. Eine alternierende Sequenz dagegen spricht für eine wasserstoffreiche Sternatmosphäre.

Unterzwerge, die nur Hell zeigen, also diese monoton fallende Sequenz aufweisen, werden als HesdO klassifiziert.

Insgesamt fanden wir 88 verwertbare sdO-Spektren, 16 davon allerdings mit so starkem Rauschen, daß die Ergebnisse als nicht vertrauenswürdig anzusehen sind, sowie 17 Spektren die ziemlich sicher von sdOs stammen, aber nach anfänglichen erfolglosen Fit-Versuchen wegen schlechter Qualität aussortiert wurden.

- 88 unterleuchtkräftige O-Sterne, davon
 - 72 aussagekräftige Spektren

- * 29 sdO
- * 43 HesdO
- 16 Spektren mit schlechtem S/N und fragwürdiger Aussagekraft, davon
 - * 8 sdO
 - * 8 HesdO
- 17 sdO-Kandidaten mit sehr schlechtem S/N, wurden nicht gefittet
- 2 sdO mit Anzeichen eines Begleiters (CaK, MgI, G-Band), können hier nicht behandelt werden
- 11 sdOB, die wegen ihres Bezuges zu den sdO- und sdB-Sternen ebenfalls analysiert wurden

Zusätzlich wurden noch interessante Objekte gefunden, die das eigentliche Thema dieser Arbeit nicht betreffen, die aber trotzdem wegen ihrer Bedeutung für die Astronomie erwähnt werden sollten. Sie werden im Anhang noch einmal kurz beschrieben.

- 3 post-AGB-Kandidaten
- 26 DO Weiße Zwerge und Ähnliche (DOB, DOA, etc.).
- 9 PG1159-Kandidaten

Die weitere Auswertung der Spektren von 72 unterleuchtkräftigen O-Sternen und 11 sdOB-Sternen erfolgt mittels der quantitativen Spektralanalyse: Synthetische Spektren werden ausgehend von Sternatmosphärenmodellen berechnet und mit den beobachteten Spektren verglichen.

4.2 Metallinienspektrum und CN-Klassifikation

Um Metalle in den Spektren zu finden wurden alle Spektren systematisch nach den stärksten Linien von Kohlenstoff (CII, III, IV, V, VI), Stickstoff (NIII, IV, V), Sauerstoff (OIII, IV, V, VI) und Silizium (SiIII, IV) durchsucht. In vielen Spektren war das Rauschen jedoch ähnlich oder gar stärker als die zu erwartende Linienstärke des Metalles. So wurden sicherlich eine große Anzahl von Linien nicht entdeckt, und es ist fraglich, inwieweit die Aufschlüsselung der Sterne nach Metallen aussagekräftig ist. Auffällig ist jedoch, daß bei vielen HesdO-Sternen Kohlenstoff und Stickstoff nachgewiesen werden kann.

37 Sterne enthalten Kohlenstoff, 33 davon sind HesdOs. Nur in vier sdOs konnten Linien von Kohlenstoff entdeckt werden. Gefunden wurde vor allem das CIII Triplet bei 4069 Å und bei 4650 Å, CIV 4440 Å, 4658 Å, 5801 Å, 5812 Å. Sogar CVI 5292 Å konnte in einem Stern, *SDSS J170214.00+194255.1* nachgewiesen werden. Sterne mit Kohlenstoff, aber ohne Stickstoff werden im Folgenden als Typ C bezeichnet.

Bei Stickstoff konnten vor allem NIII 4379 Å, 4511 Å, 4515 Å, 4516 Å und 4641 Å identifiziert werden. Die höchste Ionisationstufe ist NV 4933 Å, welches in *SDSS J082802.03+404008.9* gefunden wurde. 20 Sterne wiesen Stickstofflinien auf, wiederum überwiegend in HesdOs, nur vier sdO-Sterne zeigen Stickstofflinien. Analog zum Kohlenstoff werden Sterne, die nur Stickstoff und keinen Kohlenstoff zeigen, als Typ N bezeichnet.

15 Sterne zeigen sowohl C- als auch N-Linien, diese entsprechen dem Typ CN.

Sauerstofflinien wurden in nur drei sdO-Spektren nachgewiesen und auch dort jeweils nur eine einzige Linie, OVI 5086 Å, OIV 4632 Å und OIII 4962 Å. Es ist fraglich, ob es sich dabei nicht doch nur um Artefakte handelt.

In acht Spektren sind Siliziumlinien zu finden. Mit 5 HesdO zu 3 sdOs ist das Verhältnis als ausgewogen zu betrachten. Die Linien sind vor allem SiIV 4089 Å und 4116 Å. In der Tat ist nur in einem sdO-Spektrum ein Hinweis auf SiIII 4829 Å zu sehen, sonst handelt es sich immer um SiIV.

Während Silizium zwischen heißen sdOs, kühlen sdOs und HesdOs etwa gleichverteilt ist, haben die meisten siliziumhaltigen Sterne eine Schwerebeschleunigung $\log g < 5.8$, bzw die Hälfte liegt sogar bei $\log g < 5.3$. Durch das höhere Atomgewicht kann Silizium empfindlich auf die Schwerebeschleunigung reagieren. Das könnte eine Erklärung für diese Verteilung sein.

4.3 Sternatmosphären

Zur Analyse der Spektren greifen wir auf Gitter von Modellatmosphären zurück. Hier sollen kurz die physikalischen Grundlagen erklärt werden.

Unter dem Begriff „Sternatmosphäre“ versteht man die Schichten des Sternes, in denen die Strahlung entsteht, die wir von außen sehen können. Eine Sternatmosphäre wird fast komplett beschrieben durch drei wichtige Eigenschaften: Effektivtemperatur (T_{eff}), Schwerebeschleunigung ($\log g$) und die Elementhäufigkeiten. Diese Parameter bestimmen die Flußverteilung im Kontinuum, die Einsenktiefe und Breite der Absorptionslinien und die Ionisationsverhältnisse. Um T_{eff} , $\log g$ und die Häufigkeiten bestimmen zu können, sind Modellatmosphären notwendig. Durch den Vergleich des Sternspektrums mit synthetischen Spektren für vorgegebene Parameterkombinationen können die Parameter des Sterns bestimmt werden. Nun ist eine Sternatmosphäre ein sehr komplexes Gebilde und kann immer nur näherungsweise modelliert werden. Da die Dicke der Atmosphäre sehr viel geringer ist als der Sternradius (im Fall der Sonne 200 km zu 700 000 km), kann die Sternatmosphäre als planparallel angesehen werden. Die chemische Zusammensetzung wird als homogen verteilt angenommen. Nur in wenigen Sterntypen gibt es Anzeichen für eine inhomogene Oberflächenverteilung („Flecken“). Es gibt zwei verschiedene Arten der Sternatmosphärenmodellierung: Das sogenannte LTE (local thermodynamical equilibrium) und non-LTE (NLTE).

Im LTE wird die Atmosphäre in Schichten unterteilt. Für jede Schicht wird angenommen, daß sie sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Die Temperatur bestimmt über die Maxwellformel die lokale Energieverteilung der Partikel und über die Boltzmann- und Sahagleichung den lokalen Ionisationsgrad und die Besetzungszahlen der atomaren Niveaus.

Elektronen haben eine sehr viel kleinere mittlere freie Weglänge als Photonen. Solange die Rate der Elektronenstöße größer ist als die Rate der radiativen Prozesse, ist die Annahme des LTE eine sehr gute Näherung.

In dünnen oder sehr heißen Atmosphären jedoch spielt die Strahlung eine große Rolle. Aufgrund ihrer größeren mittleren freien Weglänge bringen Photonen die tieferen, heißeren Schichten mit den oberen, kühleren in Verbindung. Anstelle der Boltzmann-Statistik wird jetzt nur noch Stationarität gefordert, d. h. die Entvölkerungsrate eines Niveaus ist gleich seiner Bevölkerungsrate: $n_i \sum_{j \neq i} P_{ij} = \sum_{j \neq i} n_j P_{ji}$, mit n_i die Besetzungszahl von Niveau i , P_{ij} die Übergangswahrscheinlichkeit von i nach j . Für die Berechnung müssen eine Vielzahl an genauen Daten über das Atom bekannt sein (Oszillatorenstärken, Querschnitte für Anregung und Ionisation durch Strahlung und Stöße, etc.), ein großes Problem bei allen Metallen. Glücklicherweise liegen über das H- und He-Atom sehr genaue Daten vor.

In den Atmosphären unterleuchtkräftiger Sterne ist das LTE bis zu Temperaturen von etwa 30 000 K sehr gut erfüllt. Da sdO-Sterne jedoch eine Effektivtemperatur von etwa 40 000 K bis 100 000 K haben, ist, wie Kudritzki (1976) und Napiwotzki (1997) zeigten, die Annahme des

LTE nicht akzeptabel. SdOs und teilweise auch sdBs müssen mit NLTE Atmosphären behandelt werden.

Ströer et al. (2006) haben bereits ein sehr umfangreiches Modellgitter berechnet, welches nur wenige Lücken aufweist. Dieses Gitter erstreckt sich von 30 000 K bis 52 000 K in Schritten von 2 000 K und von 55 000 K bis 100 000 K in Schritten von 5 000 K. Die Schwerebeschleunigung deckt das Intervall von 4.8 bis 6.4 dex bei einer Schrittweite von 0.2 dex ab und die Heliumhäufigkeiten reichen von $\log y = -4 \dots +3$. Dabei sind natürlich gerade in den Randbereichen Lücken zu finden, z.B. für $T_{\text{eff}} = 52000 \text{ K}$ endet die Heliumhäufigkeit bei $\log y = +2$. Allerdings gibt es gerade bei hohen Temperaturen kaum mehr einen Unterschied zwischen Spektren mit $\log y = +2$ und $\log y = +3$, so daß dies kaum ins Gewicht fallen dürfte.

H- und He-Lineblanketing wird partiell berücksichtigt, jedoch kein Metalllinienblanketing. Das kann ein Problem darstellen, da HesdOs sehr metallreich sein können.

4.4 Spektren und ihre Merkmale

Jedes Spektrum einer Spektralklasse weist zwar gewisse Ähnlichkeiten auf, aber trotzdem ist das Spektrum eines jeden Sterns einmalig, denn die Eigenschaften seiner Atmosphäre spielen eine große Rolle.

Die Schwerebeschleunigung spiegelt sich in der Breite der Linien wieder. Hohes $\log g$ sorgt für eine hohe Dichte an Atomen und Ionen in der Atmosphäre. Die Ionen erzeugen elektrische Felder, die auf andere Ionen oder Atome einwirken. Je höher die Teilchendichte ist, desto größer ist auch das elektrische Feld, das sie von den umgebenden Ionen erfahren.

Durch diesen Stark-Effekt verschieben sich die Energieniveaus und damit die Wellenlängen. Das zeitliche Mittel der sich rasch ändernden Felder pro Teilchen sorgt daher für eine „Verschmierung“ der Linie.

Die Effektivtemperatur bestimmt das Ionisationsgleichgewicht sowie die Einsenktiefe der Linien. Eine heißere Sternatmosphäre erzeugt in den äußeren Schichten mehr Strahlung, und der Linienkern, der in diesen Bereichen gebildet wird, wird stärker aufgefüllt, die Linie ist also weniger tief als die kühlerer Sterne.

Unter „Metalllinien blanketing“ versteht man die Umverteilung des Flusses aufgrund sehr dichter und starker Metalllinien. Der Fluß in diesen Bereichen, der durch die Linien deutlich niedriger ausfällt als er eigentlich sein müßte, wird umverteilt: Der Temperaturgradient in der Atmosphäre wird steiler („backwarming“) und sorgt für einen höheren Flußbeitrag in anderen Teilen des Spektrums. Ist der Kontinuumsfluß aber durch das blanketing verfälscht, wirkt sich das auch auf die Linientiefen aus. Zur Bestimmung der Effektivtemperatur aber ist die Einsenktiefe der Linien ein wichtiges Kriterium.

4.5 Parameterbestimmung mit dem Fitprof-Programm

Für die Bestimmung der Parameter T_{eff} , $\log g$ und der Heliumhäufigkeit ($\log y = \log \frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{H}}}$) wird jedes beobachtete Spektrum mit synthetischen Spektren verglichen. Dafür wurde das Programm *FITPROF* 2.2 von Napiwotzki (1999) verwendet. Dieses Programm interpoliert zwischen den Gitterpunkten und sucht über einen χ^2 -Vergleich von Beobachtung und synthetischem Spektrum die am besten passenden Parameter (englisch: to fit – anpassen). Dies geschieht simultan mit allen drei Parametern, außerdem werden die Fehler des Fits berechnet.

Diese Fehlerbestimmung berücksichtigt allerdings nur die rein statistische Übereinstimmung von Modell und Beobachtung. Da im SPY-sample von fast jedem Objekt zwei Aufnahmen vor-

handen waren, konnten Lisker et al. (2005) und Ströer et al. (2006) durch Vergleich einen Fehler bestimmen, der dem tatsächlichen Fehler sehr nahe kommt. Beide ermitteln realistischere Fehlerwerte, die 2 bis 4 mal so groß sind wie *FITPROF*'s statistische Fehler. Ströer et al. 2006 geben die typischen von *FITPROF* berechneten Fehler mit 120 K in der Temperatur, 0.05 dex in der Schwerebeschleunigung und 0.04 dex für die Heliumhäufigkeit an. Aus dem Vergleich der Parameter beider Aufnahmen werden realistischere Fehler von 400 K für die Temperatur, 0.09 dex für die Schwerebeschleunigung und 0.12 dex für die Heliumhäufigkeit. Die ausgezeichnete Qualität der SPY-Spektren sowohl im S/N-Ratio als auch in der Auflösung läßt die statistischen Fehler sehr klein ausfallen. Die Diskrepanz ist also durch die starke Dominanz der systematischen Fehler zu erklären. Diese sind also um ein vielfaches größer als die statistischen Abweichungen, verursacht durch das Rauschen im Spektrum.

Da SDSS von jedem Stern nur eine Aufnahme hat, können wir diese Methode nicht anwenden. Die Fehler reichen von $\Delta T_{\text{eff}} = 150 \dots 3000 \text{ K}$, im Ausnahmefall auch über 6000 K. Die Ursache für diese höheren Werte sind natürlich im deutlich niedrigerem S/N-Verhältnis der SDSS-Spektren zu suchen. Trotz hoher Fehler sind die meisten Fits überzeugend.

Da sich die SDSS Himmelsausschnitte teilweise ein wenig überlappen, besteht die Möglichkeit, daß ein Stern zufälligerweise zweimal spektroskopiert wird. Dies ist bei einem Stern geschehen, dem sdO mit der Bezeichnung *SDSS J130059.20+005711.7*. Es handelt es sich um einen Stern der 16. Größenklasse, und daher sind seine Spektren mit S/N von 45 bzw. 57 deutlich besser als die typischen SDSS-Spektren. Die unabhängig voneinander durchgeführten Fits der Spektren liefert:

	Spektrum 1	Spektrum 2
T_{eff}	40 109±337 K	39 978±257 K
$\log g$	5.62±0.08	5.69±0.06
$\log y$	-0.39±0.04	-0.47±0.03
v_{rad}	10 km s ⁻¹	10 km s ⁻¹

Die Werte stimmen innerhalb der jeweiligen Fehlergrenzen überein, und die Genauigkeit erreicht den hohen Standard der SPY-Analyse. Für schwächere Sterne gilt dies allerdings nicht. Es ist zu erwarten, daß mit abnehmender Qualität die statistischen Fehler die systematischen übersteigen.

Aufgrund dieser Betrachtungen haben wir alle Fehler, die kleiner als die von Ströer et al. (2006) ermittelten Werte sind, als zu optimistisch angesehen und durch die realistischeren Fehler von Ströer et al. (2006) ersetzt.

Das gesamte Gitter ist selbstverständlich viel zu groß, als daß ein Standard-PC es im Speicher halten oder gar damit rechnen könnte. Also wird für jeden Stern ein kleiner Parameterraum ausgesucht, der die zu erwartenden Werte enthält. Dazu werden dem Programm in einer Steuerdatei dieser Parameterraum inklusive Startwerten, sowie die Absorptionslinien die es zu fiten gilt, mitgeteilt. *FITPROF* mittelt dann in zwei Intervallen rechts und links von jeder Linie das Kontinuum und normiert dieses auf Eins. Das Modell wird mit einem Gauß, dessen Halbwertsbreite dem Instrumentenprofil entspricht, gefaltet und anschließend mit dem beobachteten Spektrum verglichen bis sich das kleinste χ^2 findet. Die Interpolation zwischen den Gitterpunkten funktioniert hervorragend. Allerdings ist darauf zu achten, daß nicht über den vorgegeben Parameterraum hinaus extrapoliert werden darf. Die Erfahrung zeigt, daß die extrapolierten Werte teilweise extrem von den wahren Werten abweichen.

Viele heliumreiche sdOs haben eine sehr große Heliumhäufigkeit. Um sicherzugehen, daß diese Sterne in der Tat so reich an Helium sind und es sich nicht um ein falsches lokales Minimum

handelt weil der tatsächliche Wert zu weit von den Startparametern entfernt war, wurde bei allen diesen Kandidaten wie folgt verfahren: Als erster Parameterraum wurde $\log y = 0 \dots +1$ gewählt und einmal mit der unteren Grenze und einmal mit der oberen Grenze als Startwert gefittet. Lag der ermittelte Wert beide Male über der oberen Grenze, wurden beide um 1 dex erhöht und erneut mit beiden Werten gefittet. Dies wurde wiederholt, bis die Grenze des Gitters erreicht wurde ($\log y = +2$ oder $\log y = +3$). Lag dabei $\log y$ immer über der oberen Grenze wurde davon ausgegangen, daß die Heliumhäufigkeit in der Tat so hoch ist. Der letztendlich gültige Fit wurde durchgeführt mit auf der oberen Gittergrenze festgehaltenem $\log y$, in der Regel +3.

Das Verfahren mag etwas übertrieben scheinen, ist doch bei effektiven Temperaturen von über 40 000 K kaum mehr ein Unterschied zwischen $\log y = +2$ und $\log y = +3$ festzustellen (Ströer 2004). Für einen vertrauenswürdigen Fit sind aber alle Parameter unbedingt innerhalb der Gitter zu halten.

Dieser Iterationsprozess konvergierte bei der großen Mehrheit von HesdOs mit zu hohem Heliumgehalt. Bei einigen Sternen allerdings erwies sich $\log y$ als sehr sprunghaft. Diese Sterne wurden bei kleinen Startwerten von $\log y$ nach oben extrapoliert, bei großen Startwerten jedoch nach unten, teilweise sogar bis $\log y < 0$. Fits im negativen $\log y$ -Parameterraum führten aber durchweg wieder zu $\log y > 0$. Das ist konsistent mit den Spektren, die sehr starke und viele Heliumlinien aufwiesen, ein negativer $\log y$ -Wert kann also ausgeschlossen werden. Für diese Sterne wurde schließlich ebenfalls eine Heliumhäufigkeit an der oberen Grenze des Gitters angenommen. Mit T_{eff} und $\log g$ gab es kaum Probleme, lediglich ein sdO zeigte eine Schwerebeschleunigung von $\log g < 4.8$, der unteren Grenze des Gitters.

Über die Ursache dieses Verhaltens kann nur spekuliert werden. Vermutlich treten mehrere lokale Minima der χ^2 -Funktion auf. Aufgrund des erheblichen Rauschens läßt sich ein globales Minimum kaum noch auffinden, abhängig vom Startwert liefert der Algorithmus also verschiedene lokale Minima. Die beste Lösung mußte durch visuelle Inspektion gefunden werden.

Abb. 4.1 zeigt ein Beispiel für einen Fit eines sdO-Sterns. Im Spektrum des Sterns ist eine starke Abschwächung der Hell-Linien über 4686 Å, 5412 Å, 4542 Å und 4200 Å zu erkennen, während die Balmerreihe durchwegs sichtbar war. Das deutet auf stark dominierende Balmerlinien gegenüber der Hell-Pickeringserie hin, daher werden diese Absorptionslinien eben als Balmerlinien betrachtet und gefittet.

- H_c /Hell 3968 Å und höher liegen sehr nah am Rande des CCDs und die Detektorempfindlichkeit läßt dort signifikant nach. Diese Linien wurden daher nur in sehr guten Spektren gefittet.
- H_α /Hell 6560 Å wurde grundsätzlich nicht gefittet. Diese Linie liegt zunächst sehr weit im Roten und damit in einem Bereich in dem der Fluß gegenüber den restlichen Balmer- bzw. Pickering-Linien stark reduziert ist. In Abb. 4.1 ist gut zu sehen, daß die Einsenktiefe gegenüber dem Rauschniveau deutlich geringer ist — und das obwohl diese Linie sowohl beim Wasserstoff als auch beim Helium zu den stärksten Linien überhaupt gehört. Zusätzlich gibt es Hinweise darauf, daß zumindest einige subdwarfs Sternwinde aufweisen, welche H_α stark verfälschen können (Heber et al. 2003). Diese Sternwinde füllen den Linienkern auf oder lassen gar einen Emissionskern entstehen. Und in der Tat lassen sich einige Spektren finden, in denen Anzeichen von Emission in H_α zu sehen ist.
- H_β bis H_δ waren in den meisten Fällen ohne Probleme zu reproduzieren. Die entsprechenden Hell-Pickering-Linien bis auf Hell 4100 Å ebenfalls, letztere ist allerdings wegen des starken Pickering-Dekrements oft zu schwach, als daß daran ein vertrauenswürdiger Fit

durchzuführen ist. Immer jedoch wurde diese Linie zumindest mit angezeigt um eventuelle Abweichungen erkennen zu können.

- Hell 4686 Å als stärkste Hell-Linie wurde immer gefittet. Diese Linie gehört zu den schärfsten und deutlichsten und eignet sich zusammen mit Hel 4472 Å am besten zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeit. Probleme gab es selten, hin und wieder ist die Linie jedoch deutlich tiefer als im synthetischen Spektrum, unabhängig von Metallen oder sonstigen Merkmalen. Wahrscheinlich ist dies auf das Instrumentenprofil oder die Reduktionspipeline zurückzuführen.
- Hel 4472 Å wurde immer gefittet. Das Ionisationsgleichgewicht zwischen Hell und Hel ist ein besonders empfindlicher Indikator für die Temperatur. Aus diesem Grund wurde Hel 4472 Å als stärkste und ungestörteste Linie grundsätzlich gefittet, auch wenn sie im Spektrum nicht direkt zu sehen war. Tests haben ergeben, daß das Nichtbeachten dieser Linie oft zu falschen Liniestärken anderer Hel-Linien und damit zu falschen Temperaturen und Heliumhäufigkeiten führt.
- Hell 4026/Hel 4026 Å Diese beiden Linien liegen zu dicht beieinander, so daß sie nicht getrennt werden können. Diese Linie wurde nur dann verwandt, wenn keine andere Hel-Linie nachweisbar war. Nur dann kann nämlich davon ausgegangen werden, daß es sich um eine reine Hell-Linie handelt, der Beitrag des neutralen Heliums also vernachlässigbar ist. Umgekehrt wurde sie auch als Hel-Linie nur bei sehr schwachen Hell-Linien gefittet.

Wegen des stark reduzierten Flusses im roten Spektralbereich konnten nur in ungewöhnlich guten Spektren Linien langwelliger als $\lambda = 5412 \text{ \AA}$ verwendet werden.

Außerdem fällt in vielen Spektren auf, daß kurzwellig von 4000 \AA der Kontinuumsfluß nahezu konstant bleibt oder sogar abnimmt. Das ist offensichtlich auf Fehler in der Flußkalibration oder auf Probleme mit der Detektorempfindlichkeit zurückzuführen.

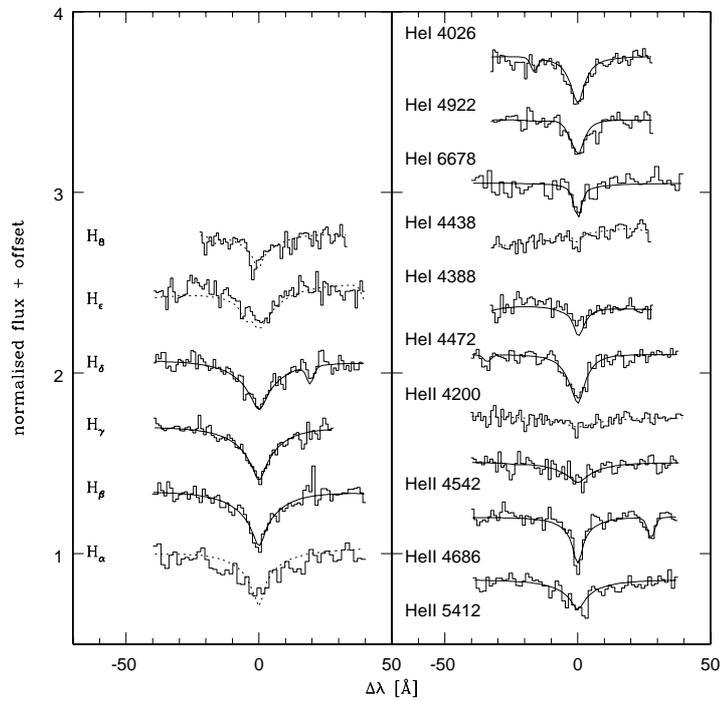


Abbildung 4.1: Beispiel des Fits für einen sdO-Stern. Die linke Seite zeigt den Fit der Wasserstoff-Balmer-Linien, die rechte Seite den der Helium-Linien. Das beobachtete Spektrum ist als Histogramm dargestellt, das gefittete synthetische Spektrum als durchgezogene Linie. Zur Kontrolle wurden auch Absorptionslinien, die wegen schlechter Qualität oder Unsicherheiten nicht gefittet wurden, eingezeichnet und mit dem Modell verglichen (gestrichelte Linien).

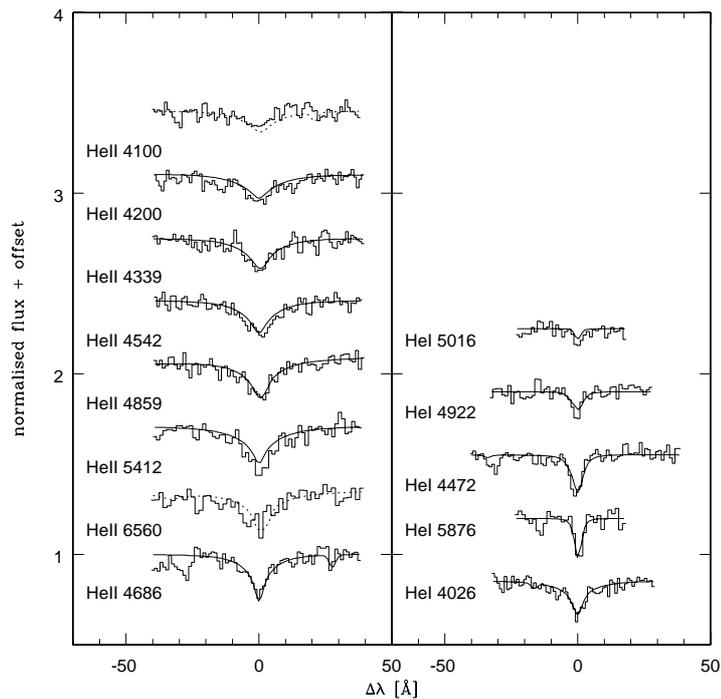


Abbildung 4.2: Beispiel des Fits für einen HesdO-Stern. Die linke Seite zeigt den Fit der He II-Linien, die rechte Seite den der He I-Linien. Man beachte die CIV-Linien links von He II 4686 Å und He I 4472 Å.

Kapitel 5

Die sdO Sterne aus dem SDSS

Die Ergebnisse der Spektralanalyse sollen nun vorgestellt und diskutiert werden. Dazu betrachten wir zunächst das $T_{\text{eff}}\text{-log } g$ -Diagramm (Kap. 5.1). Dann wird die Verteilung der Heliumhäufigkeiten untersucht und nach Korrelationen mit der CN-Klasse gesucht. Abschließend werden die kumulativen Leuchtkraftfunktionen für die Unterklassen berechnet und miteinander verglichen.

5.1 Das $T_{\text{eff}}\text{-log } g$ -Diagramm

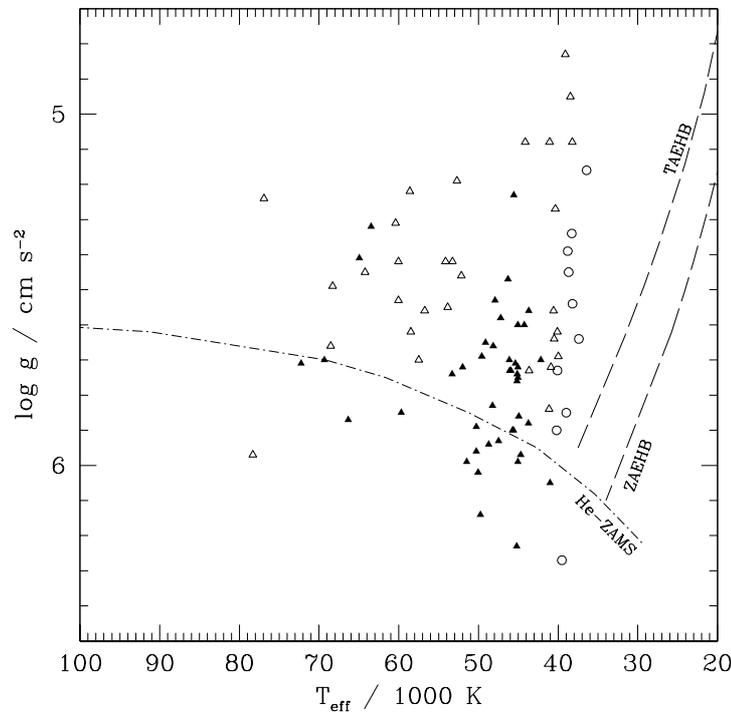


Abbildung 5.1: $T_{\text{eff}}\text{-log } g$ -Diagramm der SDSS-Sterne. Leere Dreiecke stehen für sdO-, gefüllte Dreiecke für HsdO-Sterne. Die leeren Kreise sind sdOB-Sterne, die mit im SDSS-Sample gefunden wurden. Außerdem eingezeichnet sind die Alter-Null-Heliumhauptreihe, sowie Beginn und Ende des EHB.

Das $T_{\text{eff}}\text{-log } g$ -Diagramm ist eines der wichtigsten Hilfsmittel, um Sterne mit den Vorhersagen von Evolutionstheorien vergleichen zu können. In Abb. 5.1 sind die Positionen der Sterne aus dem SDSS dargestellt, und mit der Alter-Null-Heliumhauptreihe (Paczynski 1971) und dem EHB (Dorman et al. 1993), begrenzt durch Zero Age und Terminal Age EHB (ZAEHB, TAEHB), verglichen. Gefüllte Dreiecke sind HesdOs, leere Dreiecke sdOs und leere Kreise stehen für sdOBs.

Die HesdOs decken einen weiten Bereich von $T_{\text{eff}} = 41\,000\text{ K} \dots 72\,000\text{ K}$ und $\log g = 5.23 \dots 6.23$ ab, eine auffällige Konzentration bei $T_{\text{eff}} = 45\,000\text{ K}$ ist aber deutlich zu sehen. Außerdem ist ein signifikanter Anteil an HesdOs unterhalb der HeZAMS zu finden. sdOs dagegen sind zwischen $T_{\text{eff}} = 38\,235\text{ K} \dots 78\,315\text{ K}$ und $\log g = 4.83 \dots 5.97$ verteilt, scheinen aber in zwei Gruppen zu zerfallen, eine kühle, ähnlich der der sdOB-Sterne, und eine heiße Gruppe.

5.2 Heliumhäufigkeiten und CN-Klassifikation

Als nächstes wollen wir die Heliumhäufigkeit ($y = N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$) genauer untersuchen. Dazu ist in Abb. 5.2 links die Heliumhäufigkeit gegen die Effektivtemperatur aufgetragen. In einigen Fällen konnten nur untere Grenzen für die Heliumhäufigkeit bestimmt werden. Diese sind durch eine waagrechte Linie verbunden, und durch einen Pfeil nach oben markiert.

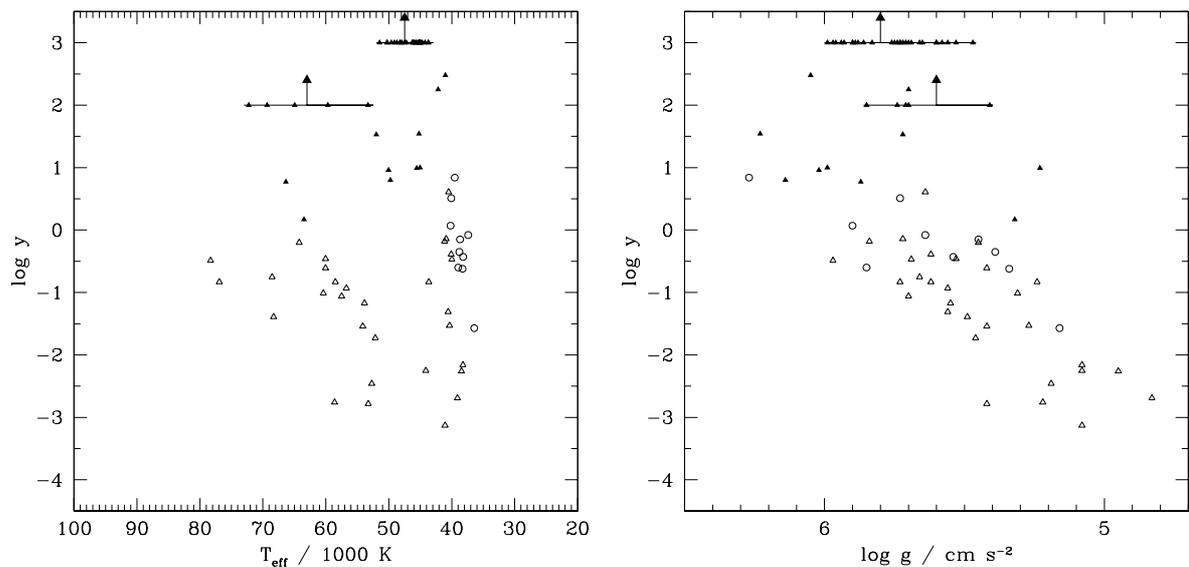


Abbildung 5.2: Links: $T_{\text{eff}}\text{-log } y$ -Diagramm der SDSS-Sterne. Rechts: $\log g\text{-log } y$ -Diagramm der SDSS-Sterne. Symbole wie in Abb. 5.1

Deutlich ist eine Trennung zwischen sdO und HesdO bei $\log y = 0$ zu sehen. Nur ein sdO liegt über dieser Grenze. Bei den heißeren sdOs läßt sich ein Trend zu zunehmender Heliumhäufigkeit bei wachsender Effektivtemperatur erkennen. Außerdem gibt es eine kühlere Gruppe von sdOs und sdOBs mit $T_{\text{eff}} \approx 40\,000\text{ K}$, aber die Streuung von $\log y$ ist um 1 dex größer als bei den heißeren sdOs. Beide Gruppen deuten eine Trennlinie bei $T_{\text{eff}} = 45\,000\text{ K}$ an. Diesem Temperaturbereich mit der Häufung von HesdOs und dem Fehlen fast jeglicher sdOs scheint eine wichtige Bedeutung zuzukommen.

Die HesdOs dagegen zeigen keinen eindeutigen Zusammenhang zwischen T_{eff} und der Heliumhäufigkeit. Das kann aber am großen Anteil der Sterne an den Gittergrenzen liegen. Trotzdem

ist ein Trend zu niedrigerem Heliumgehalt bei steigenden Effektivtemperaturen angedeutet, gegenläufig zu dem der heißen sdOs.

In Abb. 5.2 rechts ist die Heliumhäufigkeit über der Schwerebeschleunigung aufgetragen. Die sdOs zusammen mit den sdOBs sind in einem schmalen Band konzentriert und zeigen eine starke Abhängigkeit der Heliumhäufigkeit von der Schwerebeschleunigung: Mit wachsender Schwerebeschleunigung steigt auch der Heliumgehalt.

Die HesdOs zeigen eine weite Verteilung sowohl in $\log g$ als auch in $\log y$ bei einem Mittelwert von $\log g = 5.8$ dex, ohne daß eine $\log g$ - $\log y$ -Abhängigkeit erkennbar wäre.

In Kapitel 4.2 wurden die Sterne anhand von Kohlenstoff- und Stickstofflinien in die Klassen C, CN und N eingeteilt. Uns interessiert nun eine eventuelle Korrelation zwischen dieser CN-Klasse und der Heliumhäufigkeit. Dafür wurden die als C klassifizierten Sterne als aufrechte Dreiecke, die als N klassifizierten als gestürzte Dreiecke und die als CN klassifizierten als Diamanten in das T_{eff} - $\log g$ - und T_{eff} - $\log y$ -Diagramm eingetragen, siehe Abb. 5.3. Sterne ohne erkennbare Metalllinien in ihren Spektren sind durch offene Dreiecke symbolisiert.

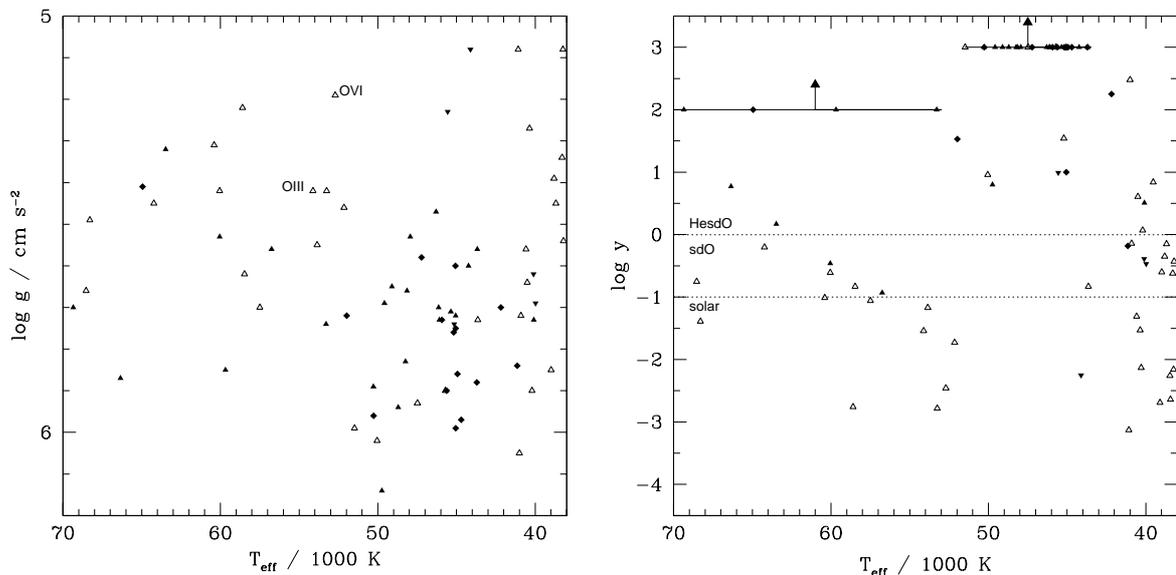


Abbildung 5.3: Links: T_{eff} - $\log g$ -Diagramm. Gestürzte Dreiecke kennzeichnen Sterne mit Stickstoff-, aufrechte Dreiecke Sterne mit Kohlenstoff- und Diamanten sind Sterne sowohl mit C- als auch N-Linien. Rechts: T_{eff} - $\log y$ -Diagramm. Außerdem sind die Werte für solare Heliumhäufigkeit und die Grenze von sdO- zu HesdO-Sternen eingezeichnet.

Es zeigt sich, daß die Unterteilung in sdO und HesdO nur für Zwecke der Spektralklassifikation sinnvoll ist. Aufgrund ihrer Analyseergebnisse zeigen Ströer et al. (2006) allerdings, daß eine Unterteilung in heliumreiche und heliumarme Sterne sinnvoller ist, da unterschiedliche physikalische Prozesse am Werke sind: Diffusion in heliumarmen, Mischprozesse bei heliumreichen Sternen.

Ströer et al. (2006) schlagen eine Einteilung in „heliumreiche sdO“ mit supersolarem Heliumgehalt und in „heliumarme sdO“ mit subsolaren Heliumhäufigkeiten vor. Damit wären alle C-, N- und CN-Typen heliumreiche sdO, während alle Typ 0 Sterne die heliumarmen sdOs ausmachen.

Diese Unterteilung ist anhand der SDSS-Spektren nicht so deutlich erkennbar, denn die

Spektren sind nicht gut genug, um alle Metalllinien sicher erkennen zu können. Aber der Trend kann eindeutig bestätigt werden.

5.3 Kumulative Leuchtkraft Funktion

Eine weitere Möglichkeit der Analyse bietet die sogenannte „kumulative Leuchtkraftfunktion“ (cumulative luminosity function, CLF). Dabei wird der Anteil an Sternen unterhalb einer Leuchtkraft an der Gesamtzahl der Sterne gegen die Leuchtkraft aufgetragen. Diese Art der Darstellung bietet die Möglichkeit, die Verteilung der Sterne auf verschiedene Populationen zu vergleichen. Ein flacher Verlauf der CLF bedeutet dabei eine geringe Zahl an Objekten in diesem Bereich, während ein steiler Anstieg für eine Häufung steht.

Die Probleme der unbekannt Parameter zur Berechnung der Leuchtkraft (siehe Kap. 1.2) lassen sich umgehen, wenn man stattdessen das Verhältnis zur Eddingtonleuchtkraft L/L_{edd} verwendet, bei dem sich die Unbekannten herauskürzen. Die Eddingtonleuchtkraft $L_{\text{edd}} = 4\pi \frac{GMm_p c}{\sigma_T}$, mit m Protonmasse und σ_T der Thompson-Querschnitt, ist die maximale Leuchtkraft mit der sich ein Stern unter der Annahme einer vollständig ionisierten Wasserstoffatmosphäre noch im hydrostatischen Gleichgewicht befindet.

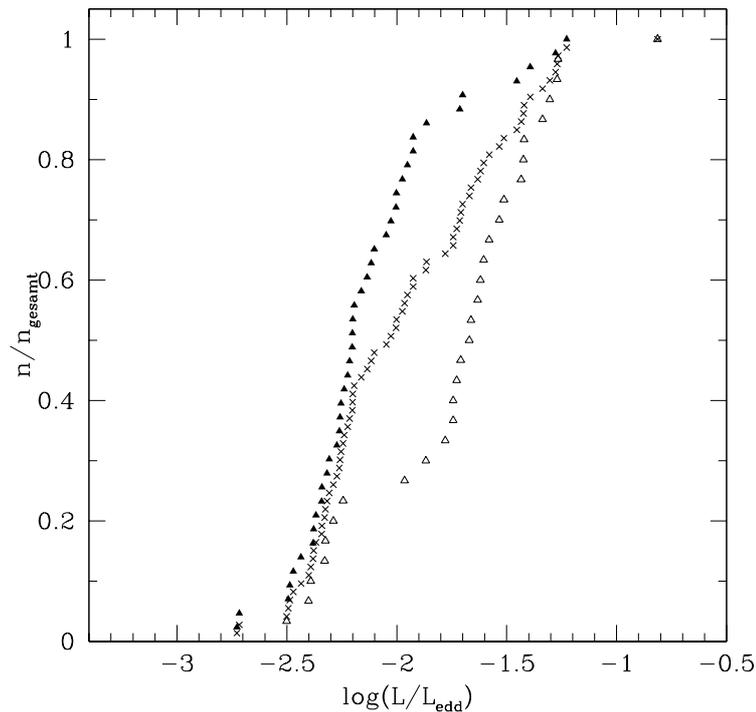


Abbildung 5.4: Kumulative Leuchtkraftfunktionen. Oben: Kreuze sind sdOs und HesdOs zusammen, offene Dreiecke sind sdOs, gefüllte repräsentieren HesdOs. Man beachte die Häufung der HesdOs, sowie den Hinweis auf zwei Sequenzen in den sdOs.

In Abb. 5.4 ist die CLD für Sterne aus dem SDSS dargestellt. Kreuze stehen für die zusammengefaßten sdOs und HesdOs. SdOs alleine sind offene Dreiecke, gefüllte Dreiecke repräsentieren die HesdOs.

Man erkennt eine sehr homogene Verteilung der subdwarfs aus dem SDSS zwischen $\log(L/L_{\text{edd}}) = -2.5$ und -1.2 . Das spricht für eine erfreulich dichte und homogene Erfassung der Sterne.

Die HesdO-Sterne sind auf einen engen Bereich zwischen $\log(L/L_{\text{edd}}) = -2.0$ und -2.4 konzentriert, dieses Intervall enthält 80% der HesdOs. Die sdOs dagegen verteilen sich auf das Intervall $\log(L/L_{\text{edd}}) = -2.5 \dots -1.0$, allerdings sind deutlich zwei Sequenzen erkennbar, eine zwischen $\log(L/L_{\text{edd}}) = -1.3 \dots -1.7$ und die zweite, deutlich weniger bevölkerte, zwischen $\log(L/L_{\text{edd}}) = -2.2 \dots -2.4$.

In Kapitel 5.1 und 5.2 hat sich bereits die Existenz zweier Gruppen von sdOs angedeutet. Daher ist in Abb. 5.5 eine Trennung der heißen sdOs mit $T_{\text{eff}} > 45\,000\text{ K}$ von den restlichen, kühleren sdOs vorgenommen worden.

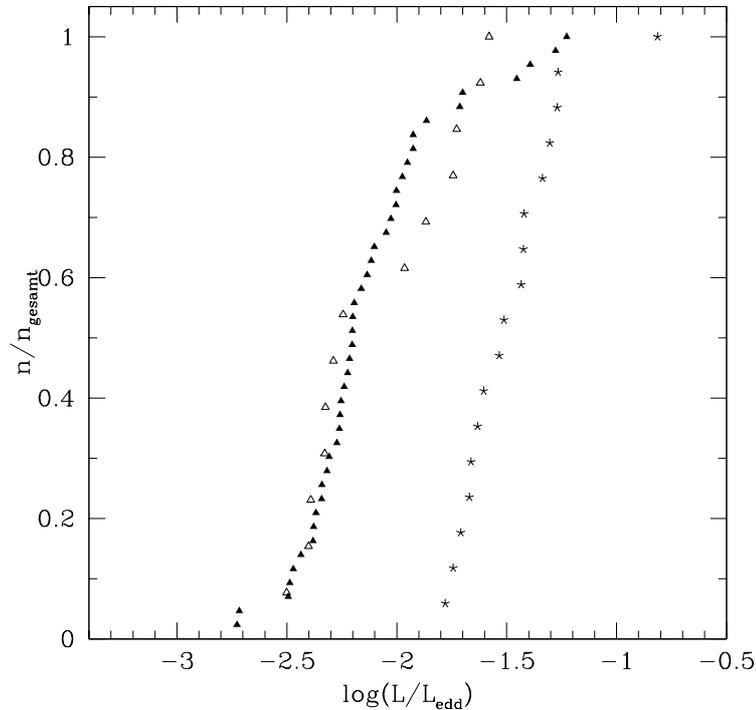


Abbildung 5.5: Kumulative Leuchtkraftfunktionen. HesdOs sind wieder gefüllte Dreiecke, die offenen Dreiecke symbolisieren nun die kühlen sdOs und die Sterne stehen jetzt für sdOs mit $T_{\text{eff}} > 45\,000\text{ K}$.

Die CLF der kühlen sdOs ist kaum von der der HesdOs zu unterscheiden, während die heißen sdOs eine etwa 0.5 dex größere Leuchtkraft aufweisen. Interessanterweise sind die kühlen sdOs in einem größeren Leuchtkraftintervall von 0.9 dex zu finden als die heißen sdOs, die auf ein nur 0.5 dex weites Intervall verteilt sind, und das trotz ihrer viel größeren Streuung in der Effektivtemperatur und der starken Abhängigkeit der Leuchtkraft von T_{eff} .

Für einen Vergleich der Daten aus SPY und SDSS sind in Abb. 5.6 deren kumulative Leuchtkraftfunktionen gegenübergestellt. Die im SDSS-sample in Abb. 5.4 sichtbare untere, leuchtschwächere Sequenz der sdOs ist in den SPY-sdOs ebenfalls zu erkennen, hier aber deutlich dichter bevölkert, etwa 50% der Sterne fallen in diese Sequenz. Der obere, leuchtstärkere Abschnitt ist bei SPY durch drei Sterne mit $\log(L/L_{\text{edd}}) = -1.75$ nur angedeutet. Dabei darf man nicht vergessen, das SPY und SDSS zwei grundsätzlich verschiedene Ziele haben, daher ist diese

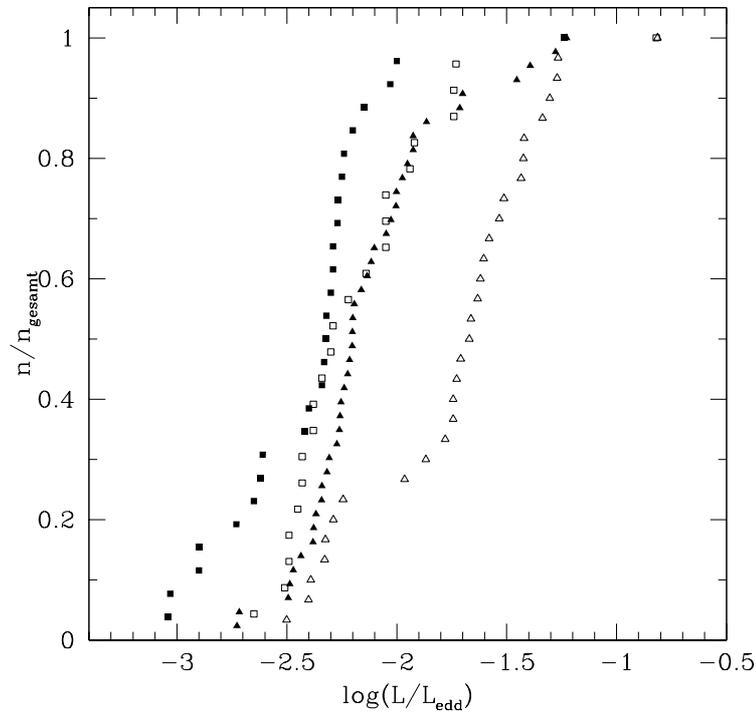


Abbildung 5.6: Kumulative Leuchtkraftfunktionen. Quadrate repräsentieren die Daten von SPY (Ströer et al. 2006) (offen: sdO, gefüllt: HesdO), Dreiecke die SDSS-Daten (offen: sdO, gefüllt: HesdO).

Diskrepanz wahrscheinlich durch andere Auswahlkriterien zu erklären. Der Unterschied der HesdOs ist nicht so stark ausgeprägt, es fällt aber auf, daß SPY-Sterne eher die leuchtschwächeren Objekte darstellen. In beiden Samples repräsentieren die sdO-Sterne die leuchtkräftigere Gruppe gegenüber den HesdO-Sternen.

Wir schlüsseln in Abb. 5.7 oben beide Samples zusätzlich noch in heiße und kalte sdO-Sterne auf. Gefüllte Dreiecke sind HesdOs aus SDSS, offene Dreiecke sind kühle sdOs aus SDSS und Sterne sind heiße sdOs aus SDSS. Das SPY-sample wird ebenfalls aufgeteilt, gefüllte Quadrate sind HesdOs, offene Quadrate sind kühle sdOs und die durchgezogene Linie sind die wenigen heißen sdOs aus SPY.

Unten in Abb. 5.7 wurden beide Datensätze vereinigt um ein komplettes Bild zu bekommen. Dabei wurden die sdOs bei einer Temperatur von 45 000 K in zwei verschiedene Samples getrennt. Die HesdO und die kühlen sdOs zeigen dabei über weite Strecken sehr ähnliches Verhalten.

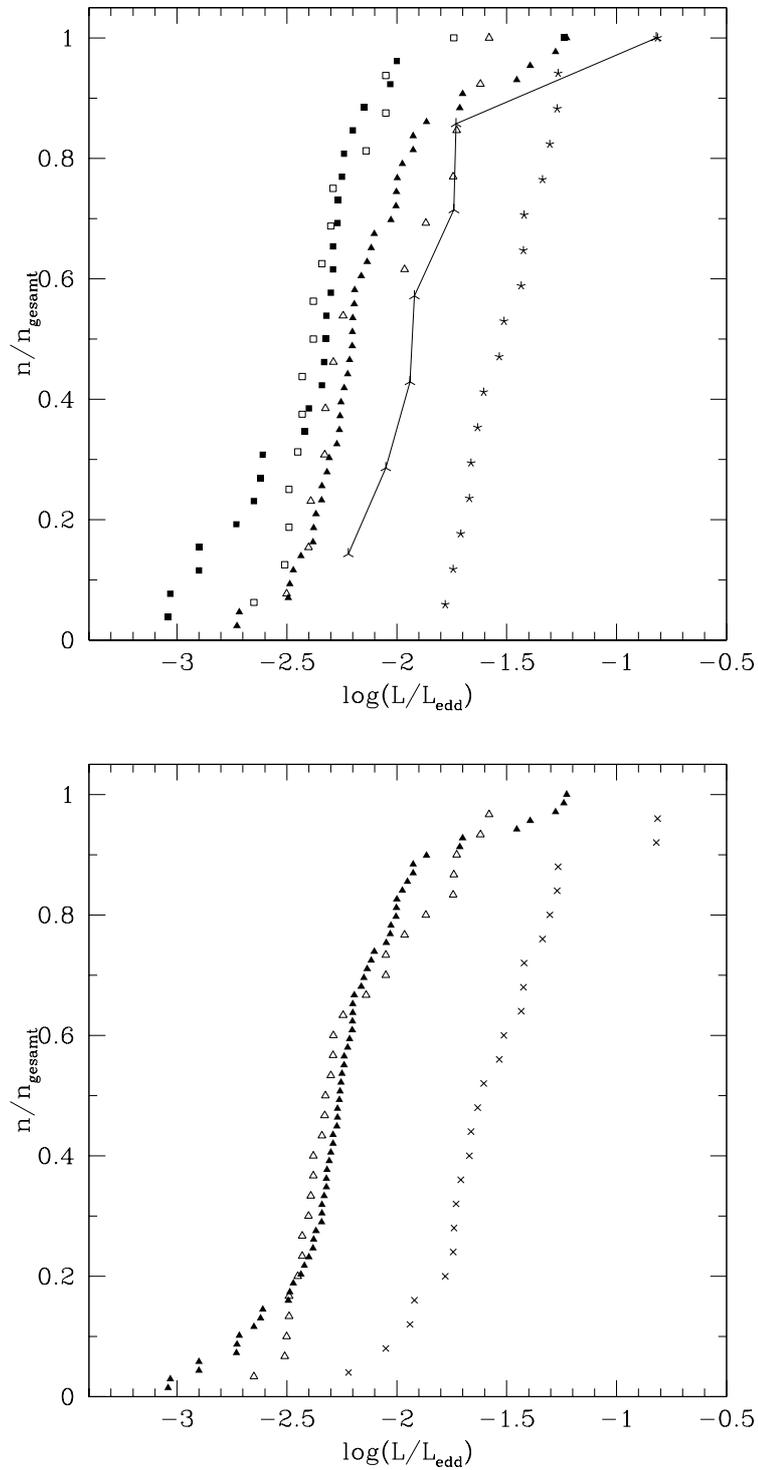


Abbildung 5.7: Kumulative Leuchtkraftfunktionen. Oben: Quadrate repräsentieren die Daten von SPY (Ströer et al. 2006) (offen: sdO, gefüllt: HesdO), Dreiecke die SDSS-Daten (offen: sdO, gefüllt: HesdO). Rechts: Nach Zusammenführen der SPY- und der SDSS-Daten. Gefüllte Dreiecke sind HesdOs, offene Dreiecke die kühlen sdOs mit $T_{\text{eff}} < 45000 \text{ K}$ und die Kreuze sind heiße sdOs.

Kapitel 6

Test der Entwicklungsszenarien

Im Folgenden werden anhand von Entwicklungsrechnungen verschiedene Szenarien auf Plausibilität überprüft. Dabei wird der SDSS-Datensatz erweitert durch die sdBs und sdOs aus SPY von Lisker et al. (2005), Ströer et al. (2006), sowie der sdOBs und sdBs von Edelman (2003). Mit 138 sdBs, 34 sdOBs, 53 sdOs und 69 HesdOs liegt den folgenden Betrachtungen eine bisher unerreichte Datenbasis für alle Klassen der heißen unterleuchtkräftigen Sterne vor.

Außerdem wird im Folgenden die rein spektrale Klassifikation in sdO und HesdO durch die Unterteilung in heliumreiche und heliumarme sdO-Sterne ersetzt, wie Ströer et al. (2006) vorschlagen.

6.1 T_{eff} -log g -Diagramm und Entwicklungswege

6.1.1 Entwicklung als Einzelstern

Um Aufschluß über den Entwicklungszustand und die Herkunft der Sterne zu erhalten, werden diese im T_{eff} -log g -Diagramm mit verschiedenen theoretischen Entwicklungsrechnungen, die bereits in Kap. 1.3.2 und 1.3.3 vorgestellt wurden, verglichen. Nämlich zum einen die post-EHB-Entwicklung nach Dorman et al. (1993), das late hot flasher Szenario von Sweigart (1997) und post-AGB-Entwicklung nach Schönberner (1979, 1983).

In Abb. 6.1 finden sich neben den Subdwarfs auch zwei Entwicklungswege verschiedener Anfangsmassen der post-AGB-Evolution, sowie drei Dorman-Tracks mit den Anfangskernmassen $M_i = 0.471, 0.473, 0.475 M_{\odot}$. Diese Massen repräsentieren für verschiedene Metallizitäten die minimalen Kernmassen, die ein Stern an der Spitze des RGB besitzen muß, um mit dem Heliumbrennen beginnen zu können. Kein einziger der sdO-Sterne liegt auf dem EHB, angedeutet durch ZA- und TAEHB. Dafür ist eine große Zahl bis weit unter die HeZAMS verstreut. Diesen Sternen ist es nicht möglich, Helium stabil im Kern zu verbrennen.

Es ist deutlich, daß die post-EHB-Tracks zwar mitten durch die Populationen der subdwarfs gehen, trotzdem lassen sie große Teile unberührt und können nur für einen Teil aller Sterne verantwortlich sein.

Dieser Teil sind vor allem sdB-Sterne, speziell die sdBs zwischen ZAEHB und TAEHB, sowie einige der heliumarmen sdOs. So schließen wir aus Abb. 6.1, daß die post-EHB Entwicklungswege offensichtlich die sdB- und sdOB-Sterne mit den kühlen heliumarmen sdOs geringer Schwerebeschleunigung bis hin zu den heißen mit hohem log g unterhalb der HeZAMS verbinden, es aber nicht schaffen, die Verteilung der heliumangereicherten sdOs zu erklären.

Auffällig immerhin ist eine Sequenz von elf heliumreichen sdOs mit T_{eff} zwischen 45 000 K und 55 000 K und log g zwischen 5.5 dex und 5.9 dex, die genau auf den Tracks liegen. Trotzdem

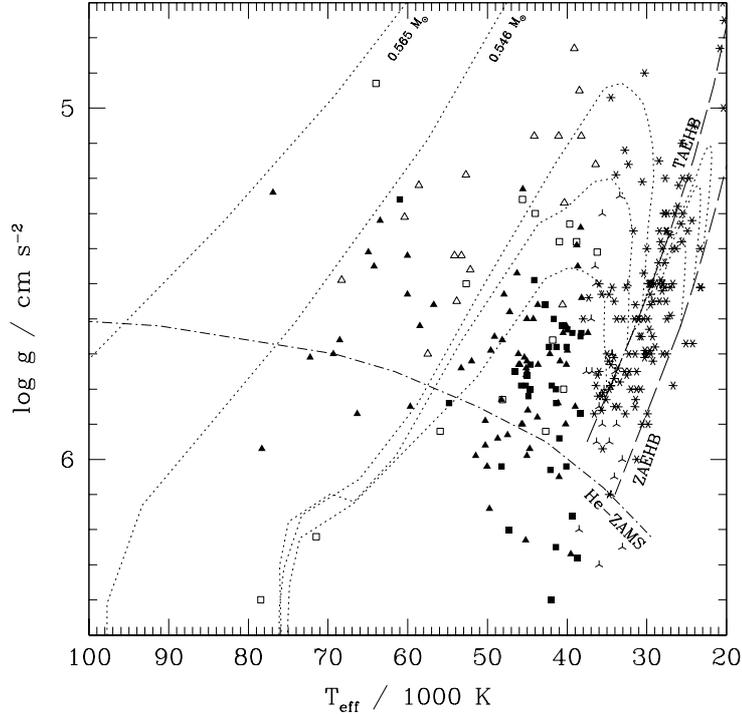


Abbildung 6.1: $T_{\text{eff}}\text{-}\log g$ -Diagramm der SDSS-Sterne, sowie der SPY sdOs und sdBs und der sdOBs und sdBs von Edelman et al. (2003). Außerdem eingezeichnet sind die Alter-Null-Heliumhauptreihe, sowie Beginn und Ende des EHB. Entwicklungstracks von Schönberner (1979) (pAGB) und Dorman et al. (1993) (pEHB) sind ebenfalls dargestellt. Die Dorman-Tracks gehören von unten nach oben zu Sternen mit $M_c = 0.471 M_\odot, 0.473 M_\odot$ und $0.475 M_\odot$.

sprechen die bisherigen Erkenntnisse stark gegen ihre Zugehörigkeit zu diesen.

Allerdings verfehlt die post-EHB-Entwicklung den Häufungsbereich zwischen $T_{\text{eff}} = 45\,000 \text{ K}$ und $40\,000 \text{ K}$, $\log g = 5.6 \dots 6.1$ komplett, ebenso alle heißen sdOs. Für letztere kann man sicherlich EHB-Entwicklungen von Sternen mit größerer Kernmasse sowie teilweise die post-AGB-Entwicklung verantwortlich zeichnen. Zwei sdOs sind deutlich als post-AGB-Sterne zu klassifizieren.

In der Gruppe zwischen post-EHB und post-AGB Tracks mit $\log g = 5.2 \dots 5.7$ können einige der heißeren Sterne ebenfalls noch als post-AGB gezählt werden, allerdings spricht die extrem kurze Entwicklungszeit von $40\,000$ Jahren vom Abstoßen des PN bis zum WD-Stadium dieser Wege stark gegen eine Häufung von Sternen dieses Entwicklungszustandes.

Beide Szenarien beschreiben einen guten Teil der subdwarf-Populationen, sie sind in Ausschnitten sogar sehr vielversprechend. Es gelingt ihnen aber nicht, das Gesamtbild der Verteilung zu erklären. Auch die Anreicherung von Helium und Kohlenstoff/Stickstoff in den sdOs mit supersolaren Heliumhäufigkeiten ist nicht durch die post-EHB-Entwicklung erklärbar, es gibt schlicht keinen Hinweis darauf, wie Sterne nach Verlassen des EHB plötzlich bedeutende Häufigkeiten von Metallen und Helium in ihren Atmosphären zeigen können.

Aus diesen Ergebnissen folgern wir, daß die heliumarmen sdO-Sterne zusammen mit den sdB- und sdOB-Sternen eine zusammenhängende Population darstellen: heliumarme sdOs sind entwickelte sdB-Sterne, denen es aufgrund ihrer geringen Masse und der fehlenden Wasserstoffscha-

le verwehrt bleibt, ein zweites Mal zu den hohen Leuchtkräften der Roten Riesen aufzusteigen. Stattdessen stehen sie vor, oder sind sogar schon auf der White Dwarf Cooling Curve.

Für die stark mit Helium angereicherten unterleuchtkräftigen O-Sterne müssen wir andere Entwicklungskanäle in Betracht ziehen. Ein solcher findet sich in den late hot flashers, also Sternen, die sich nach dem Roten-Riesen-Stadium schon auf dem Weg zum Weißen Zwerg befinden, bevor sie den Heliumflash erleben.

Normalerweise zündet der Heliumflash auf der Spitze des Roten-Riesen-Astes. Ein Stern mit zu geringer Kernmasse wird auf dem RGB kein Heliumbrennen beginnen, sondern sich zum Weißen Zwerg entwickeln. Die Masse kann aber trotzdem groß genug sein, daß bei höheren Temperaturen auf dem Weg zur White Dwarf Cooling Curve der Flash stattfindet, also deutlich später als bei massereicheren Sternen. Durch den Flash wird außerdem Kohlenstoff und Helium aus tieferen Schichten in die Atmosphäre transportiert. Ein solcher Stern wird mit deutlich erhöhtem Heliumgehalt auf dem EHB nahe der Helium Hauptreihe landen.

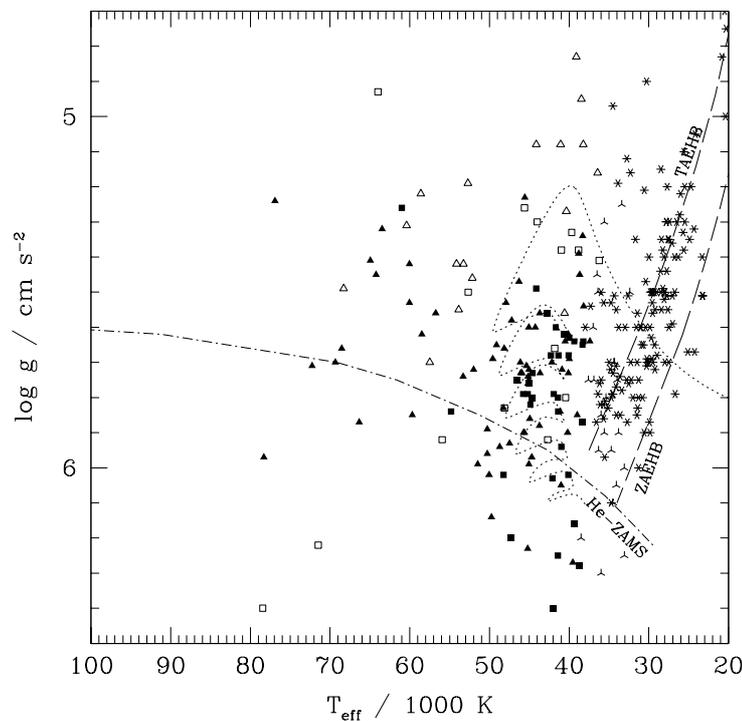


Abbildung 6.2: $T_{\text{eff}}\text{-}\log g$ -Diagramm der SDSS-, SPY- und Edelmann-Sterne. Ein late-hot-flasher-Entwicklungsweg ist eingezeichnet.

Abb. 6.2 zeigt die Verteilung der heliumreichen und heliumarmen sdOs zusammen mit einem von Sweigart (1997) berechnetem Entwicklungsweg eines late hot flashers und in der Tat liegt eine signifikante Menge der heliumreichen sdOs auf diesem Track. Die finale Zusammensetzung dieses Modells ist $X=0.154$ und $Y=0.814$, der Rest Kohlenstoff oder, wenn während des Flashs C^{12} zu N^{14} verbrannt wird, Stickstoff.

Es wäre jedoch zu voreilig, diese Sterne als late hot flasher zu bezeichnen: Die Zeitskalen sind am unteren Ende des Tracks deutlich größer als zu Beginn, die Häufung der sdOs in der Mitte widerspricht dieser Tatsache. Diese Diskrepanz zwischen Sterndichte und Entwicklungszeit ist bei Ströer et al. (2006) ausgeprägter, die Sterne aus dem SDSS-sample bilden unterhalb der

Helium Hauptreihe die Mehrheit und verlagern den Schwerpunkt ein wenig zu höherer Schwebeschleunigung, allerdings nicht weit genug, um dieses Ungleichgewicht zu eliminieren.

6.1.2 Entwicklung als Komponente eines Binärsystems

Auch wenn die obigen Szenarien für Teilpopulationen sehr erfolgreich scheinen, so klären sie das Mysterium der sdO-Sterne mit überwiegend Helium in ihrer Atmosphäre nur unbefriedigend (late hot flasher), bzw. gar nicht (post-EHB).

Die bisher ausführlichsten Studien zu Doppelsternen als mögliche Vorläufer der EHB-Sterne wurden von Han et al. (2002, 2003) durchgeführt. Sie berücksichtigen „Common Envelope“, „Roche-Lobe Overflow“ und das Verschmelzen zweier Weißer Zwerge, siehe Kap. 1.3.3. Die aus diesen Simulationen hervorgehenden Resultate sind vor allem Vorhersagen über die Dichte der EHB-Sterne im $T_{\text{eff}}\text{-log } g$ -Diagramm.

Während Lisker et al. (2005) ihre sdBs in diesen Diagrammen mit den Vorhersagen der Simulationen vergleichen konnten, steht uns diese Analyse nicht zur Verfügung. Die unterleuchtkräftigen O-Sterne sind, wie auch Ströer et al. (2005, 2006) feststellen, deutlich heißer als der von Han et al. (2002, 2003) abgedeckte Bereich.

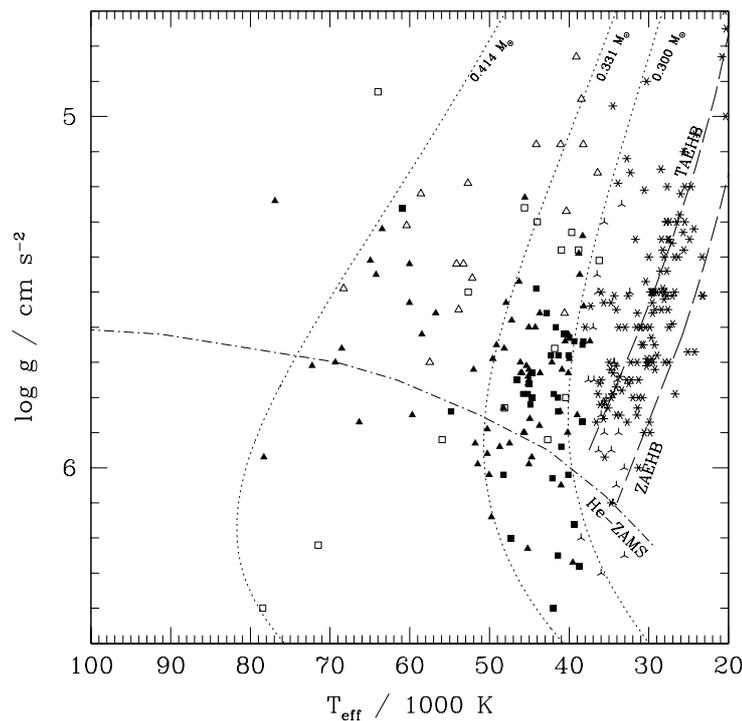


Abbildung 6.3: $T_{\text{eff}}\text{-log } g$ -Diagramm der SDSS-, SPY- und Edelmann-Sterne. Post-RGB-Tracks von Driebe et al. (1998) sind zum Vergleich mit eingezeichnet.

Driebe et al. (1998) untersuchten die Entstehung von Helium-Weißen Zwergen. Bei diesem Prozess ist es notwendig, daß der Stern nicht mit dem zentralen Heliumbrennen beginnt, dafür kommen nur sehr massearme Sterne mit $M_i < 0.5 M_{\odot}$ in Frage. Da Sterne dieser Anfangsmasse länger als eine Hubblezeit auf der Hauptreihe verbringen, kommen sie nicht als Vorläufer in Betracht. Stattdessen gehen Driebe et al. (1998) von einem $1 M_{\odot}$ Hauptreihenstern als Kom-

ponente eines Binärsystems aus und entwickeln diesen unter der Annahme von Massentransfer zu seinem Begleiter über das Rote-Riesen-Stadium ohne Einsetzen des Heliumbrennens weiter zu einem Weißen Zwerg mit Heliumkern. Die Entwicklung solcher Sterne führt direkt durch den EHB und könnte daher ein möglicher Entstehungskanal für unterleuchtkräftige Sterne sein. In der Tat hat Heber 2003 die Masse eines sdBs zu $M = 0.23 M_{\odot}$ bestimmen können, weit unterhalb der kanonischen $0.5 M_{\odot}$.

Abb. 6.3 zeigt die heißen unterleuchtkräftigen Sterne aus SPY, SDSS und von Edlmann et al. (2003) im $T_{\text{eff}}\text{-log } g$ -Diagramm mit den von Driebe et al. (1998) berechneten Tracks für Weiße Zwerge mit einem Heliumkern von $0.300 M_{\odot}$ bis $0.414 M_{\odot}$. Alle heliumreichen sdOs passen verblüffend gut in diese Tracks.

Die Versuchung ist groß, heliumreiche sdOs als Weiße Zwerge geringer Masse mit einem Heliumkern zu betrachten. Allerdings ist die Heliumhäufigkeit an der Oberfläche ($Y=0.301$ in Masseanteilen, für alle drei Tracks) bei Weitem nicht ausreichend, um die beobachtete Heliumhäufigkeit zu erklären.

6.2 $T_{\text{eff}}\text{-log } y\text{-Diagramm}$

Edlmann et al. (2003) glaubten in der Verteilung der Sterne im $T_{\text{eff}}\text{-log } y$ -Diagramm zwei voneinander unabhängige Sequenzen von sdBs zu erkennen.

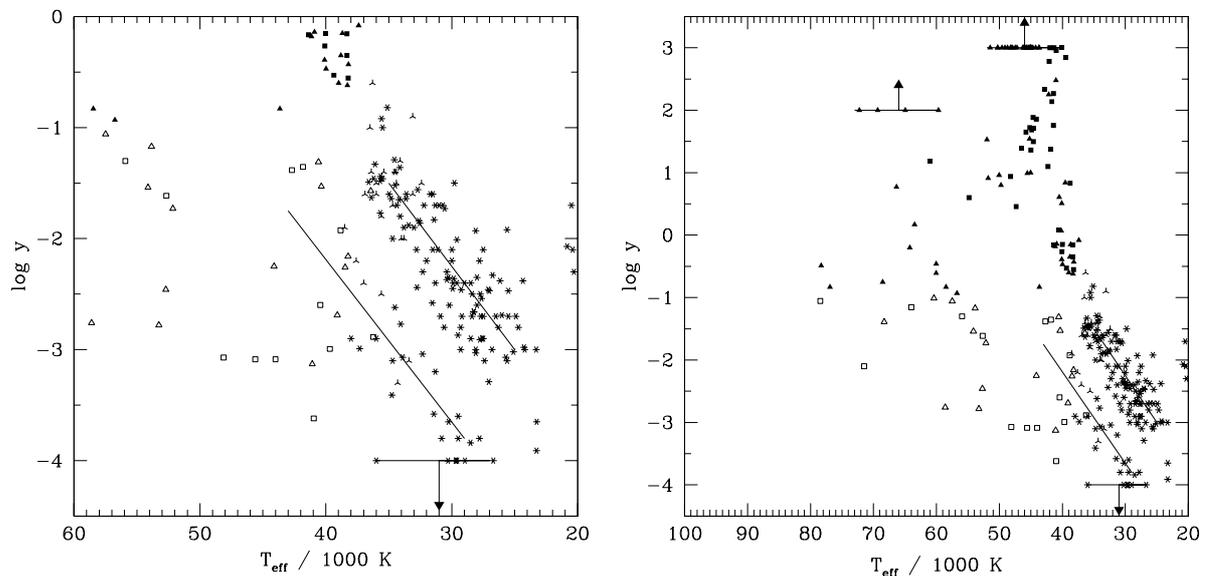


Abbildung 6.4: Die von Edlmann et al. (2003) entdeckten zwei Sequenzen. Die linke Abbildung zeigt den relevanten Ausschnitt, die rechte Abbildung zeigt die Sequenzen im Gesamtbild der Verteilung.

Mit den oben festgestellten Unterschieden in der Entwicklung von heliumreichen und heliumarmen sdO-Sternen können wir sicher ausschließen, daß es einen Zusammenhang zwischen der oberen Sequenz und den bei höheren Heliumhäufigkeiten darüberliegenden sdOs gibt. Die obere Sequenz kann also nicht zu höherem $\log y$ fortgesetzt werden, wie die rechte Abbildung vielleicht suggeriert.

Die SDSS-Daten erweitern die Verteilung der heliumarmen sdOs zu höheren Effektivtemperaturen und verwischen damit die bisherige Andeutung der unteren Sequenz. Wir schließen daher, daß die Existenz zweier unterschiedlicher Verteilungen auf Auswahleffekte bisheriger Beobachtungen zurückzuführen sind.

Kapitel 7

Der Schnelläuferstern US 708

Im SDSS Sample fand sich ein Stern, der durch seine extreme Rotverschiebung besonders auffiel. Es handelt sich um den Stern US 708, $\alpha_{2000} = 9^{\circ}33'21''$ $\delta_{2000} = +44^{\circ}17'5''$. Der Stern wurde von Usher et al. (1982) entdeckt, es existieren aber keine weiteren publizierten Untersuchungen. Die SDSS-Bezeichnung ist *SDSS J093320.86+441705.4*. Der Stern gehört zur Klasse der HesdO, also der heliumreichen sdO-Sterne.

Das Spektrum (siehe Abb. 7.1) weist eine Rotverschiebung von etwa 10 bis 14 Å auf. Leider hatte das SDSS Spektrum ein sehr schlechtes S/N von 14.5 und eine genaue Bestimmung von T_{eff} , $\log g$, $\log y$ und vor allem v_{rad} war deswegen nicht mit Sicherheit möglich. Angesichts der geringen Helligkeit von US 708 ($ugriz = 18.35, 18.75, 19.30, 19.67, 20.05$), war diese schlechte Qualität des Spektrums zu erwarten.

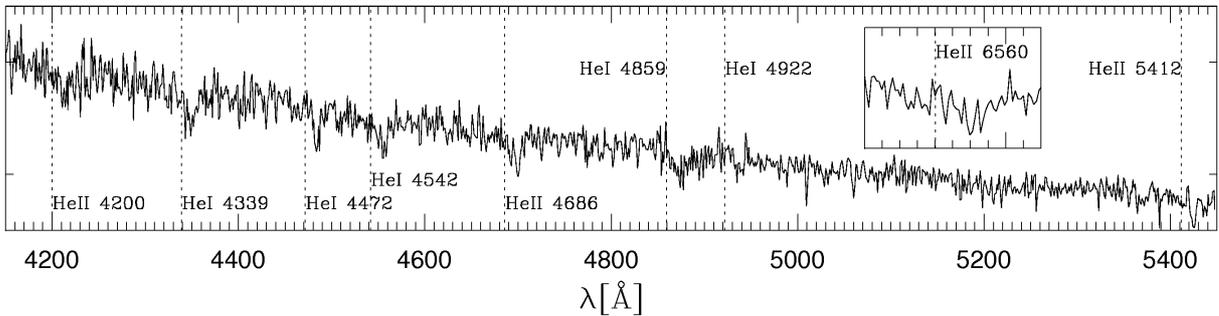


Abbildung 7.1: SDSS-Spektrum von US 708. Der kleine Kasten zeigt die H_{α} -Linie, bzw. die HeII 6560 Linie.

Freundlicherweise stellte mir Prof. Bresolin vom Institute for Astronomy, Hawaii zwei Spektren des Sterns zur Verfügung. Diese Spektren wurden aufgenommen mit dem LRIS (Low Resolution Imaging Spectrometer) Instrument am Keck I Teleskop.

LRIS kann simultan zwei verschiedene Spektralbereiche aufnehmen. Dazu wird das Licht durch einen Strahlteiler geleitet und beide Strahlengänge nach Passieren eines dispersiven Mediums (Gitter, Grism) auf jeweils einen CCD-Chip geleitet. Verwendet wurde der 1.5'' Langspalt. Im blauen Teil wurde das 600/4000 Grism eingesetzt, im roten Teil das 900/5500 Gitter. Die erzielte Auflösung mit diesem Aufbau beträgt 5 Å und 4.5 Å für den blauen bzw. roten Kanal. Dies ist zwar geringer als die Auflösung des SDSS-Spektrums, aber immer noch gut ausreichend um die Radialgeschwindigkeit zu messen. Mit dem bedeutend größeren Spiegel des Keck-Teleskops reichte eine Integrationszeit von 15 Minuten, um ein aussagekräftiges Spektrum zu erhalten, mit dem sich die Parameter des Sterns bestimmen lassen.

7.1 Datenreduktion

Für den LRIS-Spektrographen steht ein Datenreduktionspaket für IRAF bereit, welches automatisch den Overscanbereich findet und das Bias abzieht.

Die Datenreduktion erwies sich jedoch als schwieriger als gedacht. Für den blauen Bereich gab es nur drei Flatfields, und eine genaue Inspektion ergab eine deutliche Abweichung einer Aufnahme von den beiden restlichen. In Abbildung 7.2 ist das abweichende einem normalen Flatfield gegenübergestellt, links im Bild ist deutlich der Unterschied zu erkennen. Die Ursache dieses Artefaktes muß leider ungeklärt bleiben. Die übrigen beiden Aufnahmen aber sind in Ordnung und konnten zu einem Bild vereinigt werden, jedoch nicht unter Verwendung eines Medianfilters.

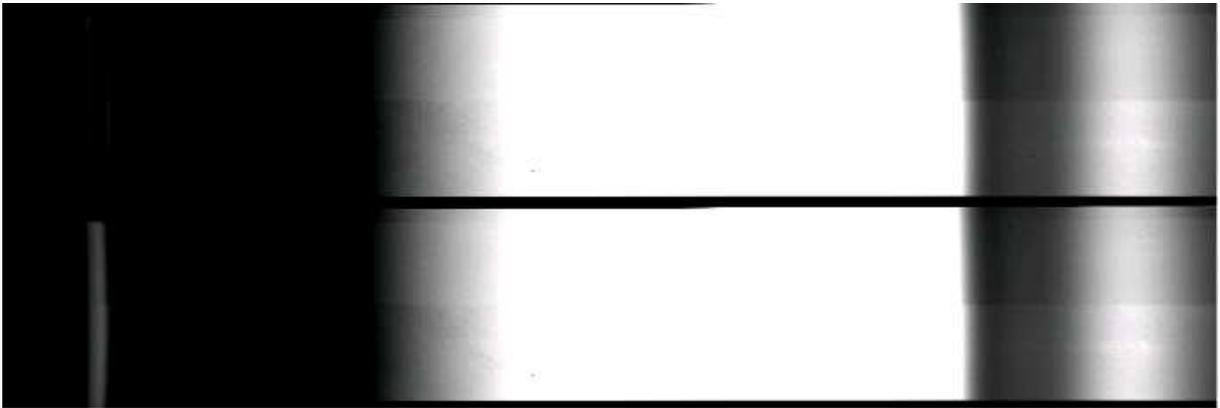


Abbildung 7.2: Flatfeldaufnahmen. Ein sauberes Flatfield (oben) ist dem fehlerhaften Flatfield (unten) gegenübergestellt. Links ist das Artefakt zu erkennen.

Die fünf Aufnahmen der roten Flatfields sind ebenfalls in Ordnung und konnten mit einem Medianfilter vereinigt werden.

Leider verwendete nur der rote Kanal eine Verstärkerkonfiguration, die eine automatische Biaskorrektur zuließ. In den blauen Aufnahmen hingegen war der Overscanbereich nicht eindeutig zu erkennen und auf eine Biaskorrektur mußte verzichtet werden. Stattdessen wurde der Untergrund links und rechts vom Spektrum gemittelt und abgezogen.

Die Wellenlängenkalibration gelang trotz einer sehr dürftigen Dokumentation mit Zn, Hg und Cd Linien für den blauen Kanal und mit den Nachthimmelslinien für den roten Kanal. Die Spektren reichen von 4000 Å bis 5000 Å, bzw. von 5200 Å bis 6650 Å und sind in Abb. 7.3 dargestellt.

Auch im Keck-Spektrum wird die hohe Rotverschiebung sofort sichtbar. Damit bestätigt sich zumindest qualitativ der Befund aus den SDSS-Spektren.

Allerdings enthielt die Tabelle der Nachthimmelslinien nur Linien von etwa 5600 Å bis 6600 Å und damit fällt der zuverlässig kalibrierte rote Bereich kleiner aus, außerhalb dieses Intervalls mußte die Wellenlänge ohne die Kontrolle durch entsprechende Linien extrapoliert werden und ist damit nicht vertrauenswürdig.

7.2 Bestimmung der Radialgeschwindigkeit

Im roten Spektralbereich fanden sich erwartungsgemäß wenige brauchbare Linien: H_{α} bzw. Hell 6560 Å, Hel 5876 Å und Hell 5412 Å. Aufgrund der hohen Rotverschiebung überlagert sich die

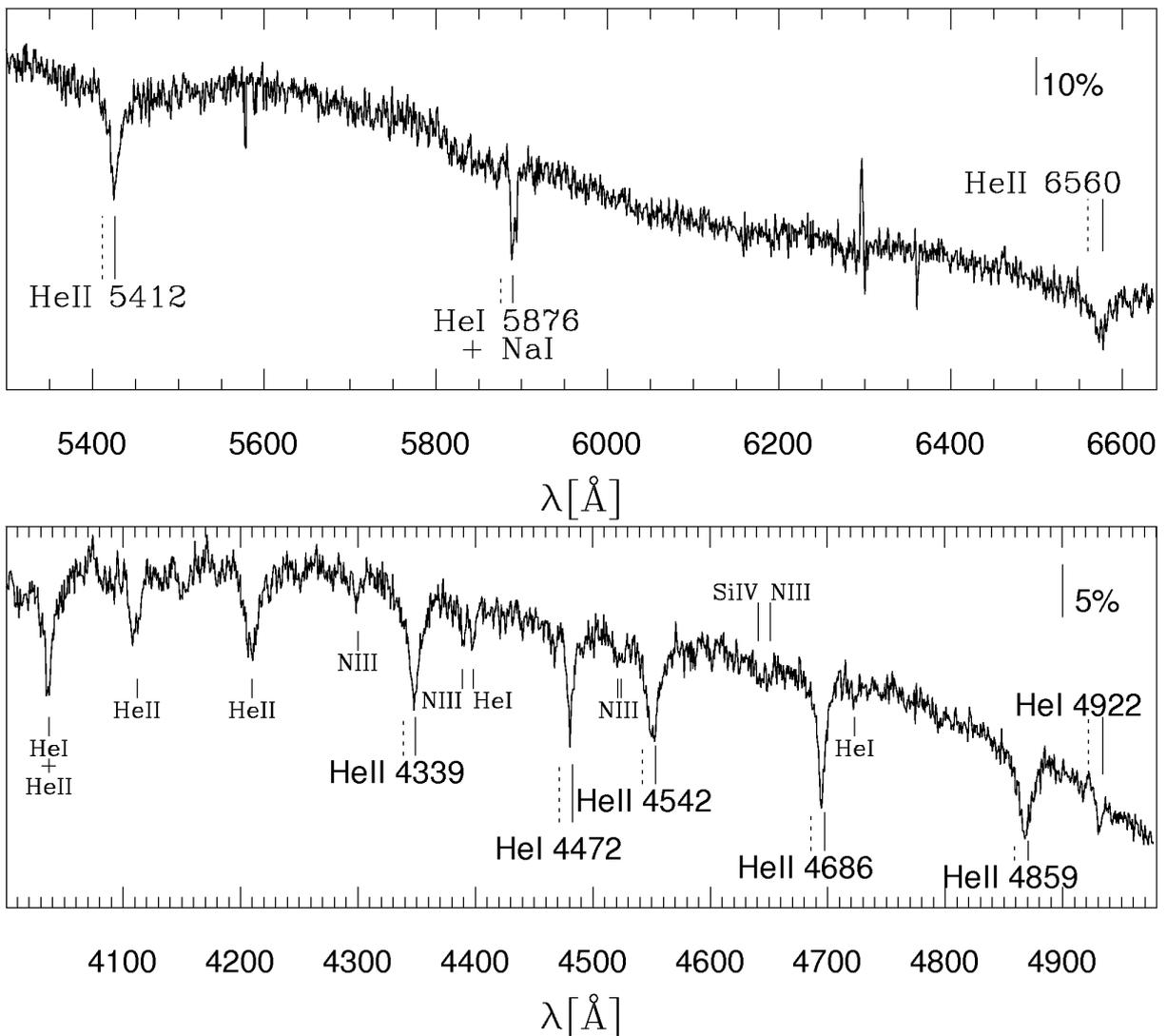


Abbildung 7.3: Keck LRIS Spektren von US 708. Oben der rote Bereich, unten der blaue. Die fettgedruckten Linien im unteren Spektrum wurden zur Bestimmung von v_{rad} vermessen. Man beachte den hohen Anteil an Hel und an Metallen.

HeI 5876 \AA mit den interstellaren NaI-Linien bei 5890 \AA und 5895 \AA . HeII 6560 \AA ist wegen ihrer Breite, dem Rauschen und den oben erwähnten Unsicherheiten mit H_{α} ebenfalls nicht einwandfrei verwendbar. Die sauber ausgeprägte HeII 5412-Linie ließe sich zwar sehr gut verwenden, allerdings ist, wie bereits erwähnt, die Wellenlängenkalibration in diesem Bereich nicht vertrauenswürdig.

Das blaue Spektrum enthält zehn Linien, von denen sechs als genau zu vermessen beurteilt wurden (Abb. 7.3). Die Linien HeII 4200 \AA und 4100 \AA haben kein gut definiertes Linienzentrum, während HeI 4388 \AA und 4713 \AA zu schwach sind, um ein eindeutiges Signal zu liefern. Wegen des hohen Gehalts an Hel ist außerdem nicht klar, zu welchem Anteil HeII 4026 \AA von Hel beeinflusst wird. Diese Linie wurde daher ebenfalls nicht berücksichtigt. Mit einem Gauß-Fit wurde $\Delta\lambda$ bestimmt und in die Radialgeschwindigkeit umgerechnet. Zur Bestimmung der heliozentrischen Korrektur wurde die entsprechende Funktion in Midas herangezogen. Die Korrektur

beträgt -26 km s^{-1} .

Linie	$\Delta\lambda$ in \AA	v_{rad} in km s^{-1}
Hel 4472	10.8	725
Hel 4922	12.4	756
Hell 4339	10.4	719
Hell 4542	11.3	746
Hell 4686	11.6	743
Hell 4859	11.6	716
Mittel	734	$\pm 15 \text{ km s}^{-1}$
heliozentrisch	708	$\pm 15 \text{ km s}^{-1}$

In Abb. 7.4 ist die Verteilung der Radialgeschwindigkeiten für die SDSS-Spektren dargestellt, US 708 liegt weit außerhalb der Verteilung.

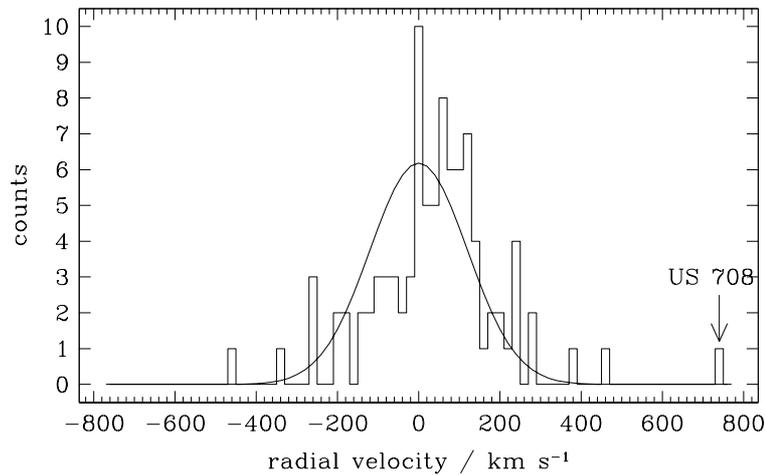


Abbildung 7.4: Verteilung der Radialgeschwindigkeiten der SDSS-Spektren als Histogramm. Über die Verteilung ist eine Gaußkurve gelegt, die die Verteilung in der Sonnenumgebung widerspiegelt.

7.3 Spektralanalyse

Die Bestimmung der atmosphärischen Parameter erfolgte wie in Kapitel 4.5 beschrieben. Gefittet wurden Hell 4100 \AA , 4200 \AA , 4339 \AA , 4542 \AA , 4686 \AA und 4859 \AA sowie Hel 4472 \AA . Da die Detektorempfindlichkeit rotwärts von Hel 4922 \AA stark abnimmt, ist keine zuverlässige Kontinuumsbestimmung mehr möglich, diese Linie kann somit nicht gefittet werden. In Abb. 7.5 ist der Fit dargestellt, die Qualität ist zufriedenstellend, und es ergeben sich folgende Parameter:

$$\begin{aligned}
 T_{\text{eff}} &= 45\,561 \pm 675 \text{ K} \\
 \log g &= 5.23 \pm 0.12 \\
 \log(N_{\text{He}}/N_{\text{H}}) &= 0.99 \pm 0.18
 \end{aligned}$$

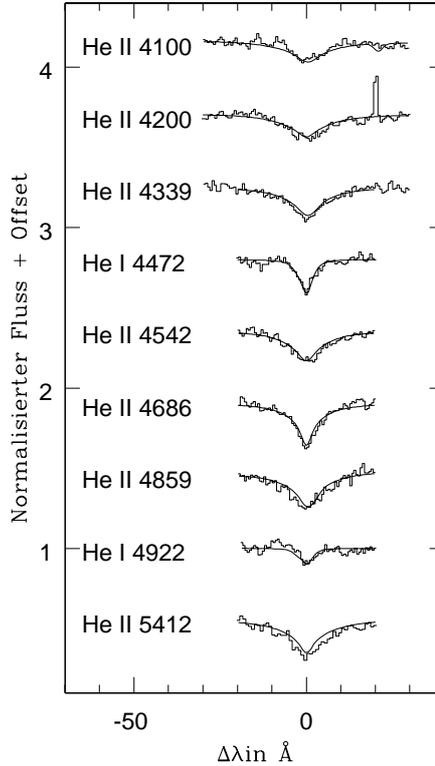


Abbildung 7.5: Parameterfit von US 708.

7.4 Entfernung und Ursprung von US 708

Aus den Magnituden im *ugriz*-System wurde die visuelle Helligkeit mittels der von Smith et al. (2002) angegebenen Umrechnungsformel $V = g - 0.55(g - r) - 0.03 = 19.0$ berechnet. Die Extinktion ist bei der hohen galaktischen Breite von US 708 ($b = 47$) unbedeutend. Mit diesen Parametern und der kanonischen Masse von $0.5 M_{\odot}$ hat der Stern eine Entfernung von $19.3^{+3.1}_{-2.7}$ kpc zur Sonne. Unter Verwendung der Entfernung Sonne – Galaktisches Zentrum von 8.5 kpc ist der Stern 25.8 kpc vom Zentrum entfernt und befindet sich 14.1 kpc über der Galaktischen Scheibe. Die Raumbewegung läßt sich nicht berechnen, da bisher keine Eigenbewegung gefunden wurde¹. Wir können aber eine Minimalgeschwindigkeit bestimmen, wenn wir die Eigenbewegung zu Null setzen. Dazu verwendeten wir das Programm *ORBIT6* von Odenkirchen & Brosche (1992). Es ergeben sich die Galaktischen Geschwindigkeiten $U = -471 \text{ km s}^{-1}$, $V = 259 \text{ km s}^{-1}$ und $W = 525 \text{ km s}^{-1}$ (U in Richtung des Galaktischen Zentrums, V in Richtung der Rotation der Milchstraße). Die galaktozentrische Geschwindigkeit relativ zum lokalen Inertialsystem ist somit 751 km s^{-1} . Die Fluchtgeschwindigkeit eines Sterns in dieser Entfernung vom Zentrum jedoch ist nur $v_{\text{esc}} = 430 \text{ km s}^{-1}$! Wir können also mit Sicherheit davon ausgehen, daß US 708 gravitativ ungebunden ist und unsere Galaxie in absehbarer Zeit verlassen wird. Damit gehört US 708 zu einer neuen Klasse von Sternen, die erst in jüngster Vergangenheit vermehrt ins Blickfeld gerückt sind: die sogenannten *hypervelocity stars* (HVS).

US 708 ist erst der dritte bekannte HVS, die beiden anderen sind jedoch Hauptreihensterne

¹Es existiert ein Eintrag von US 708 im USNO-B1.0-Katalog mit $\mu_{\alpha} = 6 \pm 1 \text{ mas yr}^{-1}$ und $\mu_{\delta} = 2 \pm 3 \text{ mas yr}^{-1}$. In Anbetracht der geringen Helligkeit des Sterns betrachten wir die Fehler als zu optimistisch und die Angaben als nicht realistisch.

vom Spektraltyp B. Alle drei sind deutlich schneller als ihre jeweilige Fluchtgeschwindigkeit. Nun sind Sterne mit hohen Radialgeschwindigkeiten keine so große Seltenheit, es gibt viele O und B Sterne die aufgrund von dynamischen Wechselwirkungen ihrem Geburtsort in der Scheibe entfliehen. Es handelt sich dabei aber um junge Sterne, und keiner von ihnen erreicht die galaktische Fluchtgeschwindigkeit. Für diese besonders schnellen HVS sind also bisher unbekannte Mechanismen verantwortlich:

- a) Hills (1988) kam zu dem Schluß, daß ein supermassives Schwarzes Loch im Zentrum der Milchstraße Sterne mit bis zu 4000 km s^{-1} herauskatapultieren könnte. Der Mechanismus dafür erfordert einen Stern mit Begleiter. Dieses System kann durch die Gezeitenkräfte auseinandergerissen werden und während ein Stern fest an das Schwarze Loch gebunden wird, bekommt der andere genug Energie und wird herausgeschleudert. Dieses Szenario soll Produktionsraten von bis zu 10^{-5} yr^{-1} erreichen.
- b) Ähnlich, aber um sechs Größenordnungen ineffektiver, können zwei ungebundene Sterne in der Nähe des Schwarzen Loches interagieren, indem einer vom Schwarzen Loch eingefangen wird, der andere jedoch entflieht.
- c) Ein weiteres mögliches Szenario von Yu & Tremaine (2003) besteht aus einem kleineren Schwarzen Loch, gebunden an das zentrale, supermassive Schwarze Loch. Durchkreuzt ein Stern dieses System, so findet auch hier ein Energieübertrag statt, das Schwarze Loch bindet sich stärker an das supermassive Schwarze Loch, und der Stern wird stark beschleunigt. Dieser Mechanismus ist zehnmal effektiver als a), es gibt bisher jedoch keinen Hinweis auf ein binäres SMBH im Galaktischen Zentrum, so daß dieser Mechanismus spekulativ ist.

Gualandris et al. (2005) haben in numerischen Simulationen das erste Szenario untersucht und fanden einen kleinen Prozentsatz an sehr engen Doppelsternen, die während dieses Ereignisses verschmelzen und dann entkommen. Verschmelzende Doppelsterne sind ein wichtiges Entstehungsszenario für sdOs, siehe Kap. 1.3.3, daher ist dieses Ergebnis besonders interessant und genauere Modellierungen und Untersuchungen sind notwendig.

Wir können die Vermutung über den Ursprung von US 708 testen, indem wir den Pfad des Sterns bis zum Galaktischen Zentrum zurück rekonstruieren. Da die Eigenbewegung unbekannt ist, variierten wir sie so, bis das Galaktische Zentrum getroffen wurde.

Diese Variation der Eigenbewegung und numerische Integration des Weges von US 708 mit Hilfe des Programmes *ORBIT6* ergaben $\mu_\alpha = -2.2 \text{ mas yr}^{-1}$ und $\mu_\delta = -2.6 \text{ mas yr}^{-1}$ für einen Ursprung im Umkreis von 10 pc vom Zentrum. Damit würde der Stern 30 Millionen Jahre zum Erreichen seiner jetzigen Position brauchen – konsistent mit der Lebenszeit eines subdwarfs von etwa 100 Millionen Jahren. Da es sich bei US 708 um den nächsten bekannten HVS handelt, sollte alle Anstrengung unternommen werden, seine Eigenbewegung genauer zu vermessen und die obige Vorhersage zu verifizieren.

Edelmann et al. (2006) kommen durch ähnliche Überlegungen auf die LMC als Ursprung ihres HVS Sternes HE 0437-5439. Sollte sich diese Vorhersage bewahrheiten, wäre dies ein starkes Indiz für ein massereiches Schwarzes Loch in der LMC!

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Trotz ihrer Bedeutung für viele Teilbereiche der Astronomie sind die heißen unterleuchtkräftigen Sterne, die sdO-Sterne, bis heute nur unzureichend verstanden. Von den sdO-Sternen sind bisher deutlich weniger spektroskopisch analysiert worden als von den sdB-Sternen. Zusätzlich bilden sie eine sehr inhomogene Gruppe. Um Aussagen über ihren Entwicklungszustand treffen zu können, müssen also möglichst viele weitere Sterne spektroskopiert und analysiert werden.

Der Sloan Digital Sky Survey (SDSS) ist eine photometrische und spektroskopische Himmelsdurchmusterung. Die große Himmelsabdeckung und die Erfassung auch sehr dunkler Sterne garantiert die Entdeckung sehr vieler bisher unbekannter sdO-Sterne. Wir haben mit Hilfe der Farbkriterien $(u - g) < 0.4$ und $(g - r) < 0.1$ die heißen, blauen Sterne selektiert und diese visuell auf unterleuchtkräftige O-Sterne durchsucht. So fanden wir 118 sdO-Sterne und 38 ähnliche Objekte. 72 der 118 sdO-Spektren wiesen eine ausreichende Qualität auf, um eine verlässliche quantitative Spektralanalyse mit Hilfe von aktuellen NLTE-Modellen durchzuführen. Dazu wurden die beobachteten Spektren mit synthetischen innerhalb eines weiten Modellgitters verglichen und über χ^2 die Effektivtemperatur T_{eff} , die Schwerebeschleunigung g und der Heliumgehalt $y = \text{He}/\text{H}$ bestimmt.

Die Verteilung im $T_{\text{eff}}\text{-log } g$ -Diagramm zeigt eine Häufung der HesdO-Sterne in einem kleinen Intervall der Effektivtemperatur bei 45 000 K. Viele der HesdOs befinden sich unterhalb der Helium-Hauptreihe und können keine stabile Heliumfusion im Kern aufrechterhalten. Die sdOs dagegen decken einen weiten Bereich sowohl in der Effektivtemperatur, als auch in der Schwerebeschleunigung ab. Auffällig ist aber die geringe Zahl an sdOs im Häufungsbereich der HesdOs, es ist eine Lücke auszumachen, welche die sdOs in zwei Gruppen teilt: heiße sdOs mit $T_{\text{eff}} > 45\,000\text{ K}$ und kühle sdOs die sich bei 40 000 K mit den sdOB-Sternen vermischen und offensichtlich die Fortsetzung dieser zu höheren Temperaturen darstellen.

Die Inspektion der Spektren führte außerdem zur Entdeckung eines Sterns mit sehr hoher Radialgeschwindigkeit. Dieser Stern, US 708, ist mit $v_{\text{rad}} = 708 \pm 15$ schneller als die Fluchtgeschwindigkeit unserer Galaxie. Damit ist er gravitativ ungebunden und wird die Milchstraße in ferner Zukunft verlassen.

Zwei weitere Sterne sind als ungebunden zur Milchstraße bekannt, sie alle bilden eine neue Klasse von Sternen, die „hyper velocity stars“ (HVS). Die bisher bekannten Mechanismen, die Sterne so stark beschleunigen können, erfordern alle ein supermassives Schwarzes Loch. Damit sind die HVS-Sterne eine weitere Möglichkeit, Aussagen über das Zentrum der Galaxie zu treffen.

Um die Aussagekraft der Statistik zu erhöhen, wurden die Sterne aus dem SDSS und die aus dem SPY-Survey miteinander verglichen. Dabei wurde ersichtlich, daß in der Tat ein bedeutender Anteil an HesdOs unterhalb der Helium-Hauptreihe liegt. Außerdem fällt auf, daß die heißen sdO-Sterne im SPY stark unterrepräsentiert sind. Abgesehen von diesen sind die kumulativen

Leuchtkraftfunktionen beider Surveys jedoch sehr ähnlich und zeigen, daß keine systematischen Unterschiede existieren.

Der Vergleich mit verschiedenen Entwicklungsszenarien bestätigt zunächst die Zusammengehörigkeit der sdB/sdOB-Sterne mit den sdOs, die als entwickelte post-EHB Sterne anzusehen sind. Für die heliumreichen sdO-Sterne kommt diese kanonische Entwicklung nicht in Frage.

Die Sterne im Häufungsbereich über der Heliumhauptreihe können durch das „Merger“-Szenario erklärt werden, d.h. sie könnten durch das Verschmelzen zweier Helium-Weißer Zwerge in engen Doppelsternsystemen entstanden sein. Aber auch das „late hot flasher“-Szenario ist nicht ganz auszuschließen, in dem es durch einen verzögerten Heliumkernflash zum Untermischen und Verbrennen der ursprünglichen Wasserstoffhülle kommt. Allerdings sollten dann die HesdO-Sterne bei höheren Schwerebeschleunigungen zu finden sein, als wir beobachten.

HesdOs unter der Helium-Hauptreihe ließen sich durch post-RGB-Entwicklungen erklären. Die post-RGB-Tracks fallen sehr deutlich mit der Verteilung der Sterne zusammen. Aber post-RGB-Sterne müssen einen Begleiter haben und daher radialgeschwindigkeitsvariabel sein, eine Vorhersage, die noch der Überprüfung bedarf. Unverstanden bleiben auch die heißen HesdOs

Als wichtigste Frage, die in Zukunft geklärt werden muß, sehen wir den Einfluß der Metalle auf die Parameterbestimmung. Ihre Effekte auf die Temperaturbestimmung durch Metalllinienblanketing bedürfen einer genaueren Untersuchung. Außerdem müssen die Häufigkeiten von Kohlenstoff und Stickstoff quantitativ bestimmt werden. Dafür eignen sich die SPY-Spektren vor allem aufgrund ihrer höheren Auflösung besser als die SDSS-Spektren und bieten Daten genug für weiterführende Arbeiten.

Kapitel 9

Weitere interessante Objekte

Leider reichte die Bearbeitungszeit dieser Diplomarbeit nicht aus, um alle interessanten Objekte zu behandeln, bietet doch jedes einzelne Stoff genug für eine eigene Arbeit. Im Folgenden werden diese Objekte aufgezählt und es wird nur kurz auf einige von ihnen näher eingegangen.

9.1 Ein sdO mit doppelten Linien

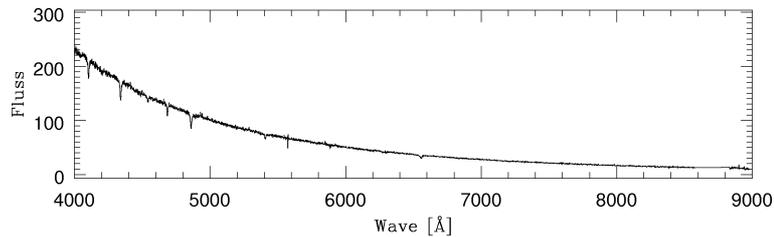


Abbildung 9.1: Das gesamte Spektrum von SDSS J084423.12+075306.1 zeigt einen normalen Flußverlauf eines heißen, blauen Sterns.

Ein Stern, der sdO *SDSS J084423.12+075306.1*, $ugriz = 16.00, 16.46, 17.02, 17.43, 17.73$, ist durch interessante Linienkerne aufgefallen, sein gesamtes Spektrum ist in Abb. 9.1 dargestellt. Der Stern zeigt deutlich alle Balmerlinien, Hell 5412 Å, 4686 Å, 4542 Å und, gerade noch erkennbar, 4200 Å, jedoch keine Hel-Linien.

Eine genaue Analyse bestätigte den ersten Verdacht: Jede Helium- und Wasserstofflinie ist zweigeteilt, nur die H_{β} zeigt nur eine Komponente, siehe Abb. 9.2. Die kurzwelligere Komponente ist um etwa 1 Å blauverschoben, während die langwelligere Komponente um 3 Å bis 5 Å rotverschoben ist. Dies ist unabhängig davon, ob es sich um eine Wasserstoff- oder Heliumlinie handelt. Wir haben hier also ein Binärsystem bestehend aus zwei sehr ähnlichen sdOs.

Mit seinen 16 Magnituden ist dieses System ein geeignetes Objekt für Radialgeschwindigkeitsmessungen mit dem Ziel, die Periode und vielleicht auch die Massen beider Komponenten zu bestimmen.

9.2 Zwei sdO-Sterne mit spektralen Merkmalen eines Begleiters

Zwei unterleuchtkräftige O-Sterne unseres Samples zeigen deutliche Anzeichen eines Begleiters in ihren Spektren: Absorption im G-Band von 4300 Å bis 4320 Å, Mgl-Linien des Triplets bei

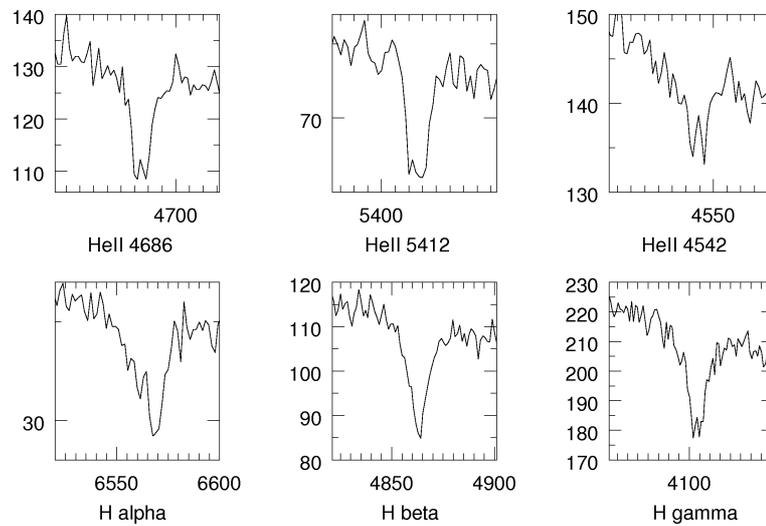


Abbildung 9.2: Die drei stärksten Hell-Linien, sowie die ersten drei Linien der Balmer Serie.

5167 Å, 5173 Å und 5184 Å sowie Ca I 4227 Å und die Kalzium H- und K-Linien (3968 Å und 3934 Å). Bei beiden Sternen handelt es sich um sehr heliumarme sdOs. Ihre Spektren sind in Abb. 9.3 gezeigt.

Das obere Spektrum gehört zu *SDSS J093612.62+622700.7* ($ugriz = 16.00, 16.02, 16.08, 16.12, 16.20$) und das untere Spektrum ist *SDSS J140916.11+382832.1* ($ugriz = 16.22, 16.33, 16.51, 16.60, 16.68$).

Die geringe Zahl von Binärsystemen in unserer Sample zeigt, daß unsere Farbkriterien bei der Auswahl der Spektren (siehe Kap. 3.2) sehr gut gewählt waren.

9.3 PG 1159 Sterne

PG1159-Sterne sind heiße wasserstoffarme Vorläufer Weißer Zwerge zwischen dem AGB und der White Dwarf Cooling Curve. Ihre Effektivtemperatur reicht bis 200 000 K bei hohen Schwerebeschleunigungen bis $\log g = 8$ dex. Die Spektren sind gekennzeichnet durch fehlende Balmerabsorptionslinien, dafür zeigen manche leichte Emissionslinien. Dominiert wird das Spektrum von Hell-Linien, besonders deutlich 4686 Å, und CIV- sowie OVI-Linien.

Einige PG1159-Sterne zeigen schwachen Balmerlinien und werden als „hybrid PG1159“ bezeichnet.

Da diese Sterne außergewöhnlich selten sind, handelt es sich um sehr interessante Objekte. PG1159-Sterne sind wahrscheinlich das Produkt eines verzögerten Heliumshell Flashes, welcher den Wasserstoff aus der Atmosphäre verbraucht.

Unser in der SDSS-Datenbank gewählter Farbbereich enthält neben den heißen Unterzwerge auch diese ungewöhnlichen Sterne, und wir konnten neun PG1159-Sterne identifizieren, die in Tab. 1 aufgelistet sind.

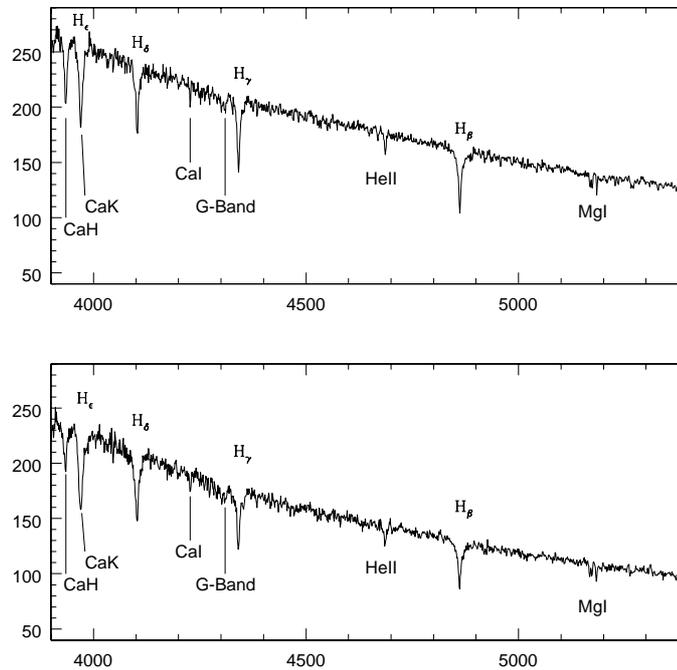


Abbildung 9.3: sdO-Spektren mit Anzeichen eines Begleiters.

Tabelle 1: Liste der von uns als PG1159-Stern klassifizierten Objekte.

SDSS-Bezeichner	Typ	u	g	r	i	z
J001651.41-011329.2	hybrid	16.71	16.94	17.54	17.77	18.12
J075540.93+400917.9		17.23	17.66	18.26	18.61	18.97
J114635.23+001233.4	Emission	14.58	15.21	15.77	16.08	16.46
J134341.88+670154.4	hybrid	16.57	17.05	17.59	17.99	18.28
J102327.41+535258.7		17.64	18.02	18.45	18.98	19.17
J144734.12+572053.0		17.54	18.10	18.54	18.88	19.10
J212531.92-010745.9	Balmer-Emission	17.31	17.72	17.89	17.92	18.00
J142555.46+531525.1		15.41	15.94	16.54	16.96	17.34
J034917.40-005919.2		17.60	18.01	18.35	18.64	18.87

9.4 Heiße heliumreiche Weiße Zwerge

DO-Sterne sind heiße Weiße Zwerge die ausschließlich HeII-Linien zeigen. Es wird angenommen, daß sie aus PG1159-Sternen hervorgehen, bei denen die Gravitationsabsenkung die schweren Elemente aus der Atmosphäre in das Sterninnere transportiert (Hügelmeier et al., 2005). Zeigt der Weiße Zwerg neben dominierenden HeII- auch HeI-Linien, wird er als DOB klassifiziert, d.h. es handelt sich um ein Übergangsobjekt zwischen den DO- und den DB-Sternen.

Die heißen heliumreichen Weißen Zwerge sind ebenso wie die PG1159-Sterne seltene Objekte und stellen ein wichtiges Bindeglied zwischen den AGB-Sternen und den kühlen Weißen Zwerge dar.

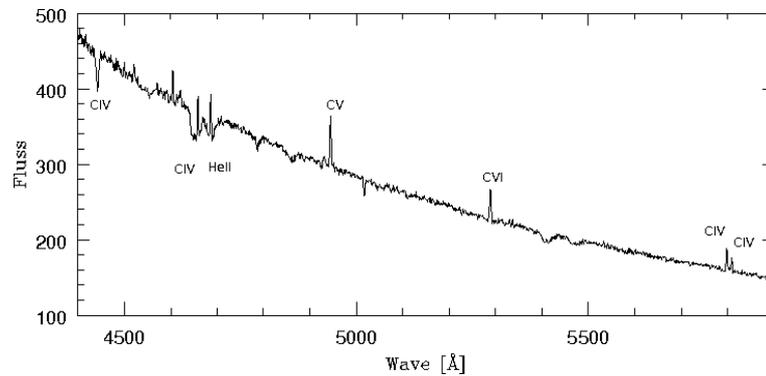


Abbildung 9.4: Spektrum eines typischen PG1159-Sterns mit Emissionslinien.

Wir haben, wieder aufgrund der gemeinsamen Positionen im Zweifarben-Diagramm, ebenfalls einige DO-Sterne und DO-ähnliche gefunden.

Tabelle 2: Liste der von uns als DB und DO klassifizierten Objekte.

SDSS-Bezeichner	Typ	u	g	r	i	z
J000509.93+003809.6	DOA	18.26	18.71	19.15	19.46	19.94
J001651.41-011329.2	DO	16.71	16.94	17.54	17.77	18.12
J034101.39+005352.9	DO	17.76	18.10	18.48	18.83	19.02
J084008.72+325114.5	DO	18.51	19.03	19.53	19.93	20.27
J084223.13+375900.2	DO	17.18	17.65	18.20	18.62	18.93
J091433.60+581238.0	DO	17.32	17.73	18.17	18.36	18.50
J091621.83+052119.1	DOB	16.57	16.95	17.09	16.77	16.48
J093546.53+110529.0	DO	17.31	17.79	18.33	18.74	19.11
J101015.59+115711.3	DAO	17.66	18.08	18.60	18.99	19.36
J113631.49+591229.8	DOB	17.83	18.27	18.83	19.25	19.46
J115218.69-024915.9	DBO	17.58	17.94	18.48	18.84	19.13
J121743.13+623118.2	DO	16.15	16.40	17.12	17.47	17.79
J121523.08+120300.7	DO	17.76	18.23	18.89	19.28	19.71
J131724.75+000237.4	DOB	15.28	15.86	16.44	16.81	17.21
J133633.22-013116.5	DBO	17.30	17.70	17.65	17.22	16.92
J153102.40+534900.6	DAO	17.25	17.54	18.09	18.47	18.81
J154752.33+423210.8	DO	17.34	17.84	18.34	18.73	18.97
J155356.80+483228.6	DO	18.30	18.64	19.17	19.57	20.09
J160025.09+374716.1	DO	19.04	19.56	20.05	20.51	20.97
J162701.71+284617.6	DO	19.09	19.49	20.01	20.31	20.88
J173824.63+581801.7	DBO	17.98	18.47	19.04	19.37	19.79
J140409.95+045739.9	DO	17.17	17.59	18.11	18.49	18.76
J151026.48+610656.9	DO	16.64	17.12	17.70	18.08	18.46
J212531.92-010745.9	DO	17.31	17.72	17.89	17.92	18.00
J213756.72+104743.9	DO (binary)	18.25	18.49	18.59	18.55	18.58
J214223.31+111740.3	DO	17.43	17.78	18.24	18.63	18.86

Anhang A

Tabellen

Tabelle 3a: Liste aller von uns gefundenen unterleuchtkräftigen Sterne, sortiert nach aufsteigendem Heliumgehalt.

SDSS-Bezeichner	Klasse	T_{eff}	$\log g$	$\log y$	ΔT_{eff}	$\Delta \log g$	$\Delta \log y$	Metalle
J002852.25+135446.5	sdO	41074	5.08	-3.13	822	0.07	0.23	-
J083935.90+030840.8	sdO	53256	5.42	-2.78	1083	0.06	0.12	-
J222238.69+005124.9	sdO	58601	5.22	-2.76	3247	0.06	0.12	Si
J082434.05+302854.6	sdO	39095	4.83	-2.69	1073	0.09	0.17	-
J112056.22+093641.7	sdO	52703	5.19	-2.46	1407	0.09	0.16	Si, OVI
J104248.94+033355.3	sdO	38470	4.95	-2.26	1335	0.16	0.24	-
J082802.03+404008.9	sdO	44118	5.08	-2.25	1796	0.13	0.19	N
J211045.16+000142.0	sdO	38235	5.08	-2.16	826	0.10	0.13	-
J145203.94+453329.6	sdO	52143	5.46	-1.73	2149	0.11	0.16	-
J142551.29-013317.2	sdO	54122	5.42	-1.54	1056	0.08	0.09	OIII
J171546.23+615929.7	sdO	40356	5.27	-1.53	2017	0.28	0.35	-
J121424.81+550226.2	sdO	68302	5.49	-1.39	5440	0.08	0.11	-
J130625.05+131602.2	sdO	40589	5.56	-1.31	1918	0.26	0.23	-
J210604.96+104215.9	sdO	53850	5.55	-1.17	4090	0.28	0.28	-
J220048.67+123612.4	sdO	57491	5.70	-1.06	6954	0.23	0.22	-
J115009.48+061042.1	sdO	60394	5.31	-1.01	6841	0.20	0.21	-
J110053.55+034622.8	sdO	56753	5.56	-0.93	2512	0.12	0.10	C
J101213.21+064030.7	sdO	58474	5.62	-0.83	996	0.05	0.04	-
J092830.55+561811.7 ^b	sdO	76914	5.24	-0.83	3982	0.05	0.04	-
J114114.84+421222.4	sdO	43650	5.73	-0.83	449	0.06	0.04	-
J124819.08+035003.2	sdO	68531	5.66	-0.75	2622	0.10	0.09	-
J111438.57-004024.1	sdO	60043	5.42	-0.61	5028	0.22	0.20	-
J100019.98-003413.3	sdO	78315	5.97	-0.49	6804	0.25	0.17	-
J130059.20+005711.7 ^a	sdO	39978	5.69	-0.47	257	0.06	0.04	N
J152607.88+001640.7	sdO	60046	5.53	-0.46	1358	0.08	0.06	C
J130059.20+005711.7 ^a	sdO	40109	5.62	-0.39	337	0.08	0.04	N
J123613.89+111834.1	sdO	64231	5.45	-0.20	2285	0.22	0.17	-
J235108.65+002623.0	sdO	41143	5.84	-0.18	473	0.14	0.09	CN
J121643.72+020835.9	sdO	40909	5.72	-0.14	598	0.19	0.11	-

^a Stern mit zwei Aufnahmen.

^b Fehler ersetzt durch Werte von Ströer et al. (2006).

Fortsetzung auf der nächsten Seite.

Fortsetzung von Tabelle 3a

SDSS-Bezeichner	Klasse	T_{eff}	$\log g$	$\log y$	ΔT_{eff}	$\Delta \log g$	$\Delta \log y$	
J144738.18+615033.4	HesdO	63473	5.32	0.17	5355	0.26	0.27	C
J085727.65+424215.4	sdO	40502	5.64	0.61	692	0.20	0.11	-
J141812.51-024426.9	HesdO	66349	5.87	0.77	2056	0.11	0.24	C
J102120.44+444636.9	HesdO	49743	6.14	0.80	1466	0.22	0.35	C
J110215.45+024034.1	HesdO	51783	5.93	0.91	2098	0.17	0.24	C
J102320.36+462026.8	HesdO	50049	6.02	0.96	1954	0.20	0.36	-
J093320.86+441705.4	HesdO	45561	5.23	0.99	675	0.12	0.18	N,Si
J000607.88-010320.8	HesdO	45052	5.99	1.00	1412	0.18	0.38	CN
J154227.88+310601.9	HesdO	47595	5.59	1.05	1907	0.17	0.39	C
J113730.87+460006.2 ^b	HesdO	51981	5.72	1.53	3041	0.05	0.31	CN
J141505.46+020237.2	HesdO	45204	6.23	1.54	730	0.10	0.60	-
J073856.98+401942.0 ^b	HesdO	64939	5.41	2.00	1716	0.06	0.04	CN
J140715.41+033147.5 ^b	HesdO	59682	5.85	2.00	2573	0.22	0.04	C
J151842.54+564921.8 ^b	HesdO	72242	5.71	2.00	7550	0.24	0.04	-
J155642.95+501537.4 ^b	HesdO	69345	5.70	2.00	1476	0.07	0.04	C
J001837.13+152150.0 ^b	HesdO	42186	5.70	2.25	400	0.05	0.26	CN
J090252.99+073533.9	HesdO	41006	6.05	2.48	565	0.13	0.28	-
J074613.16+333307.6 ^b	HesdO	46086	5.73	3.00	400	0.05	0.04	C
J080259.80+411438.0 ^b	HesdO	45177	5.76	3.00	400	0.05	0.04	CN,OIV
J082751.06+410925.8 ^b	HesdO	47483	5.93	3.00	1080	0.21	0.04	-
J161627.11-002933.0 ^b	HesdO	45053	5.72	3.00	590	0.14	0.04	C
J162616.70+380710.5 ^b	HesdO	45921	5.73	3.00	400	0.06	0.04	CN,Si
J163702.78-011351.7 ^b	HesdO	45065	5.60	3.00	400	0.08	0.04	CN
J170045.67+604308.4 ^b	HesdO	49106	5.65	3.00	1205	0.19	0.04	C,Si
J170214.00+194255.1 ^b	HesdO	44944	5.86	3.00	400	0.05	0.04	CN
J103549.68+092551.9 ^b	HesdO	48238	5.83	3.00	405	0.08	0.04	C
J110255.97+521858.1 ^b	HesdO	50278	5.89	3.00	817	0.12	0.04	C
J110418.24+043216.4 ^b	HesdO	45711	5.90	3.00	587	0.19	0.04	-
J112414.45+402637.1 ^b	HesdO	46303	5.47	3.00	1275	0.20	0.04	C,Si
J120626.54+663352.5 ^b	HesdO	43716	5.88	3.00	400	0.05	0.04	CN
J123808.65+053318.2 ^b	HesdO	47933	5.53	3.00	845	0.18	0.04	C
J125408.32+014324.1 ^b	HesdO	47219	5.58	3.00	400	0.07	0.04	CN
J143006.23+510314.0 ^b	HesdO	45363	5.71	3.00	400	0.06	0.04	C
J145811.90+012140.2 ^b	HesdO	44243	5.60	3.00	819	0.30	0.04	C
J151030.69-014345.9 ^b	HesdO	44708	5.97	3.00	400	0.05	0.04	CN
J151415.66-012925.2 ^b	HesdO	50273	5.96	3.00	681	0.09	0.04	CN
J153056.33+024222.5 ^b	HesdO	46134	5.70	3.00	400	0.05	0.04	C,Si
J154043.09+435950.1 ^b	HesdO	45048	5.75	3.00	336	0.07	0.04	CN
J173318.81+552638.9 ^b	HesdO	43682	5.56	3.00	548	0.27	0.04	C
J205030.39-061957.9 ^b	HesdO	51477	5.99	3.00	1790	0.20	0.04	-
J211318.36+001738.3 ^b	HesdO	45624	5.90	3.00	400	0.05	0.04	CN,Si
J211921.36+005749.7 ^b	HesdO	45144	5.74	3.00	400	0.05	0.04	N
J215631.55+121237.6 ^b	HesdO	48703	5.94	3.00	804	0.11	0.04	C
J233914.00+134214.3 ^b	HesdO	49576	5.69	3.00	1156	0.14	0.04	C

^b Fehler ersetzt durch Werte von Ströer et al. (2006).

Tabelle 3b: Alle Sterne nach Koordinaten geordnet.

SDSS-Bezeichner	Klasse	v_{rad}	u	g	r	i	z
J000607.88-010320.8	HesdO	170	17.75	17.80	18.37	18.65	19.03
J001837.13+152150.0	HesdO	-40	16.19	16.54	17.02	17.37	17.69
J002852.25+135446.5	sdO	-110	15.84	16.02	16.43	16.70	17.04
J073856.98+401942.0	HesdO	-10	15.89	16.38	16.79	17.12	17.45
J074613.16+333307.6	HesdO	-90	15.52	15.80	16.26	16.61	16.94
J080259.80+411438.0	HesdO	-70	14.97	15.23	15.66	15.99	16.21
J082434.05+302854.6	sdO	-120	15.68	15.63	15.69	15.75	15.81
J082751.06+410925.8	HesdO	-60	18.41	18.81	19.39	19.62	19.79
J082802.03+404008.9	sdO	100	17.50	17.78	18.30	18.72	19.03
J083935.90+030840.8	sdO	-90	16.15	16.62	17.05	17.39	17.71
J085727.65+424215.4	sdO	-270	18.16	18.50	18.94	19.26	19.64
J090252.99+073533.9	HesdO	50	17.12	17.42	17.91	18.27	18.55
J092830.55+561811.7	sdO	60	15.39	15.81	16.31	16.71	17.03
J093320.86+441705.4	HesdO	-708	18.35	18.75	19.30	19.67	20.05
J100019.98-003413.3	sdO	-180	17.15	17.60	18.18	18.51	18.85
J101213.21+064030.7	sdO	-160	15.08	15.45	15.99	16.36	16.72
J102120.44+444636.9	HesdO	50	17.68	18.07	18.55	18.87	19.29
J102320.36+462026.8	HesdO	-120	17.86	18.16	18.64	19.06	19.33
J103549.68+092551.9	HesdO	-280	15.91	16.34	16.87	17.23	17.56
J104248.94+033355.3	sdO	-460	17.43	17.55	17.83	17.99	18.18
J110053.55+034622.8	sdO	-380	16.80	17.12	17.49	17.75	18.03
J110215.45+024034.1	HesdO	-130	17.01	17.37	17.88	18.26	18.57
J110255.97+521858.1	HesdO	60	16.72	17.02	17.52	17.88	18.25
J110418.24+043216.4	HesdO	-210	18.05	18.31	18.75	19.10	19.41
J111438.57-004024.1	sdO	-180	18.00	18.50	18.90	19.24	19.50
J112056.22+093641.7	sdO	-230	16.17	16.49	16.98	17.35	17.65
J112414.45+402637.1	HesdO	-100	17.54	18.00	18.50	18.87	19.23
J113730.87+460006.2	HesdO	-40	14.83	15.22	15.75	16.14	16.42
J114114.84+421222.4	sdO	0	15.65	16.00	16.39	16.62	16.85
J115009.48+061042.1	sdO	-100	17.78	18.24	18.77	19.14	19.55
J120626.54+663352.5	HesdO	-45	15.61	15.97	16.50	16.84	17.15
J121424.81+550226.2	sdO	30	16.28	16.73	17.26	17.64	18.02
J121643.72+020835.9	sdO	-80	18.18	18.50	19.01	19.37	19.66
J123613.89+111834.1	sdO	-150	17.77	18.21	18.69	18.99	19.27
J123808.65+053318.2	HesdO	-150	17.07	17.47	17.94	18.32	18.63
J124819.08+035003.2	sdO	-80	16.64	16.73	17.28	17.77	18.00
J125408.32+014324.1	HesdO	-110	15.06	15.48	15.94	16.31	16.69

Fortsetzung auf der nächsten Seite.

Fortsetzung von Tabelle 3b

SDSS-Bezeichner	Klasse	v_{rad}	u	g	r	i	z
J130059.20+005711.7	sdO	-10	16.03	16.45	16.79	17.03	17.25
J130625.05+131602.2	sdO	-200	18.50	18.54	18.77	18.91	18.98
J140715.41+033147.5	HesdO	-130	17.65	18.06	18.55	18.87	19.33
J141505.46+020237.2	HesdO	0	17.94	18.27	18.71	19.08	19.31
J141812.51-024426.9	HesdO	0	16.43	16.80	17.29	17.65	18.00
J142551.29-013317.2	sdO	-50	16.05	16.47	16.98	17.34	17.68
J143006.23+510314.0	HesdO	20	16.37	16.74	17.30	17.66	17.91
J144738.18+615033.4	HesdO	70	17.72	18.10	18.58	18.91	19.24
J145203.94+453329.6	sdO	120	16.85	17.27	17.78	18.18	18.48
J145811.90+012140.2	HesdO	-70	18.39	18.75	19.21	19.60	19.80
J151030.69-014345.9	HesdO	50	16.06	16.37	16.84	17.17	17.47
J151415.66-012925.2	HesdO	0	16.77	16.98	17.27	17.51	17.77
J151842.54+564921.8	HesdO	250	17.82	18.22	18.75	19.11	19.38
J152607.88+001640.7	sdO	-140	16.24	16.68	17.19	17.55	17.85
J153056.33+024222.5	HesdO	-20	15.08	15.46	15.82	16.15	16.53
J154043.09+435950.1	HesdO	-30	16.14	16.57	17.09	17.47	17.79
J154227.88+310601.9	HesdO	110	15.63	16.01	16.60	16.95	17.29
J155642.95+501537.4	HesdO	-40	15.63	16.01	16.60	16.95	17.29
J161627.11-002933.0	HesdO	-120	17.54	17.80	18.24	18.50	18.71
J162616.70+380710.5	HesdO	-60	15.29	15.73	16.25	16.63	16.98
J163702.78-011351.7	HesdO	-60	16.82	17.17	17.55	17.83	18.15
J170045.67+604308.4	HesdO	170	16.88	17.33	17.93	18.24	18.53
J170214.00+194255.1	HesdO	-10	15.46	15.80	16.25	16.60	16.86
J171546.23+615929.7	sdO	0	18.16	18.54	19.09	19.33	19.86
J173318.81+552638.9	HesdO	70	17.75	18.28	18.77	19.08	19.27
J205030.39-061957.9	HesdO	450	17.82	18.11	18.59	18.85	19.16
J210604.96+104215.9	sdO	200	18.00	18.40	18.84	19.16	19.46
J211045.16+000142.0	sdO	30	16.67	16.91	17.33	17.66	17.95
J211318.36+001738.3	HesdO	-90	15.88	16.22	16.65	16.96	17.25
J211921.36+005749.7	HesdO	-60	15.29	15.65	16.10	16.45	16.71
J215631.55+121237.6	HesdO	-30	16.85	17.17	17.58	17.93	18.22
J220048.67+123612.4	sdO	260	18.09	18.39	18.87	19.25	19.41
J222238.69+005124.9	sdO	40	16.33	16.60	16.83	17.13	17.53
J233914.00+134214.3	HesdO	330	17.14	17.44	17.90	18.27	18.58
J235108.65+002623.0	sdO	130	17.40	17.70	18.10	18.40	18.69
J075249.95+305935.1	sdOB	-220	18.06	18.24	18.68	18.92	19.15
J085422.39+013650.9	sdOB	-70	16.12	16.14	16.27	16.36	16.48
J111633.30+052507.9	sdOB	0	17.98	18.26	18.20	18.36	18.41
J124201.73+434023.3	sdOB	-70	16.66	16.99	17.47	17.84	18.24
J124520.88+030951.4	sdOB	-110	18.27	18.53	19.04	19.40	19.5
J125941.87-003928.8	sdOB	-120	16.94	16.93	17.04	17.15	17.24
J132542.41-014655.4	sdOB	-250	18.41	18.72	19.16	19.59	19.67
J134545.23-000641.6	sdOB	-80	17.51	17.66	17.90	18.03	18.16
J152332.81+353237.0	sdOB	-120	16.36	16.72	17.20	17.51	17.78
J153204.35+324152.7	sdOB	100	17.76	18.12	18.62	19.00	19.29
J213054.60-004117.3	sdOB	0	17.71	17.96	18.46	18.75	18.9

Tabelle 4: Objekte die wir als unterleuchtkräftige O-Sterne identifiziert haben, deren Spektren aber für eine weitere Analyse eine zu schlechte Qualität aufweisen.

SDSS-Bezeichner	Klasse	u	g	r	i	z
J010251.88+000435.8	sdO	18.71	18.66	18.74	18.83	18.62
J012517.48−090113.2	HesdO	18.73	19.23	19.67	19.98	20.64
J012602.52−004834.5	HesdO	17.90	18.35	18.81	19.24	19.62
J093521.39+482432.4	sdO	18.04	18.34	19.00	19.36	19.70
J093714.66+491642.8	HesdO	18.51	18.92	19.42	19.70	19.81
J095601.68+091137.8	HesdO	18.41	18.79	19.28	19.61	19.97
J100334.96+040920.8	HesdO	19.09	19.45	19.98	20.31	20.84
J104259.93+630937.0	sdO	19.36	19.65	20.10	20.39	20.52
J111322.90+000530.9	sdO	19.64	19.90	20.52	20.85	20.74
J113158.06+505441.2	sdO	19.91	20.03	20.53	20.84	20.69
J123437.18+664336.5	sdO	18.66	19.09	19.73	20.08	20.69
J123821.49−021211.4	HesdO	17.88	18.29	18.81	19.17	19.41
J125551.61+043238.8	HesdO	18.15	18.58	19.08	19.49	19.75
J130638.83+645937.0	sdO	18.32	18.66	19.11	19.52	19.75
J132556.93−032329.6	sdO	17.66	17.95	18.45	18.79	19.13
J132742.57+031009.6	HesdO	18.68	19.14	19.66	20.06	20.25
J133202.60+523734.9	sdO(B)	18.15	18.50	18.97	19.35	19.57
J134738.34+043426.9	HesdO	18.49	18.88	19.37	19.75	20.09
J135831.62+631455.4	HesdO	18.12	18.50	19.02	19.38	19.64
J142017.21+513904.1	HesdO	18.49	18.86	19.37	19.67	20.08
J142930.86+022928.3	sdO	19.12	19.36	19.91	20.24	20.30
J144709.19+511639.8	HesdO	18.37	18.81	19.34	19.73	20.08
J145736.81+592927.6	HesdO	19.14	19.59	20.12	20.58	20.60
J152708.31+003308.3	HesdO	18.19	18.62	19.10	19.45	19.76
J154758.65+371747.0	(He)sdO	18.70	19.13	19.58	20.01	20.43
J161230.86+004237.0	sdO	18.15	18.45	18.90	19.16	19.45
J161431.33+004004.5	sdO	18.45	18.80	19.28	19.64	19.69
J162701.71+284617.6	HesdO	19.09	19.49	20.01	20.31	20.88
J162825.87+353205.1	sdO	18.27	18.67	19.26	19.61	20.15
J163453.04+394758.9	sdO	18.30	18.77	19.28	19.70	19.92
J165425.59+222449.4	(He)sdO	19.20	19.54	19.98	20.32	20.45
J170610.45+302130.3	sdO	19.03	19.38	19.87	20.21	20.62

Tabelle 5: Die sdO-Sterne mit Anzeichen eines Begleiters, sowie die pAGB-Kandidaten.

SDSS-Bezeichner	Klasse	u	g	r	i	z
J093612.62+622700.7	sdO+X	16.00	16.02	16.08	16.12	16.20
J140916.11+382832.1	sdO+X	16.22	16.33	16.51	16.60	16.68
J115101.03+541003.4	pAGB?	16.79	17.01	17.46	17.77	18.02
J110445.01+092530.9	pAGB?	16.02	16.31	16.87	17.30	17.53
J011506.17+140513.5	pAGB?	18.08	18.35	18.87	19.20	19.49

Anhang B

Literaturverzeichnis

- Allen C. & Santillan A., 1991, *Rev. Mex. Astr. Astrofis.* 22, 255
- Charpinet S., Fontaine G., Brassard P., et al. 1996, *ApJ* 471, L103
- D’Cruz N. L., Dorman B., Rood R. T., et al., 1996, *ApJ*, 466, 359
- D’Cruz N. L., O’Connell R. W., Rood R. T., et al., 2000, *ApJ*, 530, 352
- Dorman B., Rood R. T. & O’Connell R. W., 1993, *ApJ* 419, 596
- Driebe T., Schönberner D., Blöcker T., et al., 1998, *A&A*, 339, 123
- Dreizler S., Werner K., Heber U., 1994, *White Dwarfs, proceedings of the 9th European Workshop on White Dwarfs held at Kiel, Germany*, 160
- Edelmann H., 1998, *Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg*
- Edelmann H., Heber U., Hagen H.-J., et al., 2003, *A&A*, 400, 939
- Edelmann H., Napiwotzki R., Heber U., et al., 2005, *ApJL*, submitted
- Edelmann H., Heber U., Altmann M., et al., 2005, *A&A* 442, 1023
- Green R. F., Schmidt M. & Liebert J., 1986, *ApJS* 61, 305
- Greenstein J. L. & Sargent A. I., 1974, *ApJS* 28, 157
- Gualandris, Portgies Zwart & Sipior, 2005, *MNRAS* in press (astro-ph/0507365)
- Hagen H. J., Groote D., Engels D., et al., 1995, *A&AS* 111, 195
- Han Z., Podsiadlowski P., Maxted P. F. L., et al., 2002, *MNRAS* 336, 449
- Han Z., Podsiadlowski P., Maxted P. F. L., et al., 2003, *MNRAS* 341, 669
- Hills J. G., 1988, *Nature* 331, 687
- Hirsch H. A., Heber U., O’Toole S. J., et al., 2005, *A&A*, 444, 61
- Heber U. & Hunger K., 1984, *ESA SP-218: Fourth European IUE Conference*, 273

Heber U., Hamann W.-R., Hunger K., et al., 1984, *AAP* 136, 331

Heber U., 1986, *A&A* 151, 33

Heber U., Maxted P. F. L., Marsh T. R., et al., 2003, *ASP Conf. Ser.* 288: *Stellar Atmosphere Modeling*, 251

Heber U., Hirsch H., Ströer A., et al., 2006, *Baltic Astronomy*, 15, 91

Hügelmeyer S. D., Dreizler S., Werner K., et al., 2005, *A&A*, 442, 309

Iben I., Livio M., 1993, *PASP* 105, 1373

Kudritzki R. P., 1976, *A&A* 52, 11

Lisker T., Heber U., Napiwotzki R., et al., 2005, *A&A*, 430, 223

Maxted P. F. L., Heber U., Marsh T. R., et al., 2001, *MNRAS*, 326, 1391

Napiwotzki R., 1997, *A&A* 322, 256

Napiwotzki R., Green P. & Saffer R., 1999, *ApJ* 517, 399

Napiwotzki R., 2001, *A&A* 367, 973

Odenkrichen M. & Brosche P., 1992, *Astron. Nachr.* 313, 69

Paczynski B., 1971, *Acta Astronomica*, 21, 1

Rauch T., Heber U., Werner K., et al., 1991, *A&A* 241, 457

Peterson R. C., Carney B. W., Dorman B., et al., 2003, *ApJ* 588, 299

Reimers D., 1977, *A&A* 57, 395

Schönberner D., 1979, *A&A* 79, 108

Schönberner D., 1983, *ApJ* 272, 708

Smith J. A., Tucker D. L., Kent S., et al., 2002, *AJ* 123, 2121

Stoughton C., Lupton R. H., Bernardi M., et al., 2002, *AJ* 123, 485

Ströer A., 2004, *Diplomarbeit*, Universität Erlangen-Nürnberg

Ströer A., Heber, U., Lisker, T., et al., *ASP Conf. Ser.* 334: *14th European Workshop on White Dwarfs*, 309

Ströer A., Heber U., Lisker T., et al., 2006, in *Vorbereitung*

Sweigart A. V., 1997, *The Third Conference on Faint Blue Stars*, 3

Unsöld A. & Baschek B., 1999, *Der neue Kosmos*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York

Usher P. D., Mattson D. & Warnock A., 1982, *ApJS* 49, 27

York D. G., Adelman J., Anderson J. E., et al., 2000, *AJ* 120, 1579

Yu Q. & Tremaine S., 2003, *ApJ* 599, 1129

Anhang C

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei meinem Betreuer Uli Heber bedanken. Er hat mir ein sehr interessantes und weites Thema voller faszinierender Möglichkeiten bereitgestellt, ist stets da, wenn man ihn braucht, und bietet eine unglaublich motivierende Unterstützung und Betreuung.

Markus Firnstein schulde ich besonderen Dank für seine Freundschaft und seine Hilfe während des gesamten Studiums und natürlich dafür, daß er mich überzeugen konnte, an der Dr.-Remeis-Sternwarte Bamberg meine Diplomarbeit zu schreiben.

Meinen Arbeitskollegen aus dem Erdgeschoß, Stephan Geier, Christian Karl, Jasmin Löbl und Roland Richer danke ich für die gute Stimmung, für den vielen Unsinn, den wir redeten, und natürlich besonders auch für ihre sinnvollen Beiträge und Hilfen. Heinz Edelmann und Simon O'Toole haben mich beide viele Grundlagen der Astronomie gelehrt, ich bedanke mich dafür, sowie für ihre ansteckende Begeisterung für Astronomie. Stefan Neßlinger war immer für ein Gespräch zu haben, und seine Kenntnisse in der beobachtenden Astronomie sind sehr hilfreich gewesen. Auf Norbert Przybilla war immer Verlaß, und er hat gerne und ausführlich bei eventuellen Problemen geholfen, außerdem hat er mir die Keck-Aufnahmen von US 708 ermöglicht. An dieser Stelle geht mein Dank natürlich auch an Prof. Bresolin für seine freundliche Unterstützung. Rainer Sterzer verdient meine volle Anerkennung und meinen Dank für das reibungslose Laufen der Computer. Außerdem sind er und Heinz Edelmann maßgeblich für meine Begeisterung für Linux verantwortlich. Und natürlich danke ich auch Frau Bues, Horst Drechsel, Fernanda Nieva, Alfred Tillich und Florian Schiller für ihre Hilfe und für die Gespräche mit ihnen.

Mein besonderer Dank geht selbstverständlich auch an meine Eltern, die mich immer und bedingungslos unterstützt haben, oft mehr als ich überhaupt hoffen konnte. Vielen Dank!

Anhang D

Erklärung

Hiermit erkläre ich, Heiko Andreas Hirsch, diese Diplomarbeit selbstständig bearbeitet und verfaßt zu haben, sowie nur die im Literaturverzeichnis angegebenen Quellen verwendet zu haben.

Bamberg, 26. September 2006