

Dr.-Remeis-Sternwarte Bamberg
Astronomisches Institut der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
Betreuer: Prof. Dr. Ulrich Heber Sommersemester 2003

Diplomarbeit

Heiße unterleuchtkräftige Sterne aus dem SPY-Projekt

Thorsten Lisker

28. August 2003



Gewidmet

Thomas Friedel *und* Herold Mönch

Danke für die Sterne!



Inhaltsverzeichnis

Inhaltsangabe	vii
Vorwort	ix
I Der ESO Supernova Ia Progenitor Survey	1
1 Einleitung und wissenschaftlicher Hintergrund	3
2 Struktur und Eigenschaften der Spektren	7
2.1 Der UV-Visual Echelle Spectrograph	7
2.2 Charakteristika der Aufnahmen	7
3 Datenreduktion	9
3.1 Prinzipieller Ablauf	9
3.2 Manuelle Reduktionsschritte	10
3.2.1 Auswahl der Referenz-Aufnahmen	10
3.2.2 Position und Breite längs des Spalts	10
3.3 Das Ripple-Problem	12
4 Spektralklassifikation	17
4.1 Weiße Zwerge	17
4.2 Heiße unterleuchtkräftige Sterne	18
4.3 Kriterien zur Unterscheidung	19
4.3.1 Oberflächen-Schwerebeschleunigung	19
4.3.2 Effektivtemperatur	26
4.3.3 Chemische Zusammensetzung der Atmosphäre	28
4.4 Kühle Begleitsterne	28
II Heiße unterleuchtkräftige Sterne	29
5 Einleitung und wissenschaftlicher Kenntnisstand	31
5.1 Einordnung in das Hertzsprung-Russell-Diagramm	33
5.2 Charakteristika der Atmosphäre	34
5.3 Mögliche Entstehungsszenarien	35

5.3.1 Einzelsternentwicklung	35
5.3.2 Doppelsternentwicklung	37
6 Spektralanalyse	43
6.1 Spektrale Merkmale von Begleitsternen	43
6.2 Modellatmosphären und Linienprofil-Fits	45
6.2.1 Theorie der Sternatmosphären	45
6.2.2 Fitroutine und Modellatmosphären	46
6.3 Fehlerabschätzung	48
6.3.1 SdB-Sterne mit ungestörtem Spektrum	48
6.3.2 SdB-Sterne mit kühlen Begleitern	49
7 SdB-Sterne mit ungestörtem Spektrum	51
7.1 Oberflächentemperatur und -schwerebeschleunigung	51
7.2 Heliumhäufigkeit	52
7.3 Vergleich mit früheren Arbeiten	56
7.4 Herkunft und Entwicklung	58
7.4.1 Leuchtkraftverteilung und -entwicklung	59
7.4.2 Entstehungsszenarien	62
7.4.3 Radialgeschwindigkeits-Veränderlichkeit	69
7.5 Anomale $H\alpha$ -Profile	70
8 SdB-Sterne mit kühlen Begleitern	75
8.1 Infrarot-Photometriedaten	75
8.2 Klassifikation der Begleitsterne	77
8.3 Hauptreihenstern oder Unterriese	81
8.4 Heliumhäufigkeit	83
9 Zusammenfassung und Ausblick	85
A Parameter der sdBs	87
B Klassifikation der SPY-Sterne	89
Literaturverzeichnis	97

Inhaltsangabe

In der vorliegenden Diplomarbeit werden optische Spektren von heißen unterleuchtkräftigen Sternen untersucht, sogenannten sdBs. Diese zeichnen sich durch einen heliumbrennenden Kern sowie eine enorm dünne Wasserstoffhülle aus, und befinden sich im Hertzsprung-Russell-Diagramm auf dem erweiterten Horizontalast. Entgegen früherer Annahmen, alle diese Objekte besäßen eine kanonische Masse von 0.5 Sonnenmassen, haben kürzlich Simulationen gezeigt, dass der wahre Massenbereich zwischen 0.3 und 0.8 Sonnenmassen liegen dürfte. Ursache dafür sind verschiedene Entstehungsszenarien dieser Sterne, deren Herkunft bisher unverstanden war. Um die unterschiedlichen Konfigurationen der physikalischen Parameter zu testen, welche den Simulationsrechnungen zu Grunde liegen, wird ein ausführlicher Vergleich der beobachteten Daten mit den theoretischen Vorhersagen durchgeführt. Es zeigt sich nach Ausschluss mehrerer Simulations-Sets eine erstaunlich gute Übereinstimmung mit den gemessenen sdB-Parametern. Einige Abweichungen hinsichtlich individueller Entstehungsszenarien können allerdings festgestellt werden. Frühere Beobachtungen von sdBs zeigen keinen signifikanten Unterschied zu unseren Daten, weshalb diese als repräsentativ angesehen werden dürfen. Die Untersuchung der sdBs, welche spektrale Merkmale eines kühlen Begleitsterns aufweisen, führt zu Hauptreihen-Spektraltypen der Begleiter von F bis K. Damit wird die langjährige Frage nach der Leuchtkraftklasse der sdB-Begleiter endgültig beantwortet.

Um die beschriebenen Analysen möglich zu machen, musste zunächst eine große Anzahl hochauflösender Echelle-Spektren reduziert und klassifiziert werden. Die hierbei verwendete Prozedur sowie die dabei aufgetretenen Probleme werden detailliert beschrieben, ebenso wie die Kriterien, nach denen die Einteilung in Weiße Zwerge, sdBs und andere Sterntypen erfolgte. Letzteres resultierte in der Klassifikation von über 1000 Sternen, in denen 77 sdBs enthalten sind.

Vorwort

Die Wissenschaft Astronomie fasziniert durch die Unerreichbarkeit ihrer Untersuchungsobjekte. Sterne und Galaxien sind viele Billionen bis Trillionen Kilometer entfernt, und kein Mensch wird jemals eine Untersuchung vor Ort vornehmen können. Einzig und allein das Licht, das die Himmelskörper aussenden, bietet uns die Möglichkeit, Informationen über sie zu gewinnen. Der Astronom ist also herausgefordert, lediglich durch Beobachtung – mit verschiedenen Teleskopen und Instrumenten – die Natur der Objekte zu ergründen, ihre Herkunft zu verstehen und ihre Zukunft vorherzusagen. Das wohl wichtigste Mittel um sich dieser Herausforderung zu stellen, ist die Spektroskopie, also die Möglichkeit, Licht in verschiedene Wellenlängen aufzuspalten. Nur durch sie können z.B. einzelne Absorptionslinien analysiert werden, welche auf die chemische Zusammensetzung der Lichtquelle hinweisen. Auch bietet sich die Möglichkeit von Geschwindigkeitsmessungen durch den Doppler-Effekt: Je schneller sich ein Stern von uns wegbewegt, umso mehr ist sein Spektrum zu längeren Wellenlängen verschoben (“rotverschoben”). Die Position der Spektrallinien, verglichen mit ihrer jeweiligen Laborwellenlänge, liefert somit die Geschwindigkeit des Sterns relativ zu uns (Radialgeschwindigkeit).

Um das Licht ferner Himmelsobjekte auf diese Art und Weise zu untersuchen, ist es zunächst nötig, genug von diesem Licht “einzufangen” – viel mehr als es z.B. die menschliche Pupille mit ihren etwa sechs Millimetern Durchmesser kann. Hierfür baut man große Teleskope, deren Hauptspiegel bis zu zehn Metern breit sind, auf abgelegenen Bergen wo kein Streulicht oder Staub das Sternlicht beeinflusst. Man stattet sie mit einer großen Menge modernster CCD-Kameras, Spektrographen und zahlreichen weiteren Instrumenten aus, um ein Maximum an Daten aus dem eintreffenden Licht zu gewinnen. Diese müssen nun am Computer aufbereitet und ausgewertet werden – ein meist sehr langwieriger und mühsamer Prozess. An dessen Ende jedoch stehen oft neue Erkenntnisse und Ideen über den Aufbau und die Entwicklung der untersuchten Objekte, von denen wir doch eigentlich nichts weiter haben als eine Handvoll Photonen.

Der lange Weg von der Beobachtung bis hin zu den Ergebnissen wird in der vorliegenden Arbeit beschrieben, und die Spektroskopie bildet ihre Basis. Der erste Teil beschreibt die Gewinnung und Aufbereitung einer großen Menge hochauflösender Spektren für potentielle Weiße Zwerge. Ziel dabei ist deren Untersuchung auf veränderliche Radialgeschwindigkeit mit Hilfe des oben beschriebenen

Doppler-Effekts, wodurch man sie als kurzperiodische Doppelsterne identifizieren würde. Unter letzteren vermutet man Systeme, die so eng und massereich sind, dass sie zu einer sogenannten Supernova Ia führen, einer bestimmten Klasse von Sternexplosionen.

Die große Zahl der dafür beobachteten Objekte beinhaltet jedoch nicht nur Weiße Zwerge, sondern auch heiße unterleuchtkräftige Sterne, sogenannte sdB- bzw. sdO-Sterne (engl. subdwarf B / subdwarf O stars). Man vermutet, dass diese Sterne einen Kern von knapp einer halben Sonnenmasse besitzen, in dem sie Helium zu schwereren Elementen fusionieren. Das Besondere an ihnen ist, dass ihre Wasserstoffhülle offensichtlich enorm dünn ist und die Sterne folglich in ihrer bisherigen Entwicklung einen immensen Massenverlust erlitten haben müssen. Um sie zu analysieren und zu interpretieren, bedient man sich Modellen von Sternatmosphären mit unterschiedlichem Wasserstoff- und Heliumgehalt. Deren Absorptionslinien – typisch für die jeweiligen chemischen Elemente und Ionisationsstufen – tragen Informationen über die Oberflächentemperatur und -schwerebeschleunigung des Sterns. Der Vergleich mit früheren Arbeiten über solche Objekte und mit theoretischen Berechnungen kann schließlich dazu führen, ihre möglichen Entstehungsszenarien genauer zu beschreiben, und neue Erkenntnisse über ihre weitere Entwicklung zu erlangen. So trägt jede Studie ihren Teil zur Beantwortung offener Fragen bei, und irgendwann wird dadurch die besondere Gruppe der sdBs vollständig verstanden sein, allein basierend auf deren Beobachtung und der Spektroskopie ihres Lichts.

Ich hoffe nun, im Folgenden eine Diplomarbeit präsentieren zu können, die die allgemeine Faszination an der Astronomie ebenso widerspiegelt wie ihre Einzigartigkeit als Wissenschaft. Der Leser möge sich nach Beendigung der Lektüre noch einmal diesen Prolog – dann ebenso Epilog – vor Augen führen, und stauend feststellen wieviele Erkenntnisse möglich sind mit ein wenig Sternlicht.

Teil I

**Der ESO Supernova Ia Progenitor
Survey**

1 Einleitung und wissenschaftlicher Hintergrund

Die moderne Astronomie ist in viele verschiedene Einzelgebiete aufgespalten, abhängig von den Wellenlängenbereichen die man beobachtet (z.B. Infrarot-Astronomie, Röntgen-Astronomie), sowie von den Objekttypen die man untersucht (z.B. Stellarastronomie, extragalaktische Astronomie). Dennoch ist es unumgänglich – und zudem äußerst interessant – dass sich viele Gebiete bei einzelnen Themen überschneiden und eine Zusammenarbeit unterschiedlicher Forschergruppen möglich und notwendig machen. Ein Beispiel dafür ist die Untersuchung der Supernovae Ia (SN Ia), einer bestimmten Klasse von “Sternexplosionen”. Aufgrund ihrer besonderen Eigenschaft, dass die absolute Helligkeit im Maximum immer gleich zu sein scheint, können sie als sogenannte Standardkerzen dienen, d.h. als Objekte, anhand derer Entfernungen bestimmt und geeicht werden. Da sie zudem ihrer Natur gemäß sehr leuchtkräftige Erscheinungen sind, sieht man sie auch in extrem weit entfernten Galaxien noch; die mit ihrer Hilfe bestimm- baren Entfernungen reichen also sehr weit ins junge Universum. Letzteres ist Hauptarbeitsgebiet der Kosmologen, die versuchen, das Universum als Ganzes zu verstehen und zu beschreiben. SN Ia sind folglich sehr nützliche Objekte, um Datierungen im frühen Universum vorzunehmen und Entwicklungszeiten zu be- stimmen. Ein großes Problem ist jedoch die Tatsache, dass man SN Ia verwendet, ohne sie im Detail zu verstehen; es existiert noch keine adäquate Theorie um diese Explosionen beschreiben zu können. Hier kommt nun die Stellarastronomie ins Spiel, denn schließlich handelt es sich bei einer Supernova mehr oder weniger um eine bestimmte Entwicklungsphase von Sternen. Zwei Szenarien existieren für die Entstehung von SN Ia, und beide haben den Hauptpunkt gemeinsam: das Anwachsen der Masse eines Weißen Zwergs auf die Chandrasekhar-Masse ($1.4M_{\odot}$). Bei Erreichen dieser Masse kann das entartete Gas des Weißen Zwergs der eigenen Schwerkraft nicht mehr standhalten und wird soweit komprimiert, dass es zu einer thermonuklearen Explosion kommt.

Das Erreichen bzw. Überschreiten dieser Masse ist nur möglich, wenn der Weiße Zwerg stetig Materie hinzugewinnt – also durch Massentransfer inner- halb eines Doppelsternsystems. Im ersten Szenario ist der Begleiter des Weißen Zwergs ein Roter Riese, d.h. ein Stern, der sich nach Beendigung seines Kern- Wasserstoffbrennens aufgebläht hat und dessen Hülle nun sein Roche-Volumen überschreitet. Man nennt dies das Single-Degenerate-Szenario, da hier nur ein Stern (der Weiße Zwerg) entartetes (engl. degenerate) Gas aufweist. Die konkur-

rierende Vorstellung ist die Verschmelzung zweier Weißer Zwerge, folglich Double-Degenerate-Szenario genannt. Schon im Jahr 1908 schrieb H.J. Klein bezüglich des "Aufloderns neuer Sterne", dass, "wenn zwei Weltkörper aufeinander stoßen würden, ein so ungeheurer mechanischer Effekt entstehe, dass die Materie beider Weltkörper sogleich in den Zustand höchster Glut geraten, ja sich in glühenden Dampf verwandeln müsse" (Klein 1908). Damit der Zusammenstoß aber zu einer SN Ia führt, muss die Gesamtmasse des Systems wiederum die Chandrasekhar-Masse überschreiten. Die Kollision selbst erfolgt automatisch nach einer bestimmten (langen) Zeit aufgrund des Energieverlustes durch die Abstrahlung von Gravitationswellen. Diese bewirkt eine Verringerung des Abstands beider Objekte, allerdings auf Zeitskalen, die typischerweise groß sind gegenüber dem Alter des Universums ("Hubble-Alter"). Nur wenn die Weißen Zwerge durch andere physikalische Prozesse – vermutlich die Bildung einer gemeinsamen Hülle – bereits auf sehr geringen Abstand gebracht wurden, kann jene Zeitdauer geringer sein als ein Hubble-Alter. Das ist auch unumgänglich für die Verwendung als mögliches SN-Ia-Entstehungsszenario, denn es sollen ja die *momentan* beobachteten SN Ia erklärt werden; folglich können ihre Vorläufersysteme nicht älter sein als das Universum selbst.

Der ESO SN Ia Progenitor Survey (SPY; Napiwotzki et al. 2001) hat sich als Ziel gesetzt, solche Double-Degenerate-Systeme (DDs) zu finden, die die Chandrasekhar-Masse überschreiten und deren Sterne in weniger als einem Hubble-Alter miteinander verschmelzen werden. Je nachdem, ob und in welcher Anzahl man diese Objekte findet, kann dann beurteilt werden, ob sie die beobachtete Zahl an SN Ia erklären können bzw. zu welchem Anteil dies möglich ist. Hierfür sind systematische Untersuchungen von Spektren Weißer Zwerge auf veränderliche Radialgeschwindigkeit (engl. radial velocity, RV) notwendig, denn dadurch kann auf einen eng umlaufenden Begleitstern geschlossen werden. Vor SPY wurden etwa 200 Weiße Zwerge mit der notwendigen Genauigkeit analysiert, resultierend in 18 DDs mit Perioden $P < 6.3$ d. Leider ist jedoch aufgrund der zu geringen Masse keines der Systeme als SN-Ia-Vorläufer geeignet. Dies ist mit den theoretischen Rechnungen im Einklang, da sie nur wenige Prozent aller DDs als SN-Ia-Kandidat vorhersagen. Es war also nötig, die Anzahl der bekannten und untersuchten DDs enorm zu steigern (Napiwotzki et al. 2001, und darin enthaltene Zitate).

SPY sollte ursprünglich über einen Zeitraum von drei Jahren hinweg von 1500 potentiellen Weißen Zwergen mindestens zwei Spektren in verschiedenen Nächten aufnehmen, um Veränderungen der Radialgeschwindigkeit feststellen zu können. Das Projekt wurde am Very Large Telescope der Europäischen Südsternwarte in Chile (European Southern Observatory, ESO) durchgeführt. Dort wurden am Teleskop UT2 (Kueyen) im Service-Modus immer dann Aufnahmen für SPY genommen, wenn die Beobachtungsbedingungen für andere Projekte zu schlecht waren (z.B. Vollmond). So wurden während der Laufzeit des Projekts

etwa 10 Prozent der Gesamtzeit des Teleskops für SPY genutzt. Daraus resultierten Spektren für etwas mehr als 1000 Weiße-Zwerg-Kandidaten (die jedoch auch einen großen Teil an sdB- und sdO-Sternen enthielten, s. Tab. B.1). Unter diesen sollten sich laut den theoretischen Vorhersagen zumindest einige wenige SN-Ia-Vorläufer finden – vorausgesetzt, das DD-Szenario ist in der Realität tatsächlich von entsprechender Wichtigkeit.

Im folgenden Kapitel werden zunächst die instrumentellen Eigenschaften des Spektrographen sowie die Charakteristika der Spektren beschrieben. Um sie mit entsprechender Genauigkeit auswerten zu können war es zuerst nötig, diese aufzubereiten und zu bearbeiten (zu “reduzieren”), was in Kapitel 3 einschließlich der aufgetretenen Probleme und deren Lösung dargestellt wird. Dann erfolgte die Klassifikation der Sterne anhand von spektralen Eigenschaften, um zwischen Weißen Zwergen, sdBs und anderen Sternen unterscheiden zu können. Die Kriterien für diese Unterteilung werden in Kapitel 4 erläutert und machen insbesondere die Auswahl der sdBs für die im zweiten Teil dieser Arbeit geschilderten Analysen möglich.

2 Struktur und Eigenschaften der Spektren

2.1 Der UV-Visual Echelle Spectrograph

Alle Spektren wurden mit dem UV-Visual Echelle Spectrograph (UVES) des Teleskops UT2 (Kueyen) am Very Large Telescope (VLT) der ESO aufgenommen. UVES ist ein hochauflösender Echelle-Spektrograph, was bedeutet, dass die sich überlappenden hohen spektralen Ordnungen quer zur Dispersionsrichtung durch ein zweites Gitter auseinandergezogen werden. So ergibt sich insgesamt ein quasi zweidimensional angeordnetes Spektrum (Abb. 2.1). Der Vorteil ist eine hohe Auflösung bei trotzdem großer Wellenlängenabdeckung, hier von 3200 \AA bis 6650 \AA . Dieser Bereich besitzt lediglich zwei Lücken bei etwa $4500\text{--}4600 \text{ \AA}$ und $5600\text{--}5700 \text{ \AA}$, denn benutzt werden eine CCD im blauen sowie zwei CCDs im roten Spektralbereich. Der verwendete Spalt ist mit $2''1$ recht breit, was die Tatsache widerspiegelt, dass SPY als Programm mit niedriger Priorität unter oft nicht optimalen Bedingungen durchgeführt wurde. Mit einem breiten Spalt werden Signalverluste vermieden, die auftreten wenn das "Seeing-Scheibchen" des Sterns breiter ist als der Spalt selbst. Die so erreichte spektrale Auflösung beträgt $R \geq 18500$; das entspricht 0.36 \AA bei $H\alpha$.

2.2 Charakteristika der Aufnahmen

Um RV-Änderungen entdecken zu können, sollten für SPY von jedem Stern zwei Aufnahmen in verschiedenen Nächten erstellt werden, was für die meisten Sterne auch bereits erfüllt ist. Darüber hinaus sind folgende Referenz-Aufnahmen nötig:

Th-Ar-Lampe: Die Aufnahme des Th-Ar-Spektrums dient zur Wellenlängenkali-
bration der Spektren. In dieser Aufnahme werden mittels einer Vergleichsta-
belle Spektrallinien identifiziert und deren Position jeweils ihrer Wellenlänge
zugeordnet. Diese Zuordnung kann dann als Wellenlängenskala für die Ob-
jektaufnahmen benutzt werden. Eine solche Aufnahme wurde in der Regel
einmal pro Nacht erstellt.

Flatfield-Lampe: Diese interne Lampe leuchtet den Spalt vollständig aus und
strahlt im gesamten relevanten Wellenlängenbereich mit derselben Inten-
sität. Der Verlauf ihres Spektrums gibt somit den Empfindlichkeitsverlauf
der CCD wieder. Solche Aufnahmen wurden stets in Sätzen von fünf erstellt,

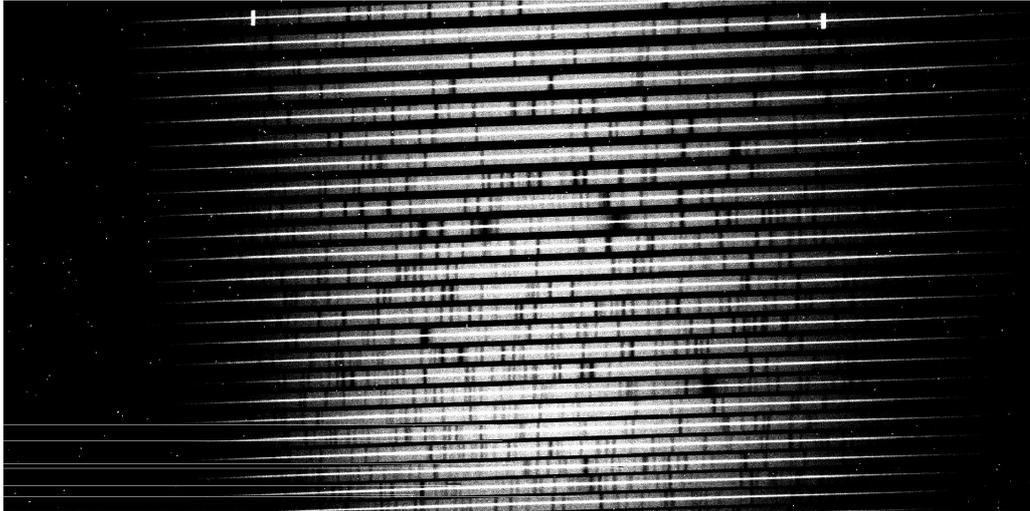


Abbildung 2.1: Unbearbeitetes Echelle-Spektrum des unteren roten Bereichs, aus einer Nacht mit starkem Mondlicht. Innerhalb der einzelnen Ordnungen zeigt sich der helle Hintergrund mit zahlreichen Spektrallinien, sowie das schmale Sternspektrum. Deutlich ist der Empfindlichkeitsabfall der CCD im Randbereich zu sehen. Links unten sind einige defekte CCD-Reihen vorhanden.

um dann gemittelt zu werden. Meistens sind sie einmal für mehrere zusammenhängende Nächte aufgenommen worden.

Order-Definition-Flatfield: Die Aufnahme wird mit derselben Lampe wie die Flatfield-Aufnahme erstellt, jedoch wird diese bis auf einen kleinen Bereich ausgeblendet. Das hat ein sehr schmales Spektrum zur Folge, was dazu dient, die Lage der einzelnen Ordnungen exakt festzulegen. Diese Aufnahme wurde oft einmal pro Nacht erstellt, vielfach aber auch nur einmal für zusammenhängende Nächte.

Bias: Der sogenannte Bias stellt eine Art Grund-Intensität der CCD dar und wird bei 0.0 s Belichtungszeit und geschlossenem Verschluss aufgenommen. Dieser Grundwert wird später von allen anderen Aufnahmen abgezogen. Für Anzahl und Frequenz der Aufnahmen gilt dasselbe wie für die Flatfield-Aufnahme.

3 Datenreduktion

3.1 Prinzipieller Ablauf

Die Spektren wurden mittels einer semi-automatischen Routine reduziert, die von C. Karl unter Benutzung der ESO MIDAS Software geschrieben wurde und teilweise auf der von der ESO bereitgestellten UVES Reduktions-Pipeline basiert. Das zweidimensionale Gesamtbild der beiden roten CCDs wird zunächst aufgespalten in einen "unteren roten" und einen "oberen roten" Bereich, deren Wellenlängenabdeckung durch die entsprechende in Abschnitt 2.1 genannte Lücke getrennt ist. Der nachfolgend geschilderte Ablauf erfolgt nun separat für alle drei Teilaufnahmen.

Auf der zweidimensionalen Aufnahme werden zuerst die Merkmale von Teilchen der kosmischen Strahlung entfernt und als defekt bekannte CCD-Pixel ausgeglichen. Dann erfolgt die Subtraktion der Bias-Aufnahme sowie des durch Interpolation bestimmten Interorder-Hintergrunds (Intensität zwischen den spektralen Ordnungen). Die Identifikation der einzelnen Ordnungen erfolgt automatisch mit Hilfe des Order-Definition-Flatfield (s. Abschn. 2.2), ebenso wird die Wellenlängenkalibration anhand des Th-Ar-Lampen-Spektrums automatisch durchgeführt. Die Ordnungen werden dann jeweils für den Objekt- und den Himmels-hintergrund-Bereich als auch für die Flatfield-Aufnahme extrahiert, d.h. in ein eindimensionales Spektrum pro Ordnung umgewandelt. Die Breite und Position der genannten Bereiche wird manuell festgelegt; siehe hierzu den folgenden Abschnitt. Von jeder extrahierten Ordnung des Objektspektrums wird nun der Himmelshintergrund abgezogen, sowie durch die Flatfield-Aufnahme geteilt um den Empfindlichkeitsverlauf der CCD herauszukorrigieren.

Die Ordnungen werden nun aneinandergehängt, so dass sich ein einzelnes Spektrum für jeden der drei Teilbereiche ergibt. Um den durch die sogenannte Antwortfunktion des Instruments bestimmten spektralen Verlauf zu korrigieren (Abb. 3.1 a), erfolgt dann die Division durch eine Kurve, welche an das Spektrum eines Weißen Zwergs vom Typ DC angepasst ist. Dieser zeigt per Definition keinerlei Absorptionslinien oder andere spektrale Merkmale und eignet sich daher ideal für eine derartige Korrektur (Abb. 3.1 b). Weitere Details zu den einzelnen Reduktionsschritten werden in Karl (2003) beschrieben.

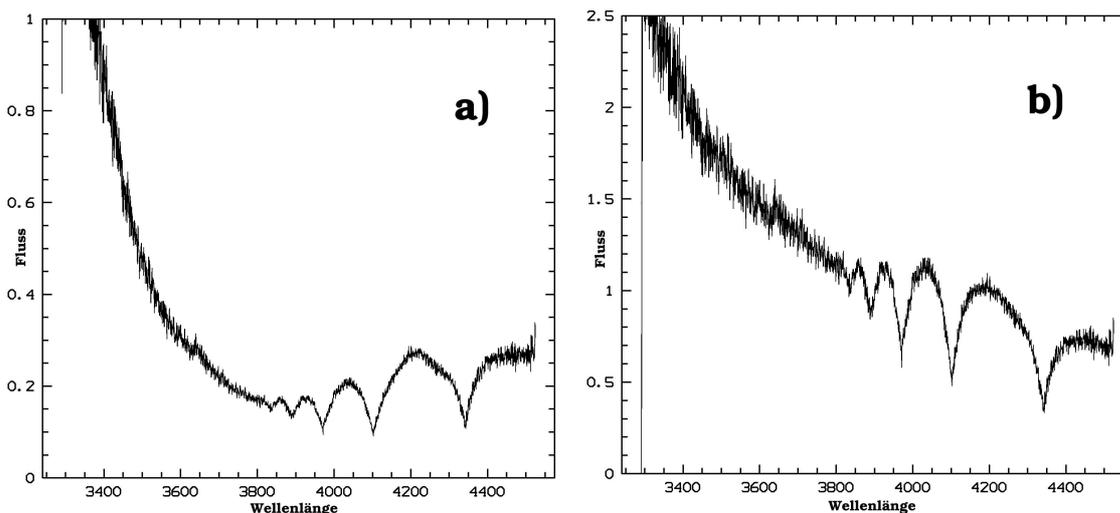


Abbildung 3.1: a): Reduziertes Spektrum des blauen Bereichs.
b): Dasselbe Spektrum nach Division durch die an den DC angepasste Kurve.

3.2 Manuelle Reduktionsschritte

3.2.1 Auswahl der Referenz-Aufnahmen

Wie in Abschnitt 2.2 bereits erwähnt, wurden die zugehörigen Aufnahmen von Flatfield, Order-Definition-Flatfield und Bias nicht immer einmal pro Nacht aufgenommen, sondern oftmals einmal pro Woche oder pro Block zusammenhängender Nächte. Manchmal standen dadurch für eine bestimmte Nacht mehrere Referenzaufnahmen aus anderen Nächten zur Auswahl. Die Entscheidung erfolgte im Normalfall für die zeitlich näheren Aufnahmen. Für die Th-Ar-Lampe, die zur Wellenlängenkalibration benötigt wird, lag bis auf sehr wenige Ausnahmen in jeder Nacht eine Aufnahme vor.

3.2.2 Position und Breite längs des Spalts

Die Lage jeder Ordnung wird durch die schmalen Ordnungen des Order-Definition-Flatfield exakt festgelegt. Je nach Position des Sterns längs des Spalts können *seine* Ordnungen folglich eine leichte Verschiebung (senkrecht zur Ordnung) gegenüber dem Order-Definition-Flatfield aufweisen. Dementsprechend muss die Position, an der die Intensität des Himmelshintergrunds gemessen wird, angepasst werden, damit sie weder im Bereich des Sterns noch zu weit davon entfernt liegt. Für Stern und Hintergrund wird zudem eine Breite längs des Spalts bestimmt, innerhalb der die Intensität aufsummiert wird. Beim Stern dient dies zur maximalen Verwertung des gesamten aufgenommenen Lichts; beim Hintergrund sollen dadurch statistische Schwankungen des Intensitäts-Niveaus ausgeglichen werden.

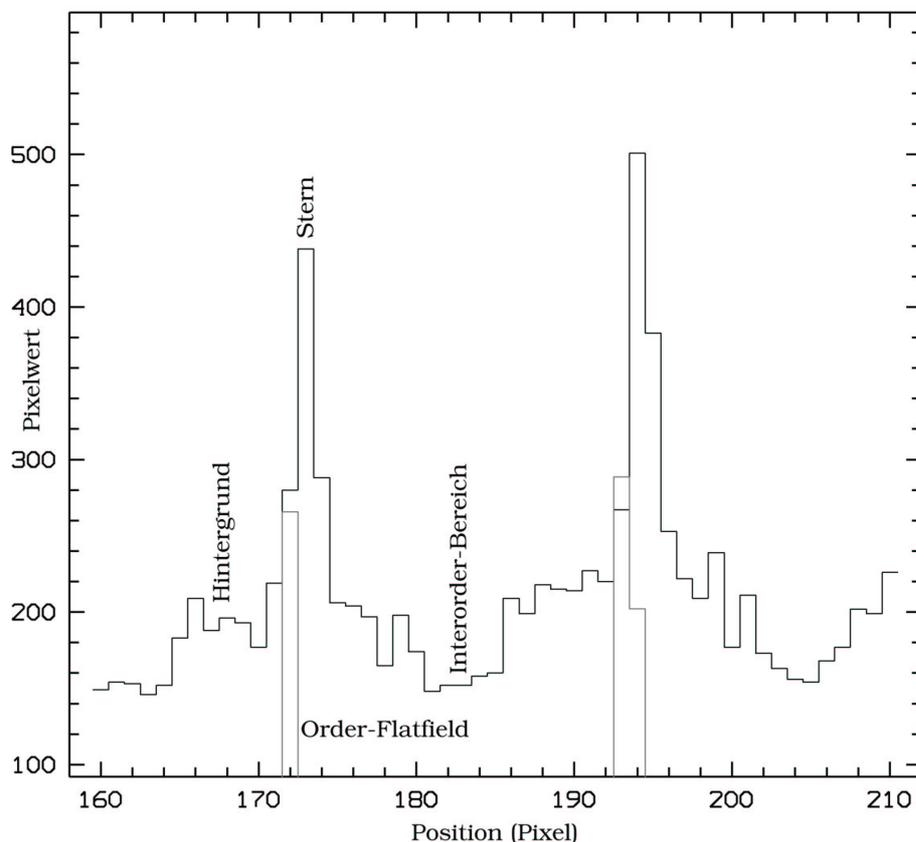


Abbildung 3.2: Senkrechter Schnitt durch das Echelle-Spektrum des Sterns, dargestellt für einen Bereich von zwei Ordnungen mit dem zugehörigen Order-Flatfield. Aus der Darstellung können Position und Breite von Sternsignal und Himmelshintergrund durch einfaches Zählen der jeweiligen Pixel bestimmt werden.

Die Festlegung der beschriebenen Parameter erfolgte für jedes Spektrum manuell, indem ein senkrechter Schnitt durch die Ordnungen von Objektspektrum und Order-Definition-Flatfield dargestellt wurde (Abb. 3.2); letzteres bildet die Referenz-Position für die Reduktionsroutine. Der Himmelshintergrund wurde im blauen Bereich auf einer Seite des Sternspektrums gemessen, im roten Bereich jeweils auf beiden Seiten mit nachfolgender Mittelung. Für die beiden roten Teilaufnahmen wurden die Positionen und Breiten an einem Punkt in der Mitte der CCD bestimmt, für die blaue Aufnahme an drei Punkten (zu Beginn, in der Mitte und am Ende des Spektrums), da die im Blauen stärkere Refraktion die Position des Sterns längs des Spalts im Verlauf mehrerer Ordnungen merklich verschieben kann. Die aus der Darstellung ermittelten Werte Breite und Versatz ("Offset") des Objektspektrums sowie Breite und Offset des Himmelshintergrunds konnten dann als Eingabeparameter an die Reduktionsroutine übergeben werden.

3.3 Das Ripple-Problem

Eine Vielzahl der reduzierten Spektren wies zunächst die in Abbildung 3.3 gezeigten kleinen Wellen (engl. ripples) auf, in verschiedenen Stärken und nicht immer in allen drei Bereichen. Die Anzahl und Position der Ripples entspricht genau den einzelnen Ordnungen, aus denen das Spektrum zusammengesetzt ist. Es scheint daher so, als werde der Empfindlichkeitsverlauf der CCD innerhalb einer Ordnung nicht richtig korrigiert. Derartige Unterschiede im spektralen Verlauf sollten eigentlich mit der Division durch die Flatfield-Aufnahme verschwinden, da diese ja eben die Empfindlichkeit der CCD wiedergibt. Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, erfolgt die Extraktion der einzelnen Ordnungen *vor* der Division durch das Flatfield-Spektrum, was als potentielle Erklärung naheliegend erscheint. Jedoch änderte sich nichts an den Beobachtungen, wenn die Division der zweidimensionalen Objekt- und Flatfield-Aufnahmen vor der Extraktion vorgenommen wurde.

Um einen eventuellen Zusammenhang mit der relativen Lage von Flatfield- und Objektspektrum zu untersuchen, wurde ein Stern gewählt, dessen Signal-zu-Rausch-Verhältnis (engl. signal-to-noise, S/N) groß genug war, um nur einen Pixel Breite seines Signals extrahieren und trotzdem noch ein Spektrum guter Qualität erhalten zu können. Die Flatfield-Ordnungen wurden ebenso nur mit einem Pixel Breite extrahiert. Nun wurden verschiedene Werte für den senkrechten Offset durchlaufen, beginnend bei -2 Pixeln (Abb. 3.4). Für diesen Wert zeigen sich starke Ripples im Spektrum, mit eher zacken- als wellenförmigem Aussehen. Daraus lässt sich schließen, dass die Intensität im Verlauf einer Ordnung ansteigt oder abfällt, und folglich das Flussniveau am langwelligeren Rand einer Ordnung nicht mehr zu dem am kurzwelligen Rand der nachfolgenden Ordnung passt. Dies wird durch Abbildung 3.5 bestätigt, die einige Einzelordnungen unmittelbar vor dem Zusammenfügen zum Gesamtspektrum zeigt. Verringert man nun die Werte für den Offset, so verschwinden die Zacken allmählich, und die Reduktionsqualität wird deutlich besser (Abb. 3.4). Zu beachten ist, dass im mittleren Bereich der dargestellten Spektren die Reduktionsqualität bei einem Offset von 0 am besten zu sein scheint, während dies für die Randbereiche bereits bei -1 der Fall ist. Im weiteren Verlauf, bei positiven Offset-Werten bis hin zu $+2$, erscheinen die Zacken wieder. Ihre Form scheint leicht geändert; näheres lässt sich dazu aber nicht aussagen.

Die Tatsache, dass die beste Reduktionsqualität bei Offset 0 erreicht wird, scheint zunächst logisch, denn in diesem Fall liegt die Flatfield-Pixelreihe auf dem zweidimensionalen Bild exakt dort, wo sich auch die Objekt-Pixelreihe befindet; erstere sollte also genau den dort vorherrschenden Empfindlichkeitsverlauf wiedergeben. Die Ripples in den Randbereichen des Spektrums folgen jedoch nicht dieser Erklärung, da sie wie erwähnt bei einem anderen Offset-Wert minimal werden. Fazit ist, dass zu einer Pixelreihe des Sternspektrums nur genau eine Pixel-

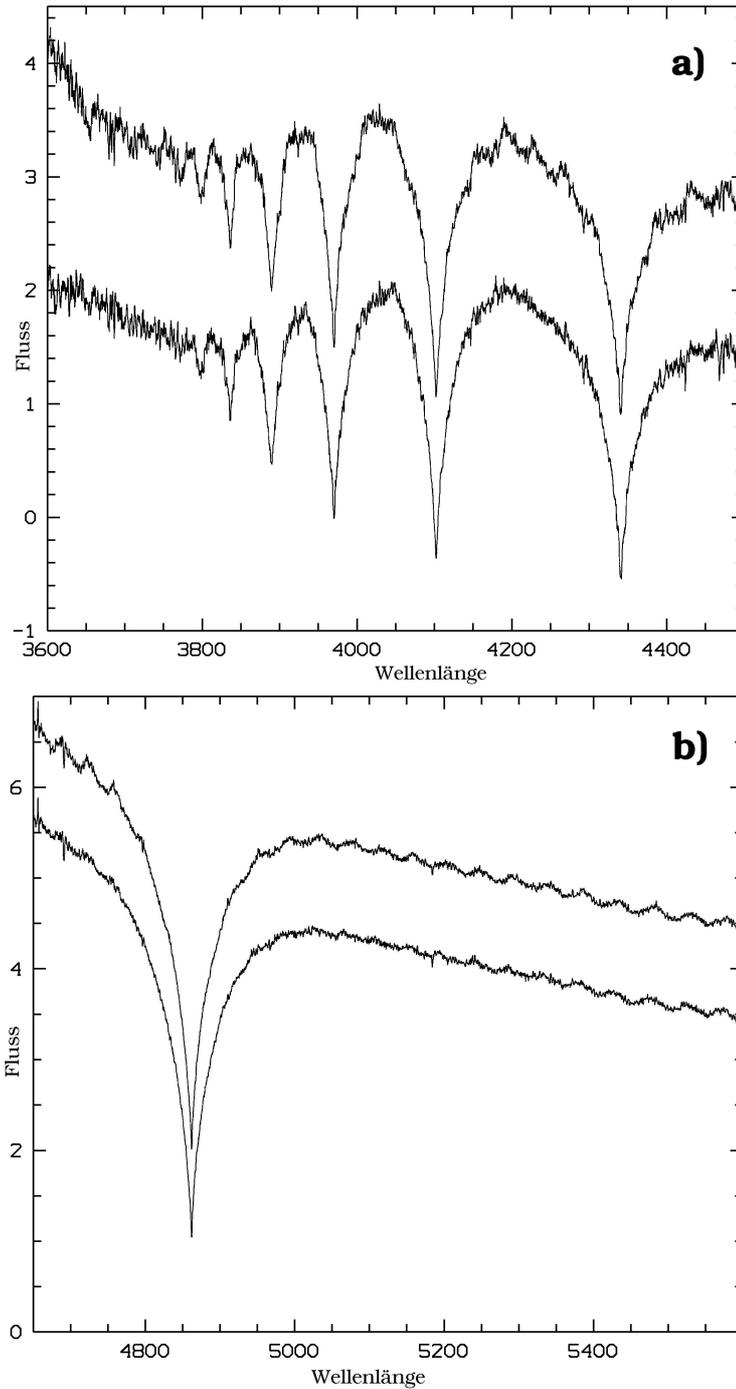


Abbildung 3.3: Das Ripple-Problem und dessen Beseitigung bzw. Verringerung: Vergleich der Spektren vor und nach dem Flatfield-Shift.

a): Reduziertes blaues Spektrum eines Weißen Zwergs, oben ohne Flatfield-Shift, unten mit Flatfield-Shift. Beide Spektren wurden auf das gleiche Flussniveau gebracht und dann vertikal versetzt. Im oberen Spektrum ist ein starker zackenförmiger Verlauf zu sehen, welcher im unteren Spektrum praktisch verschwunden ist.

b): Wie a), nur für den unteren roten Bereich. In diesem Beispiel bringt der Flatfield-Shift zwar eine Verbesserung, es bleiben jedoch Ripples bestehen.

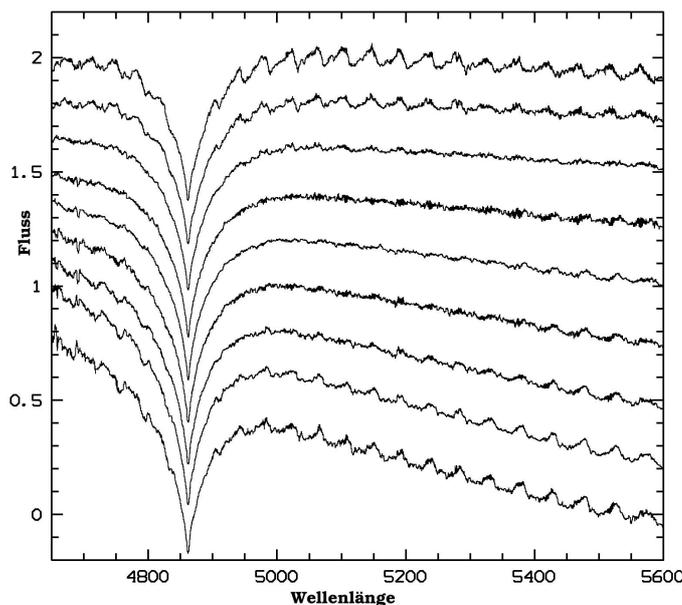


Abbildung 3.4: Spektrum aus Abbildung 3.3 b) ohne Flatfield-Shift, reduziert mit einem Pixel Breite sowohl für Sternspektrum als auch für Flatfield. Der senkrechte Offset der Pixelreihen von Stern und Flatfield beträgt von oben nach unten -2 , -1.5 , -1 , -0.5 , 0 , 0.5 , 1 , 1.5 und 2 Pixel. Deutlich ist das Verschwinden und Wiederauftauchen der Zacken beim Durchlauf der verschiedenen Offsets zu sehen.

reihe des Flatfields zu passen scheint, und diese kann sich zudem je nach Wellenlängenbereich ändern. Die Wellenform eines normal reduzierten Spektrums lässt sich somit durch Aufsummierung verschiedener Stärken und ggf. Formen oder Richtungen der Zacken erklären. Diese Erkenntnis, deren Ursache unverständlich bleibt, konnte aufgrund ihrer Komplexität nicht zu einer Verbesserung der Reduktionsroutine eingesetzt werden, da ansonsten nicht oder nur schwer nachvollziehbare Unterschiede zwischen den Reduktionsabläufen verschiedener Aufnahmen entstünden. Die Homogenität des Datensatzes, welche sich nicht nur aus dem immer gleichen Beobachtungsinstrument, sondern auch aus der stets gleichen Reduktionsroutine begründet, wäre somit anzweifelbar.

Ungeachtet obiger Betrachtungen ließ sich allerdings eine Vorgehensweise finden, die zu einer zufriedenstellenden Reduktionsqualität führte. Wendet man auf das Flatfield-Spektrum eine Verschiebung *in Dispersionsrichtung* um einige Pixel an, verschwindet das Ripple-Muster oder wird stark verringert (Abb. 3.3); im roten Bereich bleibt es zuweilen an den Rändern bestehen. Obwohl der genaue Zusammenhang mit den oben geschilderten Beobachtungen nicht klar ist (denn dort wurden Verschiebungen *quer zur Dispersionsrichtung* untersucht), schien diese Methode akzeptabel zu sein für die Anwendung auf alle Spektren: Sie ändert nichts an der Art und Weise, wie Objekt- und Hintergrundspektrum extrahiert und durch das Flatfield-Spektrum dividiert werden, sondern verschiebt lediglich letzteres um einen konstanten Wert längs der Ordnung. Dieser Parameter,

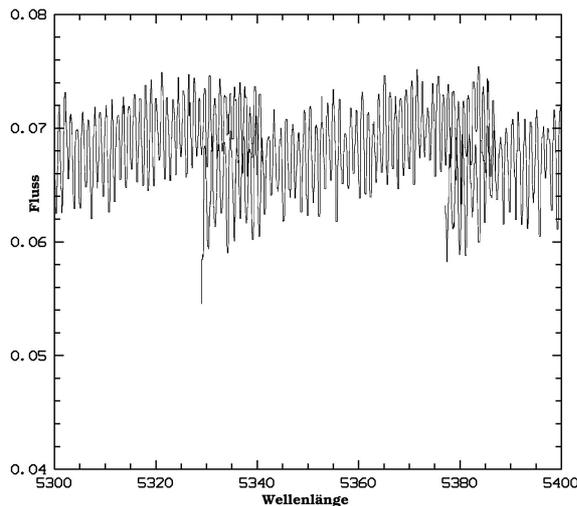


Abbildung 3.5: Drei reduzierte Einzelordnungen des obersten in Abbildung 3.4 dargestellten Spektrums. Das Flussniveau nimmt im Verlauf einer Ordnung mit der Wellenlänge zu und stimmt schließlich nicht mehr mit dem Wert am Anschlusspunkt zur nächsten Ordnung überein. Daraus ergeben sich die im Gesamtspektrum beobachteten Zacken.

“Flatfield-Shift” genannt, wird nun in der von C. Karl erweiterten Routine automatisch bestimmt. Hierzu werden in einem bestimmten Spektralbereich Flatfield-Shifts von -30 bis +30 Pixel durchlaufen und jeweils die Abweichung von einem dem Gesamtverlauf angepassten Polynom niedrigen Grades berechnet. Dieser sogenannte χ^2 -Wert, die Summe der einzelnen Abweichungsquadrate, ist minimal beim am besten passenden Shift, bei dem folglich gar keine oder die schwächsten Ripples auftreten. Näheres hierzu kann Karl (2003) entnommen werden. Zu beachten ist, dass der Shift als Parameter für jeden *Stern* individuell bestimmt wird, obwohl er auf das *Flatfield* angewandt wird, welches ja für alle Sterne einer Nacht gleich ist.

Die beschriebene Vorgehensweise funktioniert bei den meisten Spektren sehr gut. Bei manchen allerdings liefert die automatische Bestimmung des Flatfield-Shifts keine guten Ergebnisse, z.B. bei fast allen Helium-sdOs, welche eine Fülle von Spektrallinien zeigen und daher schwer zu handhaben sind. Für diese Objekte besteht die Möglichkeit, den Shift vor Beginn der Reduktion festzulegen; eine gute Reduktionsqualität konnte hier also nur durch manuelles Austesten verschiedener Shifts erreicht werden. Desweiteren entschieden wir uns, bei Spektren von kühlen Hauptreihensternen sowie bei Spektren mit sehr niedrigem S/N den Flatfield-Shift auf Null zu setzen, da hier keine visuelle Beurteilung der Reduktionsqualität möglich war.

Die bestimmten Shift-Werte zeigen keine Korrelation mit Größen wie Airmass (entspricht der Zenitdistanz des Sterns) oder Beobachtungszeit. Obwohl der Shift innerhalb einer Nacht oft nur wenig variiert, können trotzdem einzelne Sterne mit einem deutlich anderen Wert enthalten sein, ohne dass diese sich durch eine

3 Datenreduktion

spezielle Position oder Beobachtungszeit auszeichnen würden. Es scheint daher so, dass der verursachende Effekt den einzelnen Sternspektren anhaftet, und nicht dem Flatfield selbst, das ja höchstens einmal pro Nacht aufgenommen wird. Eine weitere Aussage über die Ursache der erläuterten Beobachtungen ist aber leider nicht möglich.

4 Spektralklassifikation

Die Unterscheidung verschiedener spektraler Klassen von Sternen erfolgt hauptsächlich durch Betrachtung der vorhandenen Absorptionslinien und Beurteilung ihrer Stärke und Form. So können Abschätzungen über Schwerebeschleunigung, Effektivtemperatur und chemische Zusammensetzung der Atmosphäre getroffen werden. Da jedoch jede Spektralklasse auch Unterklassen besitzt, die sich teilweise sehr deutlich voneinander unterscheiden, werden nun zunächst die Charakteristika aller relevanten (Unter-) Klassen aufgeführt. Im Anschluss daran erfolgt die Erläuterung von Kriterien zur Unterscheidung zwischen den Klassen, hauptsächlich zwischen sdBs und Weißen Zwergen. Beispielspektren aus SPY sind in den Abbildungen 4.1 bis 4.6 gezeigt. Die Klassifikation der SPY-Sterne ist in Tabelle B.1 aufgeführt.

4.1 Weiße Zwerge

Alle Weißen Zwerge weisen eine enorm hohe Schwerebeschleunigung $\log(g)$ an der Sternoberfläche auf, die im Bereich $7 \leq \log(g) \leq 9$ liegt. Ihre Effektivtemperatur T_{eff} (Temperatur an der Sternoberfläche) und chemische Zusammensetzung können jedoch sehr unterschiedlich sein. Im Folgenden sind die spektralen Merkmale der verschiedenen Klassen Weißer Zwerge aufgelistet (s. hierzu Wesemael et al. 1993), deren Bezeichnung aus einem 'D' für 'degenerate' sowie einem weiteren Buchstaben besteht.

- DA:** Im Spektrum sind ausschließlich die Balmerlinien des Wasserstoffs zu sehen. Die beobachteten Temperaturen liegen im Bereich $5000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 80\,000 \text{ K}$. Die Stärke der Balmerlinien erreicht ihr Maximum bei etwa $T_{\text{eff}} \approx 12\,000 \text{ K}$.
- DB:** Im Spektrum sind ausschließlich Linien von neutralem Helium zu sehen. Die Temperaturen reichen von $10\,000 \text{ K}$ bis etwa $25\,000 \text{ K}$.
- DC:** Das Spektrum enthält keinerlei Linien oder andere Merkmale. Die Temperaturen der beobachteten Objekte sind mit $T_{\text{eff}} \leq 8000 \text{ K}$ sehr gering.
- DO:** Das Spektrum enthält überwiegend Linien von ionisiertem Helium, sowie teilweise schwache Linien von neutralem Helium. Diese Sterne liegen im Temperaturbereich $45\,000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 100\,000 \text{ K}$.

4 Spektralklassifikation

DQ: Das Spektrum wird bestimmt durch Banden von Kohlenstoffmolekülen. Diese Sterne besitzen heliumreiche Atmosphären, sind jedoch mit $T_{\text{eff}} \leq 10\,000\text{ K}$ zu kühl um Heliumlinien zu zeigen.

DZ: Das Spektrum enthält ausschließlich Linien von Metallen, hauptsächlich Ca II H+K. Wie beim Typ DQ sind die Atmosphären der Sterne heliumreich, die Temperatur liegt jedoch bei $T_{\text{eff}} \leq 10\,000\text{ K}$, so dass keine Heliumlinien sichtbar sind.

Magnetische Weiße Zwerge: Diese Weißen Zwerge besitzen magnetische Feldstärken von 3.5 MG bis über 300 MG. Im Bereich einiger 10 MG führt dies zur Zeeman-Aufspaltung der Balmerlinienkerne; bei größeren Stärken kann das gesamte Spektrum völlig unkenntlich gemacht werden.

PG 1159: Sterne dieses Typs sind keine Weißen Zwerge, sondern stellen eine Art heiße Erweiterung des Bereichs Weißer Zwerge dar. Ihre Spektren werden durch Linien von He II, C IV und O VI charakterisiert, die teilweise auch in Emission vorliegen können. Sie sind wahrscheinlich post-AGB-Objekte (s. Kap. 5) auf dem Weg zum Weißen Zwerg.

Falls die Merkmale mehrerer Klassen zutreffen (z.B. Wasserstoff- und Heliumlinien), so werden weitere Buchstaben in der Reihenfolge der jeweiligen Stärke angehängt. Z.B. bedeutet die Klassifikation DBAZ, dass neutrale Heliumlinien das Spektrum dominieren, aber auch Wasserstoff- und Metalllinien zu sehen sind.

4.2 Heiße unterleuchtkräftige Sterne

Die für heiße unterleuchtkräftige Sterne typischen $\log(g)$ -Werte liegen im Bereich $5 \leq \log(g) \leq 6.5$ und sind damit geringer als die Weißer Zwerge. Der durchschnittliche $\log(g)$ -Wert nimmt dabei mit der Effektivtemperatur zu (s. auch Teil II dieser Arbeit). Die Bezeichnung ihrer nachfolgend aufgelisteten Unterklassen enthält stets die Buchstaben 'sd' für 'subdwarf', sowie den entsprechenden Spektraltyp O oder B.

sdB: Diese Sterne weisen starke Balmerlinien auf, meistens auch schwache He I-Linien. In vielen Fällen sind Metalllinien zu sehen, z.B. Mg II 4481 Å. Ihre Effektivtemperaturen liegen im Bereich $20\,000\text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 30\,000\text{ K}$, wobei die obere Grenze einen fließenden Übergang zu den sdOBs zeigt (s.u.).

sdOB: In Spektren dieser Objekte sind starke Balmerlinien zu sehen, zusammen mit schwachen Linien neutralen Heliums und ionisierten Heliums (letzteres meist nur als He II 4686 Å). Ihr Temperaturbereich beginnt mit 30 000 K beim heißen Ende der sdBs und reicht bis $T_{\text{eff}} \approx 40\,000\text{ K}$.

sdO: Diese Sterne zeigen ebenfalls starke Balmerlinien, zusammen mit He II-Absorption. Für sie gilt $T_{\text{eff}} \geq 40\,000\text{ K}$; das heiße Ende des Temperaturbereichs ist nicht klar definiert und wird wahrscheinlich bei etwa $100\,000\text{ K}$ mit den DAOs zusammengeführt (s.o.).

He-sdB: Im Gegensatz zu "normalen" sdBs werden Spektren dieser Unterklasse von He I-Linien dominiert, zusammen mit schwachen He II-Linien. Wasserstofflinien sind nicht oder kaum zu sehen. Ihre Temperaturen liegen im Bereich $30\,000\text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 40\,000\text{ K}$ (Ahmad & Jeffery 2003).

He-sdO: In Analogie zu den He-sdBs weisen diese Sterne (fast) keine Balmerlinien auf; sie zeigen starke He II-Linien und manchmal schwache Linien neutralen Heliums. Wie bei den sdOs beginnt ihr Temperaturbereich bei $T_{\text{eff}} \geq 40\,000\text{ K}$.

HBB: Diese Sterne gehören nicht zur Gruppe der subdwarfs, sondern befinden sich bei geringeren Temperaturen und Schwerebeschleunigungen ($T_{\text{eff}} \leq 20\,000\text{ K}$, $\log(g) \leq 5$). Ähnlich den sdBs ist ihr Spektrum von Balmerlinien dominiert und zeigt schwache He I-Linien.

Wie bereits erwähnt besteht zwischen sdBs und sdOBs ein fließender Übergang, da sie offensichtlich zum selben Evolutionsstadium gehören. Von ihrer Unterscheidung wurde daher abgesehen, und alle Sterne dieses Typs sind in Tabelle B.1 mit 'sdB' bezeichnet. Mchte man dennoch aus Gründen der Handhabung o.. eine Aufteilung vollziehen, so sei auf Abbildung 7.4 in Teil II dieser Arbeit verwiesen. Die dort bestimmten Parameter Effektivtemperatur und Heliumhäufigkeit – die allein aus dem Betrachten der Spektren niemals so genau hervorgehen können – zeigen tatsächlich eine leichte Abgrenzung bei $T_{\text{eff}} \approx 31\,000\text{ K}$.

4.3 Kriterien zur Unterscheidung

4.3.1 Oberflächen-Schwerebeschleunigung

Der hauptsächliche Parameter zur Unterscheidung zwischen Weißen Zwergen und anderen Sternen ist die Schwerebeschleunigung an der Sternoberfläche. Sie bestimmt den dort herrschenden Gasdruck, der wiederum die Stöße der relevanten Atome mit Ionen, Elektronen und anderen Atomen kontrolliert. Durch die so auftretenden elektrischen Felder unterschiedlicher Stärke führt der Stark-Effekt zu einer Verbreiterung der Absorptionslinien, der sogenannten Druckverbreiterung. Ihr Lorentzprofil dominiert die Linienflügel, während das schneller abfallende Gaußprofil der thermischen Verbreiterung (aufgrund der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung) den Linienkern bestimmt. Balmer- und auch Heliumlinien sind damit bei Weißen Zwergen deutlich breiter als bei sdBs, wie in den Abbildungen 4.1, 4.2 und 4.7 deutlich wird.

4 Spektralklassifikation

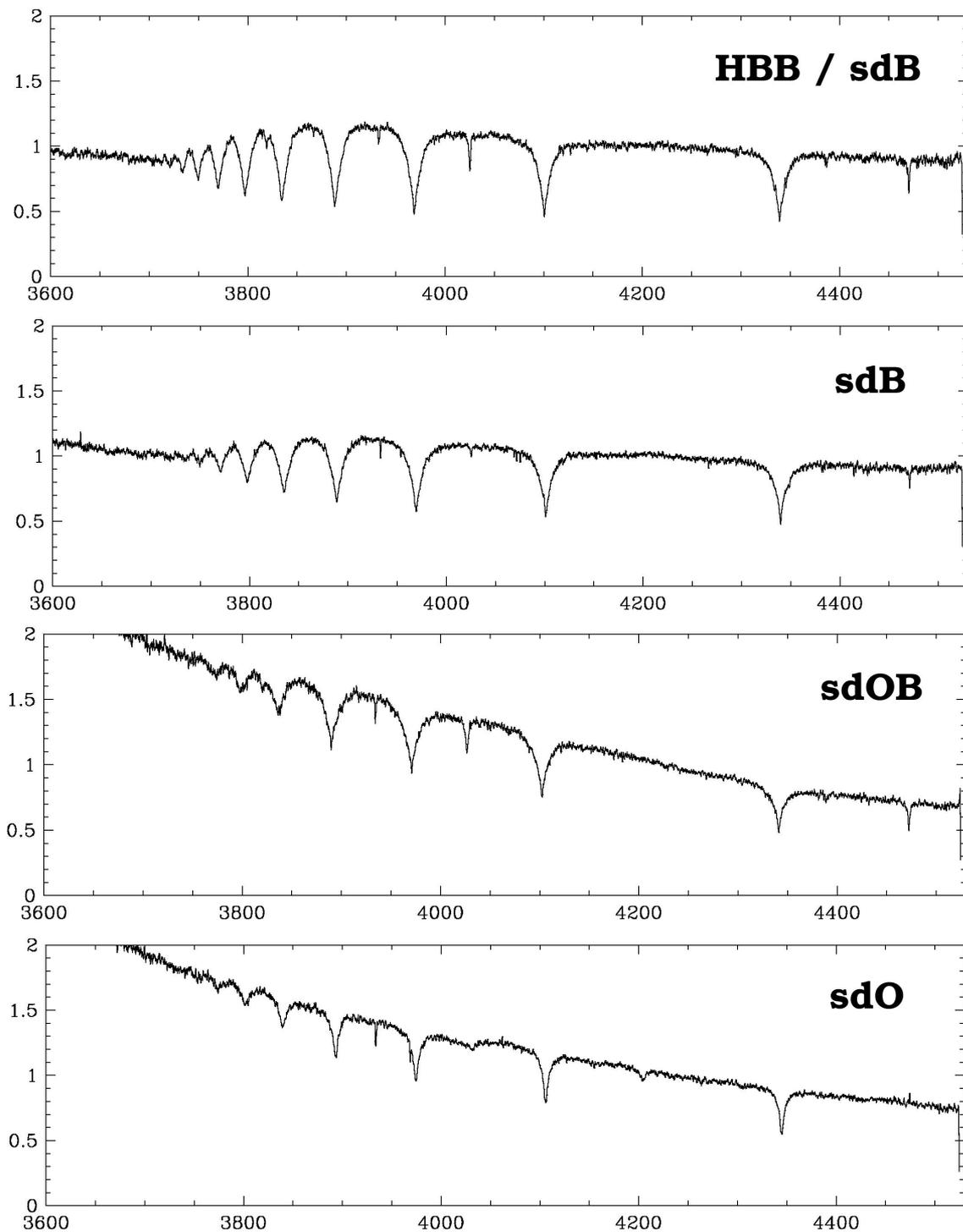


Abbildung 4.1: SPY-Spektren für verschiedene Spektraltypen. Auf der Abszisse ist die Wellenlänge aufgetragen, auf der Ordinate der Fluss. Dargestellt ist jeweils der blaue Bereich. Die Spektraltypen sind von oben nach unten: HBB, sdB, sdOB, sdO.

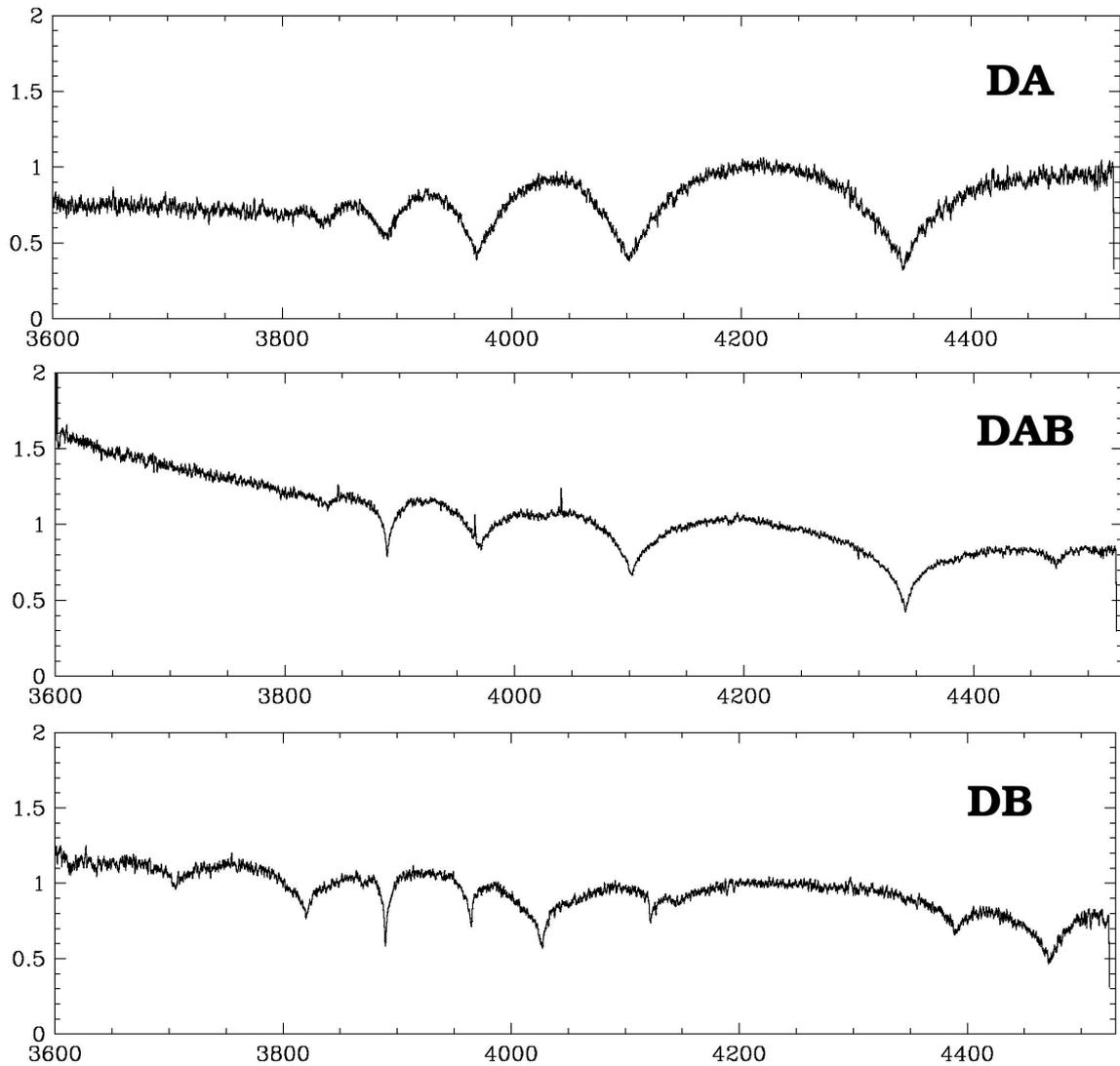


Abbildung 4.2: SPY-Spektren für verschiedene Typen Weißer Zwerge. Auf der Abszisse ist die Wellenlänge aufgetragen, auf der Ordinate der Fluss. Dargestellt ist jeweils der blaue Bereich. Die Spektraltypen sind von oben nach unten: DA, DAB, DB.

4 Spektralklassifikation

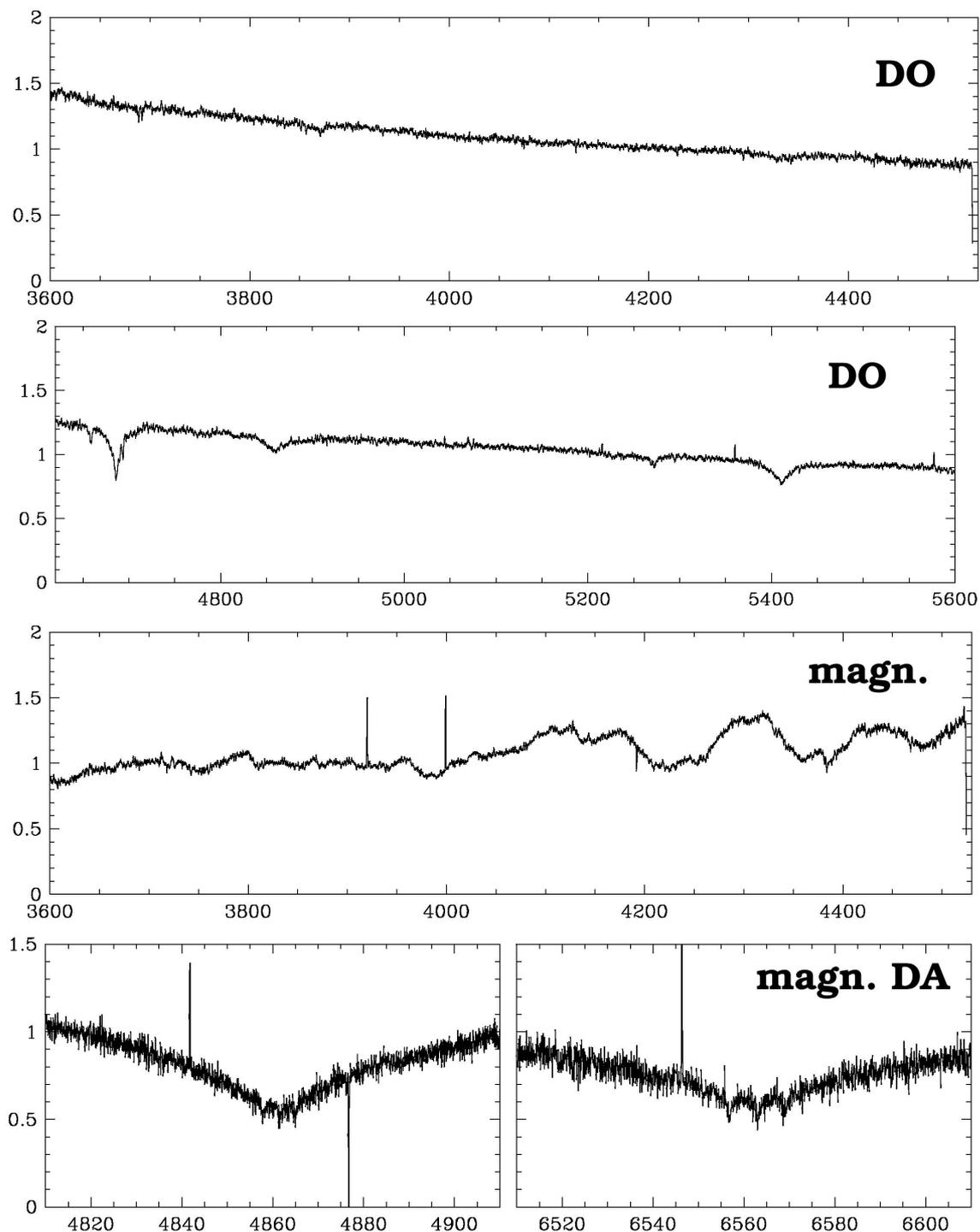


Abbildung 4.3: SPY-Spektren für verschiedene Typen Weißer Zwerge. Auf der Abszisse ist die Wellenlänge aufgetragen, auf der Ordinate der Fluss. Die beiden oberen Spektren zeigen den blauen bzw. unteren roten Bereich eines DO. Das zweite Spektrum von unten zeigt den blauen Bereich eines Weißen Zwergs, der ein enorm starkes Magnetfeld aufweist und somit eine genaue Klassifikation unmöglich macht. Das unterste Spektrum zeigt schließlich die Kerne der H α - und H β -Linie eines DA mit starkem Magnetfeld. Deutlich ist deren Zeeman-Aufspaltung zu sehen.

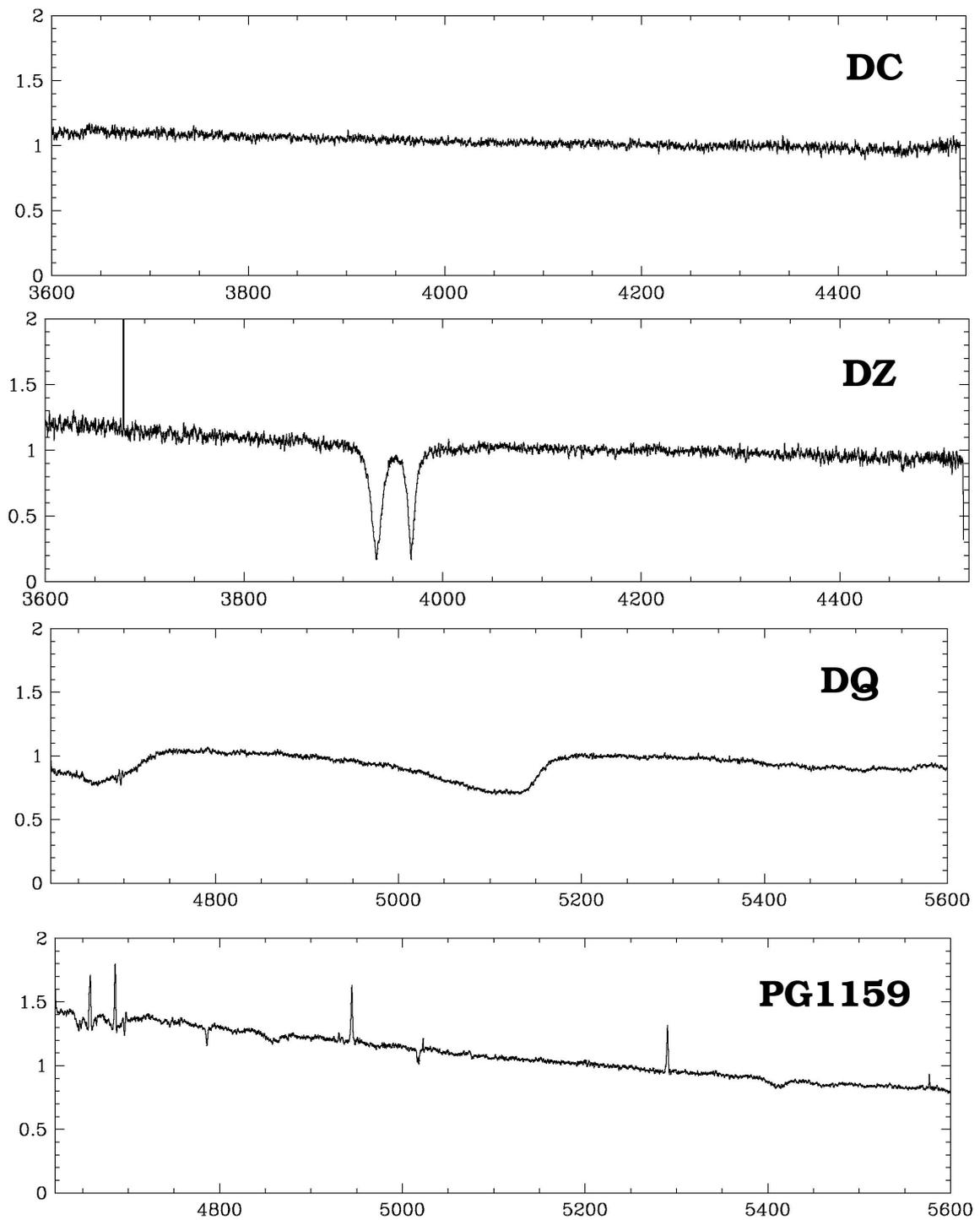


Abbildung 4.4: SPY-Spektren für verschiedene Spektraltypen. Auf der Abszisse ist die Wellenlänge aufgetragen, auf der Ordinate der Fluss. Dargestellt ist bei den oberen zwei Spektren der blaue Bereich, bei den beiden unteren der untere rote Bereich. Die Spektraltypen sind von oben nach unten: DC, DZ, DQ, PG1159.

4 Spektralklassifikation

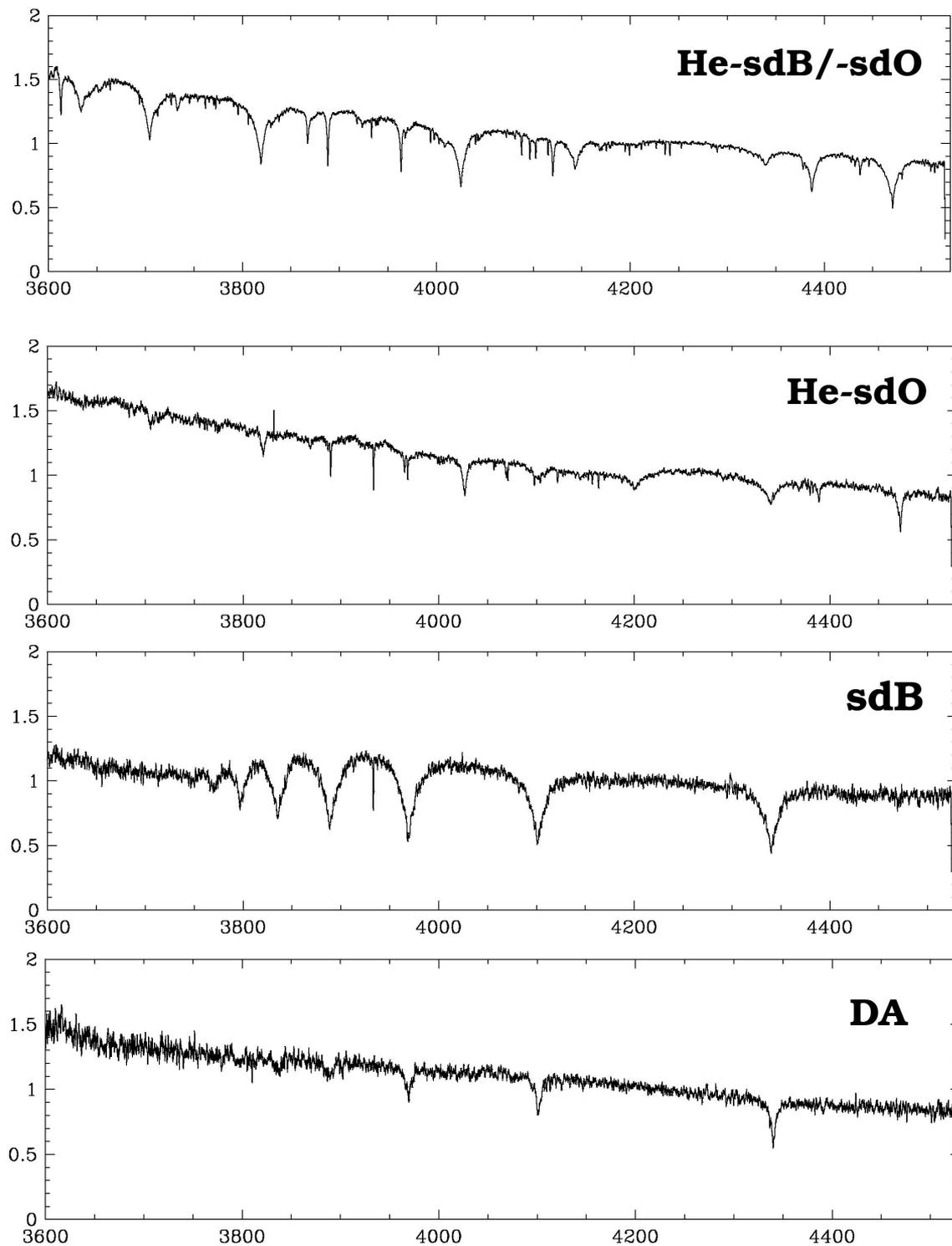


Abbildung 4.5: SPY-Spektren für verschiedene Spektraltypen. Auf der Abszisse ist die Wellenlänge aufgetragen, auf der Ordinate der Fluss. Dargestellt ist jeweils der blaue Bereich. Die oberen zwei Spektren zeigen einen He-sdO sowie ein Objekt, das im Übergang von He-sdB zu He-sdO liegt. Die beiden unteren Spektren zeigen einen Vergleich zwischen einem sdB und einem sehr kühlen Weißen Zwerg des Typs DA.

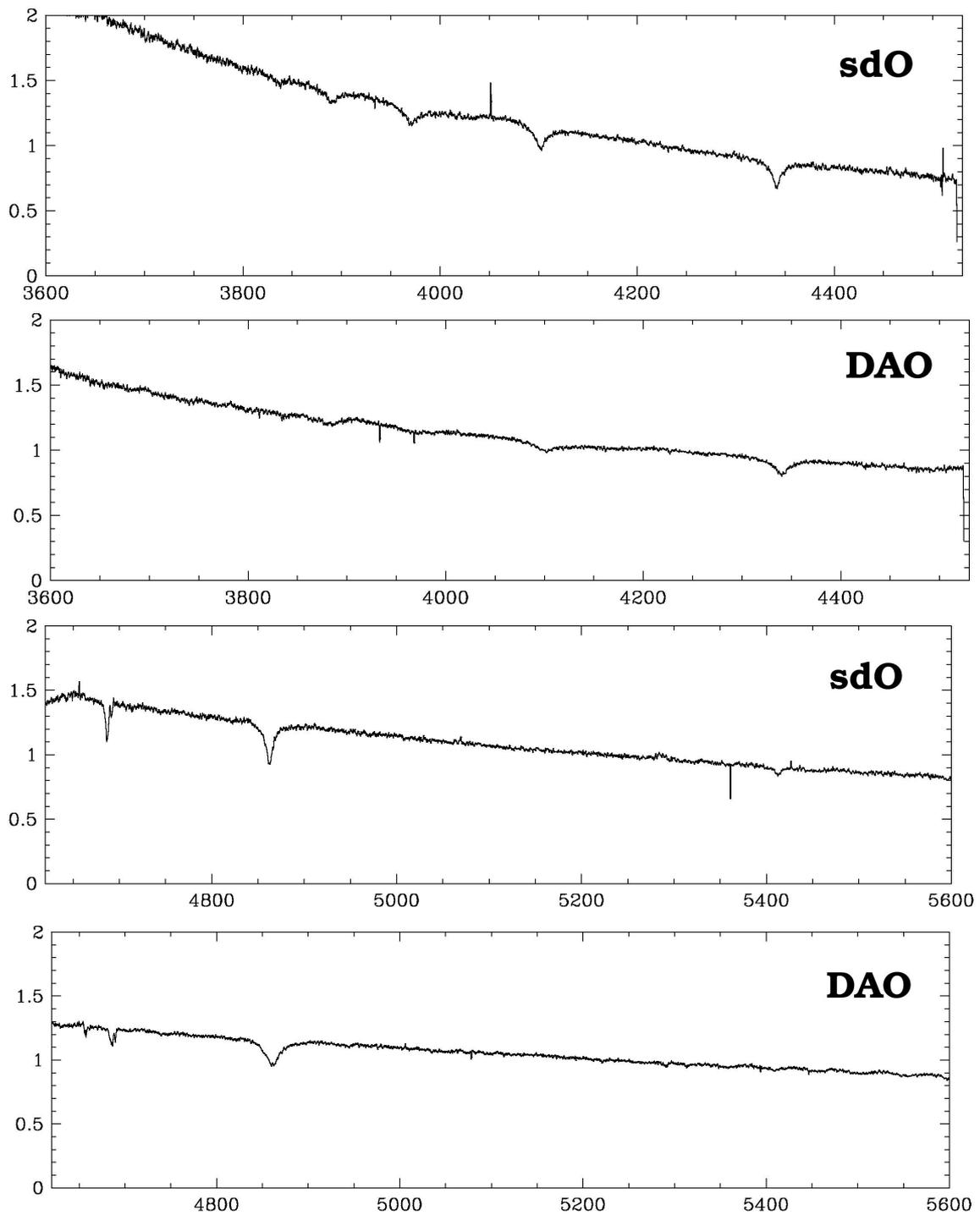


Abbildung 4.6: Vergleich von SPY-Spektren eines sdO und eines DAO. Auf der Abszisse ist die Wellenlänge aufgetragen, auf der Ordinate der Fluss. Die oberen beiden Spektren zeigen den blauen Bereich, die unteren beiden den unteren roten Bereich.

4 Spektralklassifikation

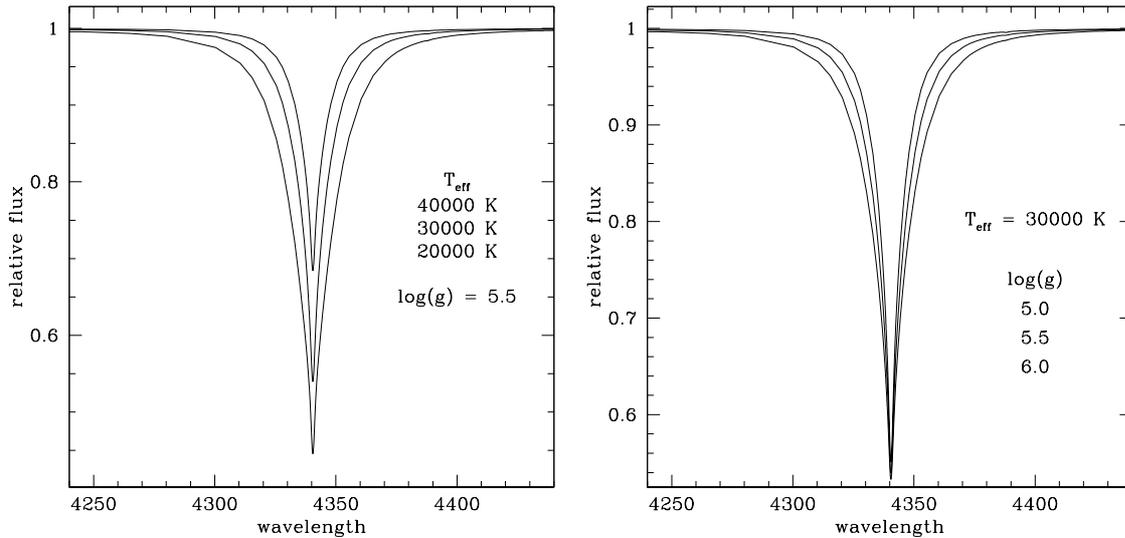


Abbildung 4.7: Modell-Linienprofile von $H\gamma$ für typische sdB-Parameter.

Links: $\log(g) = 5.5$, $T_{\text{eff}} = 40\,000$, $30\,000$, $20\,000$ K von oben nach unten. Die Einsenktiefe nimmt mit zunehmender Effektivtemperatur ab. Da ebenso die Stärke der Balmerlinien, also die integrierte Linienfläche, deutlich abnimmt, werden zudem die Linienflügel schmaler.

Rechts: $T_{\text{eff}} = 30\,000$ K, $\log(g) = 5.0$, 5.5 , 6.0 von innen nach außen. Die Breite der Linienflügel nimmt mit wachsender Schwerebeschleunigung zu, während die Einsenktiefe annähernd gleichbleibt.

Da die Schwerebeschleunigung an der Oberfläche auch die dort vorherrschende Dichte bestimmt, ergibt sich ein weiteres Merkmal zur Unterscheidung von Sterntypen mit generell hohen $\log(g)$ -Werten. In ihren Atmosphären ist die Dichte so groß, dass der mittlere Atomabstand in der Größenordnung des Atomradius von Wasserstoff liegt, welcher durch das Energieniveau des Elektrons bestimmt ist. Es können also nur atomare Energieniveaus besetzt werden, deren Abstand vom Atomkern geringer ist als der mittlere Atomabstand, da die Elektronen sonst praktisch frei sind und die Atome damit ionisiert. Die Hauptquantenzahl n_{max} , bis zu der die Besetzung möglich ist, bestimmt folglich, welche Linien im Spektrum noch zu sehen sind. So kann man in Spektren von Weißen Zwergen typischerweise Balmerlinien bis zu $9 \leq n_{\text{max}} \leq 11$ sehen. In sdBs liegen diese Werte bei $12 \leq n_{\text{max}} \leq 14$ (s. Abb. 4.1 und 4.2).

4.3.2 Effektivtemperatur

Die Temperatur T_{eff} an der Sternoberfläche bestimmt im Wesentlichen die Einsenktiefe der Spektrallinien, welche mit zunehmendem T_{eff} abnimmt (s. Abb. 4.7). Zu begründen ist dies damit, dass die Strahlung bei der Wellenlänge der Linienmitte, verglichen mit dem Kontinuum, in weiter außen liegenden Bereichen der Atmosphäre entsteht. Umso niedriger die Temperatur dort ist (relativ zu den inneren Bereichen), umso weniger Strahlungsfluss wird dort erzeugt, und umso tiefer

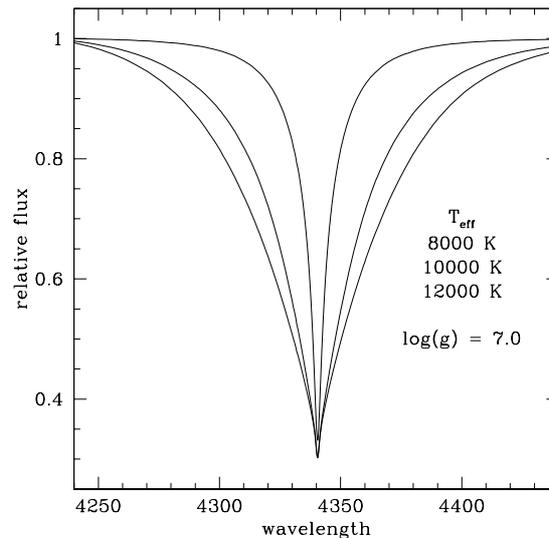


Abbildung 4.8: Modell-Linienprofile von $H\gamma$ für typische Parameter eines kühlen Weißen Zwergs: $\log(g) = 7.0$, $T_{\text{eff}} = 8000, 10\,000, 12\,000$ K von innen nach außen. Die Stärke der Balmerlinien ist bei etwa $12\,000$ K maximal und nimmt hin zu kühleren Temperaturen deutlich ab. Dies resultiert in einer starken Verschmälerung der Linienflügel, wodurch eine Verwechslung mit den sdB-Linienprofilen aus Abbildung 4.7 möglich wird. Die Einsenktiefe ändert sich praktisch nicht.

ist folglich die Absorptionslinie.

Ein weiterer temperaturabhängiger Effekt ist die Tatsache, dass die Balmerlinien bei etwa $12\,000$ K ihre maximale Stärke erreichen, und hin zu niedrigeren oder höheren Temperaturen schwächer werden (s. Abb. 4.8). Konkret ist damit eine Abnahme der integrierten Linienfläche gemeint, die üblicherweise als Äquivalentbreite angegeben wird (resultierende Breite, wenn die Linienfläche als Rechteck der Höhe 1 dargestellt wird). Wie beim Vergleich von Abbildung 4.7 und 4.8 deutlich wird, kann bei sehr kühlen Weißen Zwergen ($T_{\text{eff}} \approx 8000$ K) die niedrige Äquivalentbreite leicht einen geringeren $\log(g)$ -Wert suggerieren (s. auch Abb. 4.5), wodurch der Stern fälschlicherweise als sdB klassifiziert werden würde. Derartige Objekte können oft nur durch Linienprofil-Fits (s. Teil II dieser Arbeit) korrekt eingeordnet werden.

Neben der Beeinflussung der Linienprofile bestimmt die Temperatur den spektralen Verlauf des Kontinuums, der in flusskalibrierten Spektren praktisch gleich dem Verlauf der Planckfunktion sein sollte. Da die vorliegenden Spektren jedoch keine derartige Kalibration erfahren haben, kann der Kontinuumsverlauf lediglich zu Vergleichen zwischen zwei Sternen eingesetzt werden. Bei geringerer Effektivtemperatur fällt der Flussverlauf zum roten Bereich hin weniger stark ab oder steigt evtl. sogar an. Ist man sich z.B. unsicher, ob ein Objekt den sdBs oder den kühlen Weißen Zwergen zugeordnet werden muss, und ist der Stern deutlich kühler als die Mehrheit der anderen beobachteten Objekte, bleibt nur noch die

Möglichkeit des Weißen Zwergs, da für sdBs $T_{\text{eff}} \geq 20\,000\text{ K}$ gilt.

4.3.3 Chemische Zusammensetzung der Atmosphäre

Wenn nicht klar ist, ob ein Weißer Zwerg oder ein sdB vorliegt, können die folgenden Kriterien zusätzlich zu den beschriebenen Unterscheidungsmöglichkeiten hilfreich sein:

- * Wenn das Spektrum von Wasserstofflinien dominiert wird, so weisen schwache und relativ schmale He I-Linien auf einen sdB hin.
- * Das Vorhandensein mehrerer sehr schmaler Metalllinien – besonders in der Region um $H\beta$ – ist ein deutliches Anzeichen für einen sdB. Ist dies nicht eindeutig, kann evtl. durch die Präsenz von Mg II 4481 Å unterschieden werden: Das Vorhandensein dieser Linie wäre äußerst ungewöhnlich für einen Weißen Zwerg und weist somit auf einen sdB hin.

Ein weiteres Problem ist die Unterscheidung zwischen sdOs und DAOs (Abb. 4.6), die bei extrem hohen Temperaturen ineinander übergehen (s.o.). Hier können oft nur durch Linienprofil-Fits klare Aussagen getroffen werden. Ein Kriterium kann allerdings die Präsenz der He II-Linie bei 5412 Å sein: Da in DAOs Helium typischerweise deutlich untersolar ist, sollte dort praktisch nur He II 4686 Å auftreten, während in sdOs oftmals beide Linien zu sehen sind.

4.4 Kühle Begleitsterne

In Spektren von Weißen Zwergen zeigt sich ein kühler Hauptreihen-Begleitstern meist durch Emissionslinien bei $H\alpha$, und manchmal bei weiteren Balmerlinien sowie Ca H+K. Diese weisen auf eine erhöhte chromosphärische Aktivität hin, eventuell ausgelöst durch schnelle Rotation. Letztere kann durch das enge Doppelsternsystem mit dem Weißen Zwerg verstärkt worden sein. In der Klassifikation (Tab. B.1) wird ein kühler Begleiter von Weißen Zwergen mit 'dM' für 'dwarf M' (Hauptreihenstern des Typs M) bezeichnet.

SdB-Spektren weisen oftmals Merkmale von Hauptreihen-Begleitsternen der Typen F bis K auf. Detaillierte Angaben hierzu sind Kapitel 6.1 im zweiten Teil dieser Arbeit zu entnehmen.

Teil II

Heiße unterleuchtkräftige Sterne

5 Einleitung und wissenschaftlicher Kenntnisstand

Das Hauptstadium im Leben eines Sterns ist die Phase, in der im Kern Wasserstoff zu Helium fusioniert. Während dieser Zeit befindet sich der Stern auf der sogenannten Hauptreihe im Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD, Abb. 5.1). Letzteres ist ein allgemein gebräuchliches Standarddiagramm für die Darstellung unterschiedlicher Entwicklungszustände von Sternen; in ihm sind der Spektraltyp auf der Abszisse sowie die Leuchtkraft auf der Ordinate aufgetragen. Ersterer ist praktisch gleichbedeutend mit der Oberflächentemperatur des Sterns, bekannt als Effektivtemperatur T_{eff} aus dem ersten Teil dieser Arbeit.

Je größer die Anfangsmasse der Sterne ist, umso weiter links oben – bei höheren Temperaturen und größeren Leuchtkräften – befinden sie sich im HRD, denn die Energieproduktion pro Zeiteinheit ist dementsprechend höher. Die *Entwicklungszeit* der Sterne, nach der sie 10 Prozent ihres Wasserstoffvorrats verbraucht haben, ist proportional zu ihrer Masse und umgekehrt proportional zur Leuchtkraft. So hat z.B. ein B-Stern mit $T_{\text{eff}} = 30\,000\text{ K}$, $M = 18 M_{\odot}$ und $L = 50\,000 L_{\odot}$ eine Entwicklungszeit von lediglich zweieinhalb Millionen Jahren, im Gegensatz zu über sieben Milliarden Jahren bei der Sonne. Ist der Kernbrennstoff Wasserstoff einmal verbraucht, d.h. besteht der Kern vollständig aus Helium, so beginnt er zu kontrahieren, während in einem schalenförmigen Bereich um den Kern die Wasserstofffusion einsetzt. Zusammen mit der Kontraktion des Kerns bewegt sich diese Schale in weiter innen liegende Regionen, hin zu höheren Temperaturen und Dichten, was die Stabilität der äußeren Bereiche des Sterns beeinflusst (Iben 1993). Schließlich folgt aus einem komplexen Zusammenspiel physikalischer Größen und Effekte (z.B. Änderung der Opazität, Bewegung der Konvektionszone nach innen) die Expansion der äußeren Schichten des Sterns, teilweise sogar bis zum 50-fachen Radius. Aufgrund der enorm vergrößerten Oberfläche kann der Energiestrom *pro Oberflächeneinheit* nicht aufrechterhalten werden, was einen Rückgang der dortigen Temperatur T_{eff} bedeutet. Da T_{eff} den spektralen Strahlungsverlauf bestimmt (welcher näherungsweise durch die Planckfunktion gegeben ist), folgt, dass der Stern nun rot leuchtet: Er ist zum Roten Riesen geworden, und befindet sich im HRD auf dem Roten Riesenast (engl. Red Giant Branch, RGB; s. Abb. 5.1).

Der Kern erreicht eine neue Gleichgewichtsphase, wenn die Fusionierung des dort erzeugten Heliums zu schwereren Elementen (C, O) einsetzt. Bei Sternen, deren Elektronen im Kern entartet sind (bei Anfangsmassen von etwa $M \leq 2 M_{\odot}$,

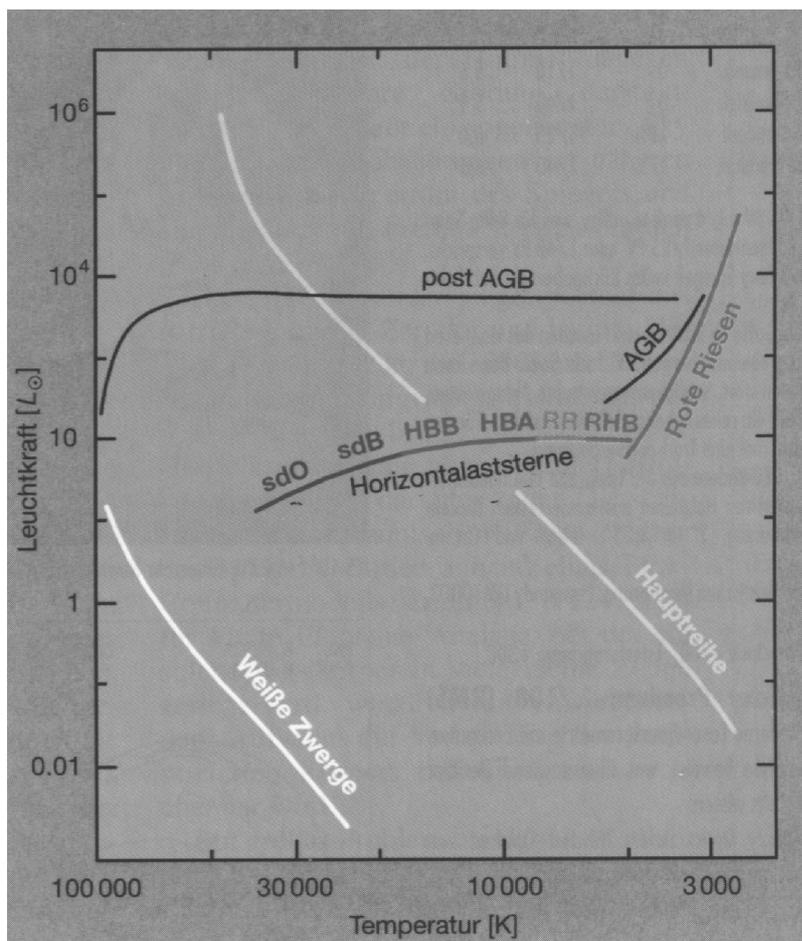


Abbildung 5.1: Hertzsprung-Russell-Diagramm, wobei auf der Abszisse anstatt des Spektraltyps die Effektivtemperatur aufgetragen ist. Die Ordinate enthält die Leuchtkraft in Einheiten der Sonnenleuchtkraft. Verschiedene im Text beschriebene Entwicklungsphasen der Sterne sind dargestellt. Zur Verfügung gestellt von M. Altmann, ursprünglich der Zeitschrift *Sterne & Weltraum* entnommen.

Han et al. 2002), geschieht dies explosiv, als sogenannter *Helium-Flash*. Die Zündung des Heliumbrennens befördert den Stern im HRD auf den Horizontalast (engl. Horizontal Branch, HB; s. Abb. 5.1). Im Normalfall verbleibt er dort solange, bis die Heliumfusion beendet ist und sich eine schalenförmige Heliumbrennzone bildet (Unsöld & Baschek 1999). Der Stern wandert ein zweites Mal zu höheren Leuchtkräften in das Gebiet der Roten Riesen, nämlich auf den Asymptotischen Riesenast (engl. Asymptotic Giant Branch, AGB; s. Abb. 5.1). Die weitere Entwicklung hängt stark von seiner Gesamtmasse ab, kann aber wie folgt grob zusammengefasst werden: In jedem Fall wird die Hülle des Sterns ausgestoßen, sei es als Supernova-Ereignis (bei massereicheren Sternen) oder mit dem weniger spektakulären Prozess der Bildung eines Planetarischen Nebels. Zurück bleibt der ehemalige Kern des Sterns als stark komprimiertes, dichtes Objekt, im ersten Fall als Neutronenstern oder gar als Schwarzes Loch, im zweiten Fall als

Weißer Zwerg. Der Entwicklungsweg im HRD führt hierfür in recht kurzer Zeit vom roten in den blauen Spektralbereich (bezeichnet als “post-AGB” in Abb. 5.1), bei zunächst gleichbleibender Leuchtkraft, die dann aber schnell abnimmt. Der Weiße Zwerg erfährt schließlich eine stetige Abkühlung, welche allerdings länger dauert als ein Hubble-Alter.

5.1 Einordnung in das Hertzsprung-Russell-Diagramm

Kehren wir nun noch einmal zurück zu der Phase, in der im Kern die Fusion von Helium einsetzt und der Stern sich auf den Horizontalast begibt. Beobachtungen zeigen eine sehr lange Ausdehnung des Horizontalastes hin zu Effektivtemperaturen von $T_{\text{eff}} \approx 40\,000\text{ K}$ (s. Abb. 5.1; das Attribut “horizontal” trifft dabei allerdings nicht mehr zu). Die Sterne, welche sich auf diesem sogenannten Erweiterten Horizontalast (engl. Extended Horizontal Branch, EHB) befinden, erhalten von der Spektralklassifikation die Bezeichnung Unterzwerg (engl. subdwarf) des Spektraltyps O bzw. B (sdO / sdB). Grund dafür ist schlicht der, dass normale Hauptreihensterne bereits als Zwerge klassifiziert werden, die EHB-Sterne desselben Typs jedoch deutlich weniger leuchtkräftig sind. Im Folgenden interessieren nur die sdBs, da sdO-Sterne hinsichtlich ihrer bisherigen Entwicklung getrennt von ersteren betrachtet werden müssen (z.B. Heber 1986) und nicht Teil der in dieser Arbeit beschriebenen Analysen sind.

In der Literatur wurde zunächst unterschieden zwischen der Bezeichnung “sdB” als einfache Spektralklassifikation, und “EHB-Stern” als Aussage über den Entwicklungsstatus des Objekts – denn der naheliegende Gedanke war, dass diese Sterne sich vom Horizontalast zum EHB weiterentwickelt haben. Nachdem jedoch mit der Zeit verschiedene potentielle Entstehungsszenarien ans Licht traten, die keine Vorgängerphase als Horizontalaststern beinhalten, ist diese Trennung nicht mehr sinnvoll. “EHB-Stern” sowie “sdB” dienen nun beide zur Definition der (selben) Position im HRD; der genaue Herkunftsweg der Objekte ist seit Jahrzehnten Gegenstand zahlreicher Diskussionen und Studien, und bestimmt auch die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit.

Um Sterne im HRD derart zu positionieren, ist es nötig, dass die den Kern umgebende Wasserstoffhülle – aus welchen Gründen auch immer – so dünn ist, dass sie nur noch wenige Prozent zur Gesamtmasse beiträgt. Als einfache, veranschaulichende Erklärung kann man sich vorstellen, dass eine dünne Hülle nur sehr schwach den heißen, heliumbrennenden Kern “abschirmen” kann, und EHB-Sterne deshalb höhere Oberflächentemperaturen zeigen als typische Horizontalast-Sterne. Einer solch massearmen Hülle ist es dann in der Folge nicht möglich, ein Wasserstoff-Schalenbrennen einzuleiten, weshalb der Stern den AGB nicht erreichen kann. Stattdessen wird er sich nach Ende des Heliumbrennens (das immerhin über 100 Millionen Jahre dauert) auf mehr oder weniger

direktem Weg zum Weißen Zwerg entwickeln.

5.2 Charakteristika der Atmosphäre

Mit der Aussage, die Hülle bestehe überwiegend aus Wasserstoff, ist noch nichts über deren genaue chemische Zusammensetzung gesagt. Letztere bestimmt aber das Vorhandensein und die Stärke der beobachteten Spektrallinien und ist daher von großer Wichtigkeit. Der ausschlaggebende Prozess hierfür ist die Diffusion der Atome und Ionen, die hauptsächlich von Gravitationsabsenkung sowie von Strahlungsauftrieb verursacht wird: Das Gravitationsfeld des Sterns erzwingt die Sedimentation der chemischen Elemente in Abhängigkeit ihres Gewichts. Schwere Elemente sinken schneller in tiefere Bereiche ab als leichte Elemente, was als Gravitationsabsenkung bezeichnet wird. Diese wird in gewissem Maße durch eine entgegengesetzt wirkende Kraft ausgeglichen, welche aus dem Strahlungsfeld des Sterns herrührt. Dessen Photonen werden von den verschiedenen Atomen und Ionen absorbiert, was in der Summe einen nach außen gerichteten Nettoimpuls auf letztere überträgt und Strahlungsauftrieb genannt wird. Dieser Prozess hängt stark von der jeweiligen atomaren Struktur der chemischen Elemente ab und favorisiert solche, die eine große Anzahl Photonen absorbieren können, gegenüber den annähernd transparenten. Aufgrund der unterschiedlichen Beeinflussung verschiedener Elemente können außergewöhnliche chemische Häufigkeitsmuster in sdB-Atmosphären beobachtet werden (Charpinet et al. 2001; Edelmann 2003).

Die Komplexität der beschriebenen Effekte hat zur Folge, dass theoretische Berechnungen bisher die beobachteten Metallhäufigkeitsmuster von sdBs noch nicht im Gesamten reproduzieren können. Heliumhäufigkeiten scheinen allerdings besser verstanden zu sein, obwohl sie in den Beobachtungen einen weiten Bereich von solarer Häufigkeit bis hin zum Fehlen jeglichen Anzeichens von Helium abdecken (s. dazu auch Abschn. 7.2). Die Gravitationsabsenkung allein – mit einer typischen Zeitskala von 10 000 Jahren – würde jegliches Helium vollständig aus der Atmosphäre verschwinden lassen. Mit Strahlungsauftrieb als entgegenwirkende Kraft stellt sich nach einigen 100 000 Jahren eine Gleichgewichts-Heliumhäufigkeit von ca. $\log(y) = -4$ ein (photosphärische Heliumhäufigkeit $y = N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$; Fontaine & Chayer 1997), was etwa zwei Größenordnungen geringer ist als die durchschnittlich beobachteten Werte. Wird jedoch Massenverlust durch schwache Sternwinde einbezogen, können die beobachteten Häufigkeiten annähernd reproduziert werden: Fontaine & Chayer (1997) erreichen mit einem Massenverlust durch Sternwinde von $10^{-14} M_{\odot}/yr$ und dem dadurch resultierenden Auftrieb eine Heliumhäufigkeit von $\log(y) = -3$, die sich nach ca. 10 Millionen Jahren einstellt, also etwa nach 10 Prozent der gesamten EHB-Phase. Analog dazu zeigten Unglaub & Bues (2001), dass ein Massenverlust von $10^{-13} M_{\odot}/yr$ nach derselben Zeitspanne zu $\log(y) = -2$ führen kann. In Abschnitt 7.2 werden diese

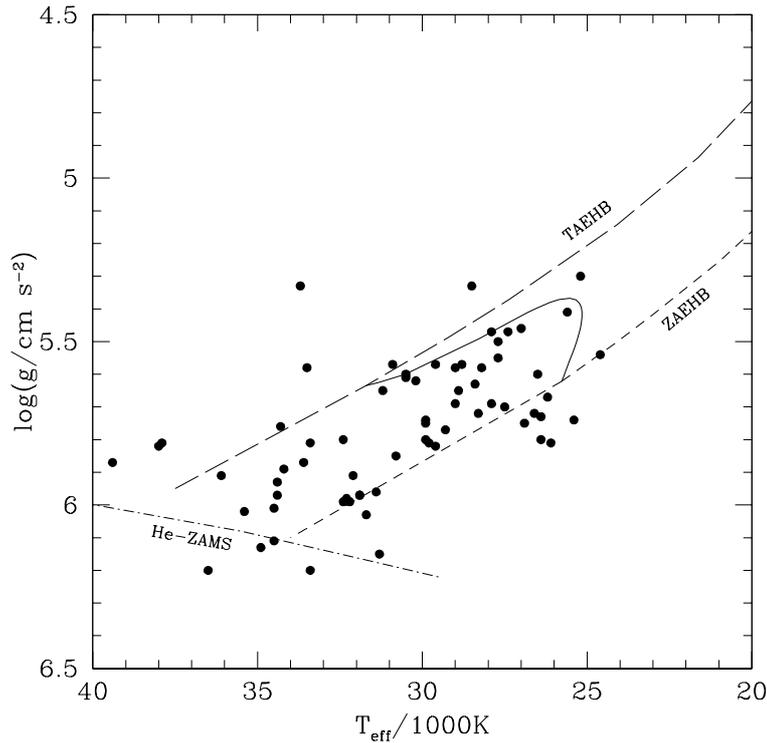


Abbildung 5.2: $T_{\text{eff}}\text{-log}(g)$ -Positionen der sdBs von Saffer et al. (1994), zusammen mit dem von Dorman et al. (1993) berechneten theoretischen EHB-Bereich, welcher durch ZAEHB und TAEHB eingegrenzt ist. Desweiteren ist die Alter-Null-Hauptreihe für reine Heliumsterne dargestellt (He-ZAMS, Paczyński 1971). Die durchgezogene Linie stellt einen Entwicklungsweg für solare Metallizität, Kernmasse $M_{\text{Core}} = 0.469 M_{\odot}$ und Hüllenmasse $M_{\text{env}} = 0.002 M_{\odot}$ dar.

Werte mit den Heliumhäufigkeiten unserer Sterne verglichen. Eventuelle Hinweise auf jene stellaren Winde behandelt Abschnitt 7.5.

5.3 Mögliche Entstehungsszenarien

5.3.1 Einzelsternentwicklung

Trotz der Probleme im Verständnis von Diffusionsprozessen und deren Auswirkungen ist es möglich, Entstehungs- und Entwicklungsszenarien von sdBs zu simulieren. Für diese ist zwar die enorm dünne Hülle der sdBs wichtig, jedoch nicht deren detaillierte chemische Struktur. Da zwischen der Hauptreihenphase des sdB-Vorläufers und dem sdB selbst ein beträchtlicher Teil jener Hülle verloren wurde, ist der erste simple Schritt, Berechnungen nach dem Ende des Hüllenverlustes zu beginnen, so dass dessen genaue Ursache vorerst nicht verstanden werden muss. Dabei wird die für Einzelsternentwicklung nötige Kernmasse bestimmt, bei der die Heliumfusion an der Spitze des RGB einsetzt, und

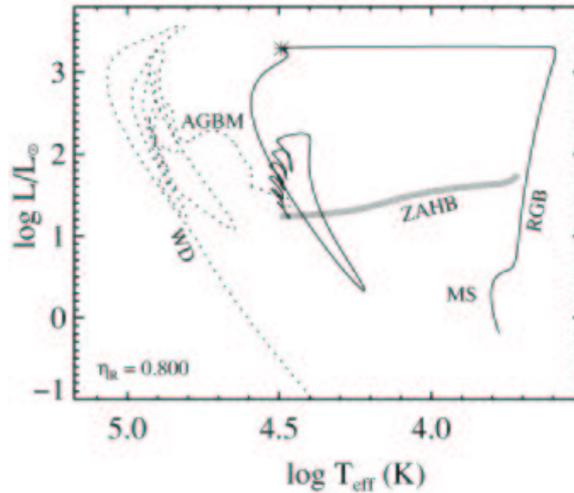


Abbildung 5.3: Entwicklungsweg eines Hot Flashers nach Brown et al. (2001), beginnend auf der Hauptreihe (MS). Aufgetragen sind die Effektivtemperatur gegen die Leuchtkraft in Einheiten der Sonnenleuchtkraft. Das Einsetzen des Helium-Flashes in der post-RGB-Phase ist durch ein Sternensymbol markiert. Der Weg bis zum Erreichen des ZAEHB (hier nur allgemein als "ZAHB" bezeichnet) ist mit durchgezogener Linie dargestellt; die weitere Entwicklung zum Weißen Zwerg (WD) mit gepunkteter Linie. Die Bezeichnung "AGBM" steht hierbei für "AGB-manqué", was besagt, dass der Stern den AGB nicht durchlaufen hat. Darüberhinaus ist links unten im Diagramm der Reimers-Parameter für Massenverlust angegeben. Näheres hierzu ist in Brown et al. (2001) erläutert, von wo die Abbildung direkt übernommen wurde.

dann eine geringe Hüllenmasse addiert. Dorman et al. (1993) berechneten Positionen und weitere Entwicklung solcher Objekte, wobei der Wert für die Kernmasse leicht von der jeweiligen Metallizität abhängt: $0.464 M_{\odot}$ für übersolare Metallizität $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.39$, $0.495 M_{\odot}$ für den deutlich untersolaren Wert $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.26$. Die simulierten Entwicklungswege liegen für Hüllenmassen von $0.002 \leq M_{\text{env}} \leq 0.01 M_{\odot}$ tatsächlich im Bereich der beobachteten Sterne, wie in Abbildung 5.2 anhand der Messungen von Saffer et al. (1994) illustriert ist; typischerweise trägt man hierbei T_{eff} gegen $\log(g)$ auf. Je geringer M_{env} , umso mehr nähern sich die sdBs dabei der theoretischen Alter-Null-Hauptreihe für reine Heliumsterne (engl. Helium Zero-Age Main Sequence, He-ZAMS; Paczyński 1971). Aus den obigen Werten folgt automatisch eine Art Standard-Gesamtmasse von etwa $0.5 M_{\odot}$ für sdBs. Die Simulationen von Dorman et al. (1993) werden in Abschnitt 7.4 als repräsentativ für sdB-Einzelsternentwicklung betrachtet. Es muss allerdings nochmals betont werden, dass sie von bereits auf dem Alter-Null-EHB (engl. Zero-Age EHB, ZAEHB) befindlichen Sternen ausgehen und keinerlei Aussage über deren Herkunftsweg beinhalten.

Der zweite, von der Grundüberlegung naheliegende Schritt ist nun der, als Ursache für die geringe Hüllenmasse hohe Massenverlusten anzunehmen – sogenannte Sternwinde. Solche Winde werden generell im Zusammenhang mit

großen Leuchtkräften beobachtet (D’Cruz et al. 1996), wie sie z.B. an der Spitze des RGB vorherrschen. Zu beachten ist dabei stets, dass der Massenverlust zwar stark sein muss, aber die Beeinflussung des Kerns gering genug um noch die Heliumfusion zu zünden. Die Berechnungen von D’Cruz et al. (1996) zeigen jedoch, dass bei Sternen mit entsprechend geringer Hüllenmasse $M_{\text{env}} \leq 0.02 M_{\odot}$ das Heliumbrennen, wenn überhaupt, erst einsetzt, wenn sie sich bereits auf dem Weg zum Weißen Zwerg befinden (Abb. 5.3). Grund ist, dass die Kernmasse geringfügig kleiner ist (etwa $0.01 M_{\odot}$) als die o.g. Massen für Heliumfusion an der Spitze des RGB; es muss also zunächst eine weitere Kontraktion des Kerns erfolgen und der Helium-Flash wird verzögert. Diese sogenannten “Hot Flashers” erreichen schließlich aber doch den EHB, wie in Abbildung 5.3 dargestellt ist. Aufgrund ihrer leicht geringeren Masse im Vergleich zu den sdB-Berechnungen von Dorman et al. (1993) weisen sie etwas niedrigere Leuchtkräfte auf (etwa 0.1 dex), was beim Vergleich von Beobachtung und Theorie eventuell von Bedeutung sein kann (s. Abschn. 7.4).

Ein wichtiger Punkt, der bei obigen Ausführungen noch nicht beachtet wurde, ist die Tatsache, dass der spät einsetzende Helium-Flash wahrscheinlich einen Vermischungsprozess in der Sternatmosphäre induziert (“Flash-mixing”, z.B. Brown et al. 2001). Dies bewirkt eine Verschiebung zu recht hohen Temperaturen ($T_{\text{eff}} \approx 37000 \text{ K}$), und die Atmosphäre sollte danach von Helium dominiert sein, mit einer eventuellen Anreicherung an Kohlenstoff. Die von uns beobachteten sdBs weisen keine derartig hohe Heliumhäufigkeit auf, außerdem zeigen sie bei den genannten Temperaturen deutlich größere Leuchtkräfte als für Hot Flashers mit Flash-mixing vorhergesagt. Wie Brown et al. (2001) bereits bemerkten, scheinen letztere eher eine Erklärung für die He-sdOs mit relativ hoher Schwebeschleunigung (Lemke et al. 1997) zu liefern, und werden daher bei der weiteren Analyse nicht berücksichtigt. Dies gilt auch für das Szenario von Sweigart (1997), welches durch sogenanntes Helium-mixing in der RGB-Phase und damit zusammenhängenden Massenverlust EHB-Sterne produzieren kann: Deren Atmosphären sind dann von Helium dominiert und ihre Leuchtkraft liegt über der von typischen sdBs, weshalb sie zwar eventuell mit He-sdBs identifiziert werden können (Ahmad & Jeffery 2003), aber auf unsere Untersuchungen keine Anwendung finden.

5.3.2 Doppelsternentwicklung

Die bisherigen Ausführungen beinhalteten lediglich die Entwicklung von Einzelsternen. Da jedoch über 50 Prozent aller Sterne in Doppelsternsystemen zu finden sind und dies bei sehr geringen Abständen zur gegenseitigen Beeinflussung beider Komponenten führen kann, liegt es nahe, Doppelsternentwicklung auf mögliche sdB-Entstehungsprozesse zu untersuchen. Dies wurde erstmals von

Mengel et al. (1976) durchgeführt, die die Auswirkungen von Massentransfer in Systemen untersuchten, in denen sich einer der Sterne im Rote-Riesen-Stadium befindet. Ihre Berechnungen – mit Parametern typisch für Sterne des galaktischen Halo – führten tatsächlich bei bestimmten Anfangs-Abständen zu sdBs, welche Umlaufzeiten von knapp einem Jahr und wie oben Massen von ziemlich genau $0.5 M_{\odot}$ aufweisen. Die berechneten Begleitsterne sind allerdings Sterne von etwa einer Sonnenmasse, die eine ähnliche absolute Helligkeit besäßen wie der sdB selbst und daher im Spektrum deutlich zu sehen wären (Mengel et al. 1976). Derartige Objekte werden zwar beobachtet (s. dazu auch Kap. 8), stellen aber nur eine Minderheit der gesamten sdB-Population.

Mögliche Doppelsternprozesse zur sdB-Entstehung erhielten in den letzten Jahren zusätzliches Gewicht, da viele sdBs aufgrund ihrer veränderlichen Radialgeschwindigkeit als kurzperiodische Doppelsterne mit unsichtbaren (d.h. leuchtschwachen) Begleitern identifiziert wurden (Maxted et al. 2001). Dies resultierte u.a. in einer ausführlichen theoretischen Studie von Han et al. (2003, im Folgenden HPMM) zu unterschiedlichen Doppelsternszenarien, die prinzipiell sdBs produzieren können. Diese Simulationen sind die neuesten und umfangreichsten ihrer Art. Sie können in drei sdB-Entstehungswege unterteilt werden:

CE-Ausstoß-Szenario: Dynamisch instabiler Massentransfer in einem Doppelsternsystem mit einem Roten Riesen als sdB-Vorläufer resultiert in der Bildung einer gemeinsamen Hülle (engl. Common Envelope, CE). Daraufhin kann die Annäherung beider Sterne durch Reibungskräfte und der darauf folgende CE-Ausstoß zu einem sdB innerhalb eines sehr engen Doppelsternsystems führen ($0.5 \text{ h} \leq P \leq 40 \text{ d}$). Voraussetzung ist, dass der Kern des Riesensterns noch in der Lage ist, das Heliumbrennen zu zünden. Der sdB-Begleiter kann entweder ein Hauptreihenstern sein (“1. CE-Ausstoß-Kanal”) oder bereits ein Weißer Zwerg (“2. CE-Ausstoß-Kanal”).

Massentransfer-Szenario: In diesem Szenario läuft der Massentransfer (engl. Roche lobe overflow, RLOF, aufgrund des ausgefüllten Roche-Volumens des Riesensterns) nun stabil ab. Dies hat Doppelsternsysteme mit deutlich größeren Abständen und längeren Perioden zur Folge ($15 \text{ h} \leq P \leq 500 \text{ d}$), da es hier keine Annäherungsphase gibt; es entspricht dem von Mengel et al. (1976) vorgeschlagenen Prozess (s.o.). Analog zum CE-Ausstoß-Szenario ergibt sich wiederum die Unterteilung in “1. RLOF-Kanal” und “2. RLOF-Kanal”.

Merger-Szenario: Das Verschmelzen zweier Weißer Zwerge mit Helium-Kern, verursacht durch Energieverlust wegen Gravitationsstrahlung, kann zur Entstehung eines sdBs führen (Iben 1990). Voraussetzung hierbei ist, dass die Gesamtmasse ausreicht um die Heliumfusion einzuleiten. Die Objekte, die

in diesem “Merger-Kanal” produziert werden, sind folglich Einzelsterne, im Gegensatz zu allen anderen Kanälen.

Um die Komplexität der sogenannten Doppelstern-Populationssynthese von HPMM deutlich zu machen, wird nun kurz erläutert, welche verschiedenen physikalischen Größen an welchen Punkten in die Berechnungen eingehen. Dies ist auch notwendig, um bei den später folgenden Vergleichen zwischen den theoretischen Voraussagen und unseren Beobachtungsdaten genau zu verstehen, wie es zu den Simulationsergebnissen kommt. Grundsätzlich sind zunächst zwei Dinge nötig: Eine möglichst realistische Anfangsverteilung von Doppelstern-Parametern bzw. -systemen, und ein Populationssynthese-Code, der die Entwicklung beider Komponenten und deren Wechselwirkungsphasen beschreibt. Die Anfangsparameter wurden von HPMM durch folgende Größen festgelegt:

Sternentstehungsrate: Die Sternentstehungsrate wird über die letzten 15 Gyr hinweg als konstant angenommen.

Anfangsmassenfunktion: Die Anfangsmassenfunktion (engl. Initial Mass Function, IMF) gibt die ursprüngliche Anzahl der Hauptreihensterne einer bestimmten Masse pro Kubikparsec und Einheitsmasse wieder. HPMM verwenden hierzu eine Näherung der IMF von Miller & Scalo (1979); für Einzelheiten siehe HPMM.

Metallizität: Um der Tatsache gerecht zu werden, dass sdBs möglicherweise aus unterschiedlichen Sternpopulationen hervorgehen, verwendeten HPMM zwei verschiedene Werte für die Metallizität Z der simulierten Sterne:

1. $Z = 0.004$, typisch für eine sehr alte Sternpopulation der galaktischen Scheibe.
2. $Z = 0.02$, annähernd gleich dem solaren Wert und somit typisch für die jüngere Scheibenpopulation.

Verteilung der anfänglichen Massenverhältnisse: Die Verteilung der anfänglichen Massenverhältnisse beider Sterne in den jeweiligen Doppelsternsystemen wird in der Literatur kontrovers diskutiert. HPMM verwenden deshalb zwei verschiedene Ansätze:

1. Eine konstante Verteilung des anfänglichen Massenverhältnisses $q = M_1/M_2$, so dass $n(1/q) = 1$ ($0 \leq 1/q \leq 1$).
2. Voneinander unabhängige Anfangsmassen beider Sterne, deren statistische Verteilung sich direkt aus der IMF ergibt.

Verteilung der anfänglichen Abstände: HPMM nehmen an, dass alle Sterne Mitglieder von Doppelsternsystemen sind. Die Verteilung der anfänglichen Abstände a ist bei weiten Systemen konstant in $\log(a)$ und fällt hin zu engen

Systemen ab. Die Zahl der Systeme mit großen Abständen ist somit in jedem logarithmischen Intervall gleich; etwa 50 Prozent aller Systeme besitzen Anfangsperioden unter 100 yr.

Um nun das relative Gewicht der einzelnen Entstehungskanäle zu bestimmen, führten HPMM Monte-Carlo-Simulationen der Entwicklung von einer Million Doppelsternsystemen durch. Dafür waren zum einen Modellgitter für Einzelsternentwicklung nötig, die u.a. stellare Winde beinhalten (s. Han et al. 2002). Zum anderen müssen Parameter eingeführt werden, welche die Prozesse im Doppelsternsystem (z.B. Massentransfer) charakterisieren. Im einzelnen sind dies:

α_{RLOF} : Relativer Anteil der vom Riesenstern durch stabilen RLOF abgegebenen Masse, welcher vom Begleiter aufgenommen wird. Die restliche Masse verliert das System.

α : Spezifischer Drehimpuls der vom System verlorenen Masse (wie eben beschrieben), in Einheiten des spezifischen Drehimpulses des Systems.

Durch Vergleich mit beobachteten Perioden von Systemen aus sdB und Weißem Zwerg konnten diese beiden Werte auf $\alpha_{\text{RLOF}} = 0.5$ sowie $\alpha = 1.0$ festgelegt werden; näheres hierzu ist HPMM zu entnehmen.

q_{crit} : Kritisches Massenverhältnis, unterhalb dem stabiler Massentransfer des Riesensterns zum Begleiter möglich ist. Untersucht werden die Werte $q_{\text{crit}} = 1.2$ und $q_{\text{crit}} = 1.5$. Ein höherer Wert bedeutet effektiv, dass auch für massereichere Riesensterne noch stabiler RLOF möglich ist.

α_{CE} : Relativer Anteil der während der CE-Phase verlorenen potentiellen Energie des Systems, der in den CE-Ausstoß übertragen wird. Variiert wird zwischen $\alpha_{\text{CE}} = 0.5, 0.75$ sowie 1.0 ; der letzte Wert würde eine vollständige Umsetzung bedeuten.

α_{th} : Relativer Anteil der thermischen Energie des CE, der in den CE-Ausstoß übertragen wird. Wie bei α_{CE} sind auch hier die simulierten Werte $\alpha_{\text{th}} = 0.5, 0.75$ und 1.0 .

Aus den möglichen Werten der physikalischen Parameter produzierten HPMM zwölf sogenannte Simulations-Sets (SSTs), um die daraus resultierenden Unterschiede für die sdB-Population deutlich zu machen. Diese SSTs sind der Schlüssel zur Bestimmung der "wahren" Werte o.g. Größen, und somit zum Verständnis der genauen sdB-Entstehung: Beobachtungsdaten können nun je nach Grad der Übereinstimmung mit den einzelnen SSTs festlegen, welches SST die Realität am besten wiedergibt. Letzteres wurde von HPMM auch bereits bestimmt ("Best-fit-model", SST 2, s. Abschn. 7.4.2), allerdings nur anhand von Perioden

und Begleitsternmassen von sdB-Doppelsternen; der Merger-Kanal ist dabei folglich ausgeschlossen. Für einen aussagekräftigeren Vergleich werden deshalb in Abschnitt 7.4.2 die atmosphärischen Parameter T_{eff} und $\log(g)$ der sdBs herangezogen, was *alle* Entstehungskanäle einbezieht.

Die Simulationen von HPMM resultieren im Gegensatz zu den zuvor beschriebenen Studien in einer relativ weiten Massenverteilung von $0.3 \leq M_{\text{sdB}} \leq 0.8 M_{\odot}$. Grund hierfür ist hauptsächlich die Tatsache, dass in HPMM erstmals auch sdB-Vorläufer berücksichtigt werden, welche die Heliumfusion im nicht-entarteten Zustand beginnen (bei Anfangsmassen von etwa $M \geq 2 M_{\odot}$, s. Han et al. 2002). Diese Sterne müssen sich nicht notwendigerweise an der Spitze des RGB befinden, um trotz des fast vollständigen Hüllenverlustes noch Heliumbrennen einleiten zu können. Somit ist ein deutlich größerer Kernmassenbereich möglich. Würde man jene Objekte sowie den Merger-Kanal ausschließen, ergäbe sich auch bei HPMM eine scharfe Massenverteilung um einen Wert von $M_{\text{sdB}} \approx 0.46 M_{\odot}$.

Ein interessanter und wichtiger Aspekt der Voraussagen von HPMM ist, dass ein deutlicher Unterschied besteht zwischen der *gesamten* sdB-Population, und dem Teil, der *Beobachtungen* zugänglich ist: Der größte Teil der sdBs mit einem Hauptreihen-Begleitstern wird bei Beobachtungen nicht entdeckt, da der Begleiter den sdB überstrahlt (Spektraltypen A und früher). Falls dies nicht der Fall ist, so werden trotzdem noch viele weitere sdBs von der Spektralanalyse ausgenommen, da ihr Begleiter (vom Typ F bis K) im Spektrum deutlich sichtbar ist (wie bereits von Mengel et al. (1976) bemerkt, s.o.) und somit zu einer Verfälschung der Ergebnisse führen könnte. Diese Selektionseffekte werden in HPMM ausführlich diskutiert und sind äußerst wichtig für den Vergleich von Theorie und Beobachtung.

Die schwierige Aufgabe für den Beobachter ist nun, aus der Übereinstimmung seiner Daten mit den theoretischen Vorhersagen oder aus deren Verschiedenheit Schlussfolgerungen für die jeweilige Relevanz der möglichen Entwicklungswege zu ziehen. SPY bietet einen Datensatz von sdB-Spektren, der Homogenität, hohe Auflösung, einen großen Wellenlängenbereich und gute Qualität miteinander vereint. Ähnlich umfangreiche sdB-Analysen der vergangenen Jahre (Saffer et al. 1994; Maxted et al. 2001; Edelmann et al. 2003) können nicht alle dieser Kriterien erfüllen. So besitzen ihre Spektren durchweg eine niedrigere Auflösung als die SPY-Daten, decken zum Teil einen kürzeren Wellenlängenbereich (und somit weniger Balmerlinien) ab und sind oftmals an verschiedenen Teleskopen und Instrumenten aufgenommen worden. Die sdB-Spektren aus SPY eignen sich daher exzellent dazu, bisherige Vorstellungen über die Entstehung und Entwicklung von sdBs zu prüfen und neue Erkenntnisse zu gewinnen. Hierfür wird zunächst im folgenden Kapitel die Bestimmung der atmosphärischen Parameter aus den Spektren beschrieben, ebenso die Abschätzung der dabei möglichen Fehler. Kapitel 7 stellt die Analyse der sdBs dar, deren Spektrum unbeeinflusst von Begleit-

sternen ist. Ein detaillierter Vergleich mit den erwähnten Simulations-Sets wird dort in Abschnitt 7.4 durchgeführt. In Kapitel 8 werden dann separat alle sdBs mit kühlen Begleitern untersucht, mit dem Ziel, Aussagen über die Natur und den Spektraltyp der Begleiter zu treffen.

6 Spektralanalyse

Nach der Reduktion erfolgte zunächst die Faltung der sdB-Spektren mit einer Gaußkurve von 1.0 \AA Halbwertsbreite und die Vergrößerung der Schrittweite auf 0.4 \AA , um die Handhabung der großen Datenmenge einfacher zu machen. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis S/N wurde in einem Kontinuumsbereich des blauen Spektrums als das Verhältnis aus mittlerem Fluss und Standardabweichung berechnet, da der blaue Bereich die meisten der relevanten Spektrallinien enthält. Der Median liegt bei $S/N = 178$, neun Spektren weisen sogar $S/N > 1000$ auf. Für alle Spektren bis auf eines gilt $S/N \geq 10$; dieses wurde (mit einem Wert von $S/N = 0.6$) ebenso ausgeschlossen wie drei weitere Spektren, für die nur die roten Teilaufnahmen vorlagen.

6.1 Spektrale Merkmale von Begleitsternen

Unser sdB-Datensatz von 77 Sternen beinhaltet viele Objekte, bei denen Anzeichen eines kühlen Begleitsterns zu sehen sind. In einigen von ihnen verursacht der Beitrag des Begleiters im blauen Bereich eine breite Ca-K-Linie (3933 \AA), entgegen der oft auftretenden schmalen interstellaren Ca-K-Linie. Zusätzlich wurde G-Band-Absorption (bei ca. 4310 \AA) als sicheres Zeichen für einen Begleiter gewertet. Bei den meisten Sternen war jedoch der spektrale Anteil des Begleiters am besten im unteren roten Bereich zu sehen, wo das MgI-Triplett bei 5167 \AA , 5173 \AA und 5184 \AA das auffälligste Merkmal ist. Da jenes weder in sdB-Atmosphären noch im interstellaren Medium vorkommt, benutzten wir es, um auch sehr schwache Begleitsterne (relativ zum sdB) zu identifizieren, die auf den ersten Blick nicht auffallend sind. Diese Untersuchungen resultierten in 19 sdBs bei denen ein kühler Begleiter gefunden wurde, in Tabelle A.1 mit der Bemerkung “comp(MgI)” versehen.

Darüber hinaus bemerkten wir bei fünf sdBs, deren Spektren keine der oben genannten Merkmale aufweisen, dass der Kern der $H\alpha$ -Linie teilweise aufgefüllt zu sein scheint (Abb. 6.1) beim Vergleich mit dem Modellspektrum (zur Bestimmung dessen Parameter wurde $H\alpha$ nicht benutzt, s. Kap. 6.2). In sieben der Sterne mit kühlem Begleiter kann dies ebenfalls beobachtet werden, was darauf hinweist, dass es sich hier um ein weiteres Anzeichen eines Begleitsterns handelt. In der Tat kann der Effekt mit dieser Annahme erklärt werden: Die Fitroutine (s. Kap. 6.2) bestimmt für jede Linie ein individuelles Kontinuums-Niveau. Wenn

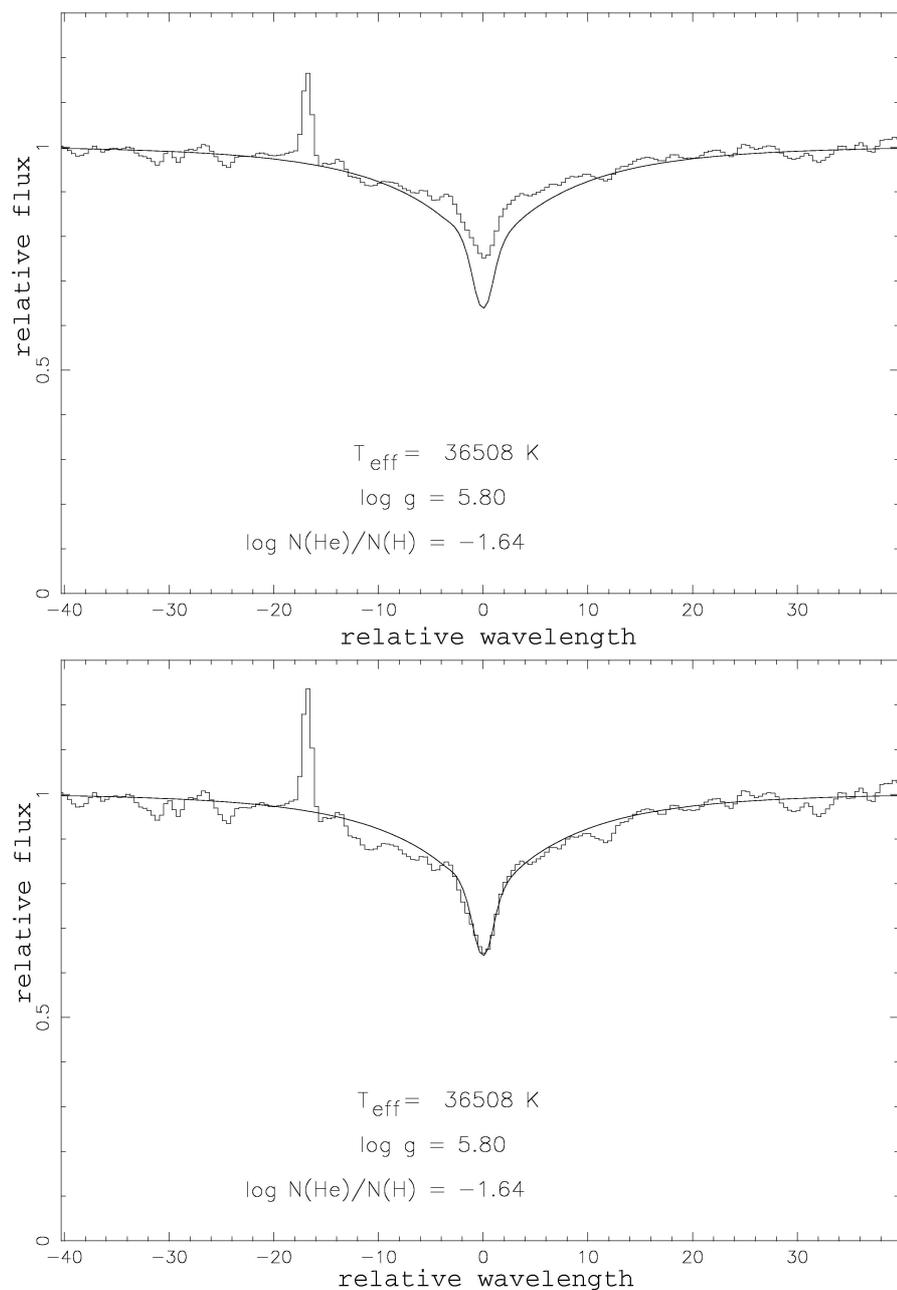


Abbildung 6.1: Effekt des Flussbeitrags eines kühlen Begleiters auf $H\alpha$. Beobachtete Spektren sind als Histogramme dargestellt, Modellspektren als durchgezogene Linien. Die Parameter wurden aus anderen Linien bestimmt und für diesen Vergleich festgehalten. Das Kontinuumsniveau links und rechts von der Linie wurde für Beobachtung und Modell angeglichen.
Oben: Vergleich von Modell und Beobachtung.
Unten: Wie oben, wobei nun ein konstanter Flusswert vom beobachteten Spektrum abgezogen wurde.

also ein kühler Begleiter zum Kontinuumsfluss einen Teil beiträgt, wird effektiv der Fluss des sdB um einen mehr oder weniger konstanten Wert erhöht. Da aber durch die Modellatmosphären lediglich *relative* Linien-Einsenkstiefen gegeben sind, wird so automatisch auch die *absolute* Einsenkstiefe größer. Im beobachteten Spektrum ist letztere aber weiterhin nur durch den sdB allein bestimmt; folglich ist die Einsenkstiefe des Modellspektrums größer als die des beobachteten.

Ein einfacher Nachweis der Richtigkeit dieser Argumentation kann geführt werden, indem man von einem der relevanten Spektren einen konstanten Wert abzieht und das so erzeugte Spektrum erneut mit dem Modell vergleicht (s. Abb. 6.1). Tatsächlich verschwindet die scheinbare Erhöhung der Linie. Da der Flussbeitrag des Begleitsterns mit abnehmender Wellenlänge abnimmt (und für den sdB das Gegenteil gilt), ist es verständlich, warum bei diesen Objekten im unteren roten oder gar im blauen Bereich keine Begleitstern-Merkmale zu sehen sind.

Zusammenfassend kann also festgestellt werden, dass 24 unserer 77 Sterne Anzeichen eines kühlen Begleitsterns zeigen. Aufgrund der möglichen Fehler, die sich daraus für die Analyse des jeweiligen sdBs ergeben, werden diese Objekte im Folgenden unabhängig von den restlichen Sternen behandelt.

6.2 Modellatmosphären und Linienprofil-Fits

6.2.1 Theorie der Sternatmosphären

Der Aufbau einer Sternatmosphäre wird im Wesentlichen durch die Parameter Effektivtemperatur, Schwerebeschleunigung und chemische Zusammensetzung charakterisiert. Um diese aus real beobachteten Sternen bestimmen zu können, sind möglichst gute Modelle von Nöten. Da jedoch eine Sternatmosphäre aufgrund der Wechselwirkung von Plasma und Strahlungsfeld, des Temperaturgradienten, der sphärischen Geometrie und vielen weiteren Faktoren ein hochkomplexes physikalisches Objekt darstellt, sind Vereinfachungen unumgänglich. Diese sind typischerweise die Annahme von planparalleler Geometrie (da der Sternradius groß ist gegenüber der Atmosphärendicke) sowie von chemischer Homogenität der Sternhülle. Je nach Temperatur und Dichte gibt es dann zwei unterschiedliche Ansätze zur Berechnung von Modellatmosphären:

LTE: Das Lokale Thermodynamische Gleichgewicht (engl. local thermodynamical equilibrium, LTE) stellt für niedrige Temperaturen ($T_{\text{eff}} \leq 30\,000\text{ K}$) sowie hohe Dichten eine gute Näherung dar. Die Elektronenstöße dominieren hier gegenüber den Strahlungsprozessen, so dass es zu einer Kopplung von atomarer Anregung und Ionisation mit den lokalen Zustandsgrößen der Materie kommt. Daher nimmt man, allgemein formuliert, die Gültigkeit aller Materie-Verteilungs-Gesetze des thermodynamischen Gleichgewichts für die

lokale Temperatur an. Die Maxwell-Verteilung bestimmt die Geschwindigkeiten der Teilchen, Boltzmann- und Saha-Verteilung deren Anregungs- und Ionisationsgrade. Die Quellfunktion der Strahlung entspricht der Planckfunktion für die lokale Temperatur.

NLTE: Bei höheren Temperaturen ($T_{\text{eff}} \geq 30\,000\text{ K}$) sowie niedrigeren Dichten müssen alle Annahmen des LTE bis auf die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung fallengelassen werden, da nun Strahlungsprozesse gegenüber den Stoßprozessen dominieren. Die Besetzungszahlen der Atome und Ionen müssen jetzt explizit aus den Zu- und Abgängen der atomaren Niveaus ermittelt werden, gleichzeitig mit dem Strahlungsfeld. Diese Vorgehensweise nennt man NLTE (von engl. non-LTE).

Ein weiterer wichtiger Aspekt, um der realen Sternatmosphäre näher zu kommen, ist die Einbeziehung des sogenannten Metalllinien-Blanketing. Darunter ist zu verstehen, dass chemische Elemente schwerer als Helium eine Vielzahl von schwachen, sich teilweise überdeckenden Absorptionslinien zeigen, die somit an diesen Stellen das Flussniveau verringern. Es kommt dadurch zu einer Umverteilung des spektralen Flussverlaufs und entsprechend einer Beeinflussung der Temperaturschichtung der Atmosphäre. Dieser Effekt ist besonders wichtig bei den Linien von Eisen im ultravioletten Bereich, da diese so die beobachteten spektralen Merkmale im Optischen beeinflussen. Je nach Berücksichtigung oder Vernachlässigung von Metallen (bzw. insbesondere von Eisen) ändern sich folglich die berechneten atmosphärischen Parameter. Eine adäquate Einbeziehung des Metalllinien-Blanketing existiert zur Zeit nur für LTE-Modellatmosphären.

6.2.2 Fitroutine und Modellatmosphären

Die Bestimmung von T_{eff} , $\log(g)$ und $\log(y)$ erfolgte simultan durch das Anpassen (engl. fitting) der meisten Wasserstoff- und Helium-Absorptionslinien an synthetische Modellspektren. Hierzu wurde eine von R. Napiwotzki entwickelte Routine benutzt (Napiwotzki et al. 1999), die auf einem Verfahren zur Minimierung des χ^2 -Wertes beruht. Drei unterschiedliche Modellgitter wurden verwendet:

1. Ein Gitter von LTE-Modellatmosphären inkl. Metalllinien-Blanketing für alle Sterne mit $T_{\text{eff}} < 32000\text{ K}$ (Heber et al. 2000).
2. Ein Gitter von NLTE-Modellatmosphären für alle Sterne mit $T_{\text{eff}} > 32000\text{ K}$ (Napiwotzki 1999).
3. Ein Gitter von NLTE-Modellatmosphären für heliumreiche Sterne, was für zwei Sterne mit $\log(y) > -1$ benutzt wurde (Dreizler et al. 1990, aktualisierte Version des Gitters).

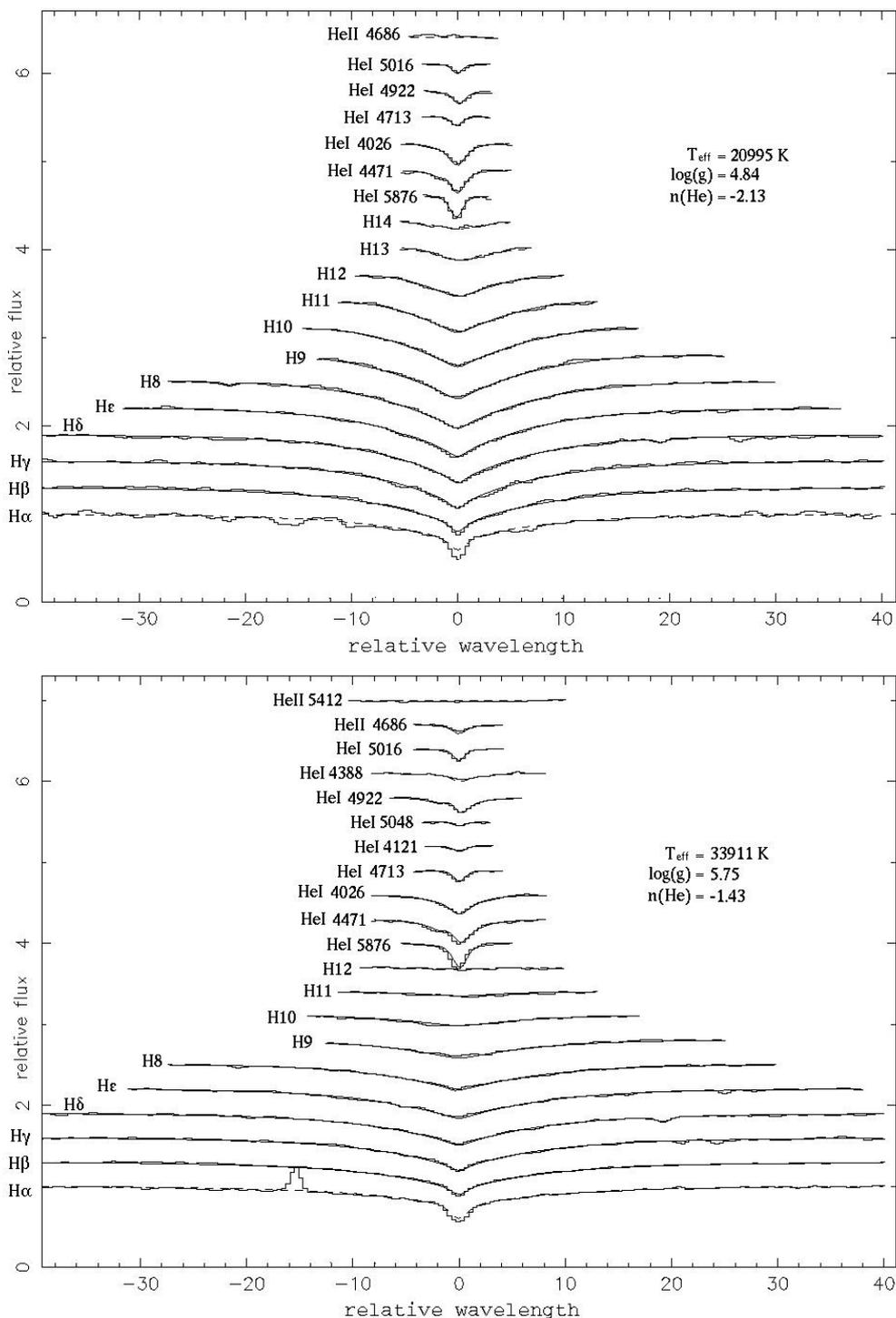


Abbildung 6.2: LTE- (oben) und NLTE- (unten) Beispiel-Fit. Die beobachteten Spektren sind als Histogramme dargestellt. Für die Spektrallinien, die zur Parameterbestimmung dienen, sind die Modellspektren als durchgezogene Linien gezeigt, ansonsten als gestrichelte Linien. Das Kontinuumsniveau links und rechts von jeder Linie wurde für Beobachtung und Modell individuell angeglichen. Die aus dem Fit resultierenden atmosphärischen Parameter sind im Diagramm angegeben, ebenso die Bezeichnung der einzelnen Spektrallinien.

Tabelle 6.1: Aus den Gaußkurven in Abb. 6.3 berechnete Fehler. Für Sterne mit nur einer Aufnahme (rechte Spalte) sind die Fehler gleich den Gaußbreiten; für Objekte mit zwei oder mehr Aufnahmen wurden letztere durch $\sqrt{2}$ dividiert (mittlere Spalte).

Parameter	Fehler	Fehler ^a
T_{eff}	$3.6 \times 10^2 \text{ K}$	$5.2 \times 10^2 \text{ K}$
$\log(g)$	$4.8 \times 10^{-2} \text{ dex}$	$6.7 \times 10^{-2} \text{ dex}$
$\log(y)$	$4.5 \times 10^{-2} \text{ dex}$	$6.4 \times 10^{-2} \text{ dex}$
$\log(L)$ ^b	$3.6 \times 10^{-2} \text{ dex}$	$5.1 \times 10^{-2} \text{ dex}$

^a Für Sterne mit nur einer brauchbaren Aufnahme.

^b Leuchtkraft L .

Ein typischer LTE- und NLTE-Fit ist in Abbildung 6.2 gezeigt. $H\alpha$ wurde bei der Parameterbestimmung stets ausgeschlossen, aufgrund der allgemein bekannten Probleme, diese Linie mit Modellen adäquat zu reproduzieren. Sie wurde allerdings immer in die grafische Darstellung miteinbezogen, so dass ein Vergleich mit dem Modellspektrum möglich war. Zu beachten ist hierbei die generell auftretende Abweichung des Modells von der Beobachtung in LTE-Spektren: Die Einsenktiefe der Modell- $H\alpha$ -Linie ist geringer als die beobachtete (s. Abb. 6.2).

6.3 Fehlerabschätzung

6.3.1 SdB-Sterne mit ungestörtem Spektrum

Die von der Fitroutine berechneten statistischen $1\text{-}\sigma$ -Fehler sind typischerweise kleiner als 100 K, 0.02 dex und 0.04 dex für T_{eff} , $\log(g)$ bzw. $\log(y)$. Trotz der hohen Auflösung und guten Qualität unserer Daten scheinen diese Werte jedoch nicht die "wahren Fehler" gut wiederzugeben. Um für letztere eine sinnvolle Abschätzung zu erhalten, nützen wir eine besondere Eigenschaft von SPY aus: Wie bereits geschildert sind von den meisten Sternen (mindestens) zwei Aufnahmen erstellt worden. Für eine verlässliche Fehlerbestimmung können also die Differenzen der Fitergebnisse einzelner Aufnahmen eines jeden Sterns betrachtet werden (Abb. 6.3). An die Differenzen-Verteilungen der jeweiligen physikalischen Größen wurde eine Gaußkurve angepasst, und deren Gaußbreite σ als der Fehler der einzelnen Aufnahmen angenommen. Dieses Vorgehen stellt eine konservative Abschätzung dar, um zu vermeiden, dass die Fehler unterschätzt werden: Normalerweise nimmt man für die Fehler der Fits *einzelner* Aufnahmen eine Gaußverteilung an. Aus dieser Annahme würde automatisch folgen, dass die Gaußverteilung der *Differenzen* eine um $\sqrt{2}$ *größere* Gaußbreite hätte – und letztere ist ja der von uns gemessene Wert. Wir sind jedoch der Meinung, dass es hier nicht gerechtfertigt ist diese Annahme zu treffen, da die meisten der Differenzen deutlich größer

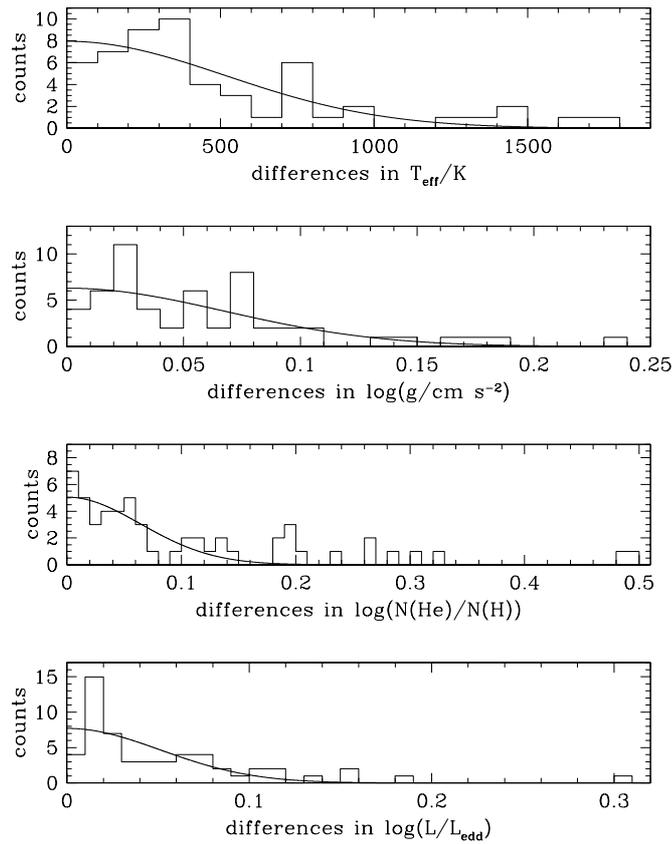


Abbildung 6.3: Verteilung der Differenzen der Fit-Resultate von je zwei Aufnahmen desselben sdBs, wo dies möglich war. Die durchgezogenen Linien stellen die an die Daten angepassten Gaußkurven dar. Von oben nach unten ist die Verteilung für T_{eff} , $\log(g)$, $\log(y)$ sowie für die Leuchtkraft L in Einheiten der Eddington-Leuchtkraft gezeigt.

sind als die von der Fitroutine angegebenen statistischen Fehler.

Desweiteren bestimmten wir unsere finalen Werte für T_{eff} , $\log(g)$ und $\log(y)$ durch Mittelung der Einzelresultate der jeweiligen Aufnahmen (sofern mehr als eine brauchbare Aufnahme vorhanden war). Dadurch reduziert sich automatisch der Fehler um $\sqrt{2}$, d.h. die Genauigkeit der Ergebnisse wird erhöht. Die berechneten Fehler sind in Tabelle 6.1 dargestellt; demgemäß enthält Tabelle A.1 die Bemerkung “one”, falls für den entsprechenden Stern nur eine (verwendbare) Aufnahme vorlag.

6.3.2 SdB-Sterne mit kühlen Begleitern

Die Fitresultate für sdBs, in deren Spektrum deutliche Anzeichen eines kühlen Begleiters zu sehen sind (s. Abschn. 6.1 sowie Kap. 8), sind nicht verlässlich und können teilweise sehr große Fehler aufweisen. Insbesondere $\log(g)$ wird in vielen Fällen stark unterschätzt, was in Abschnitt 8.2 durch die Erzeugung künstlicher

Spektren von sdBs mit Begleiter nachgewiesen wird. Es ist deshalb nicht möglich und nicht sinnvoll, konkrete Werte für die Fehler der Fitresultate anzugeben.

Nichtsdestotrotz kann für die fünf Sterne, deren Begleiter nur durch einen Flussbeitrag in $H\alpha$ identifiziert wurde, die Genauigkeit der Fits als ähnlich der für ungestörte sdBs angesehen werden. Die Tatsache, dass in den Spektren kein MgI gesehen wird, zeigt, dass der Beitrag des Begleiters bereits im unteren roten Bereich sehr gering ist, und im blauen Bereich, wo der Fit durchgeführt wurde (s. Kap. 8), schließlich vernachlässigt werden kann.

7 SdB-Sterne mit ungestörtem Spektrum

In diesem Kapitel werden nun die Eigenschaften und Besonderheiten der 53 SdBs ohne spektrale Merkmale eines Begleiters analysiert. Nach der Einordnung der atmosphärischen Parameter in die jeweiligen Diagramme (Abschn. 7.1 und Abschn. 7.2) erfolgt der Vergleich mit früheren Beobachtungen (Abschn. 7.3) sowie mit theoretischen Vorhersagen (Abschn. 7.4). Schließlich werden SdBs mit anomalen $H\alpha$ -Profilen untersucht (Abschn. 7.5).

7.1 Oberflächentemperatur und -schwerebeschleunigung

Abbildung 7.1 zeigt die Position der SdBs im $T_{\text{eff}}\text{-}\log(g)$ -Diagramm, zusammen mit ZAEHB und TAEHB ("Terminal-Age EHB"; dort endet die Heliumfusion im Kern) für solare Metallizität (Dorman et al. 1993) und der theoretischen Alter-Null-Hauptreihe für reine Heliumsterne (engl. Helium Zero-Age Main Sequence, He-ZAMS; Paczyński 1971). Bis zu $T_{\text{eff}} \leq 30\,000\text{ K}$ liegen die Sterne auf dem EHB, welcher durch ZAEHB und TAEHB definiert ist; ein leichter Trend hin zum TAEHB ist allerdings zu beobachten. Für höhere Temperaturen liegen fast alle Sterne nahe am TAEHB oder darüber. Mögliche Erklärungen hierfür können Selektions- und/oder Evolutionseffekte sein, welche in den Abschnitten 7.3 bzw. 7.4 untersucht werden.

Aus T_{eff} und $\log(g)$ können folgende physikalische Größen berechnet werden, die in Tabelle A.1 zusammen mit ersteren und $\log(y)$ (den direkt bestimmten Parametern) aufgeführt sind:

$\log\left(\frac{L}{L_{\text{edd}}}\right)$: Logarithmisches Verhältnis der Leuchtkraft zur Eddington-Leuchtkraft:

$$\log\left(\frac{L}{L_{\text{edd}}}\right) = 4 \times \log(T_{\text{eff}}/\text{K}) - \log(g/\text{cm s}^{-2}) - 15.118$$

$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$: Logarithmisches Verhältnis der Leuchtkraft zur solaren Leuchtkraft, unter der Annahme von $M_{\text{sdb}} = 0.5 M_{\odot}$:

$$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) = 4 \times \log(T_{\text{eff}}/5780\text{ K}) - \log(g/\text{cm s}^{-2}) + \log(27360) + \log(0.5)$$

M_V : Die absolute visuelle Helligkeit M_V wird aus dem Fluss an der Sternoberfläche sowie deren Größe berechnet. Aus der Masse (angenommen zu $M_{\text{sdb}} = 0.5 M_{\odot}$) und $\log(g)$ folgt direkt der Sternradius; der Fluss an der Oberfläche wird mit Hilfe von Kurucz-Modellatmosphären aus T_{eff} bestimmt (Napiwotzki 2001).

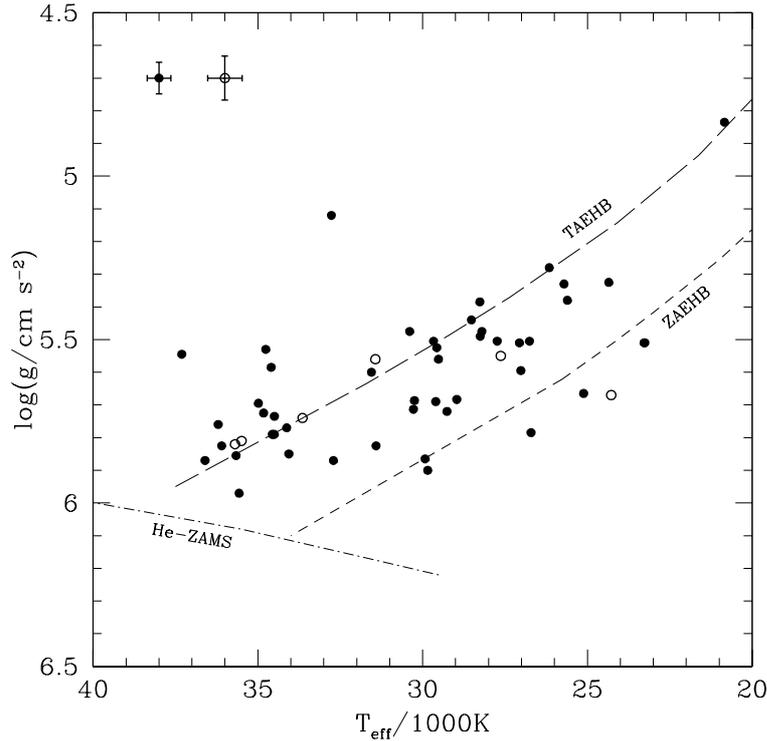


Abbildung 7.1: Verteilung der SdBs im $T_{\text{eff}}\text{-log}(g)$ -Diagramm. Sterne, deren Resultate aus nur einer brauchbaren Aufnahme gewonnen wurden, sind als offene Kreise dargestellt, während bei Sternen mit gefüllten Kreisen Mittelwerte aus zwei oder mehr Aufnahmen berechnet werden konnten. Für erstere und letztere sind die Fehler separat angegeben. ZAEHB, TAEHB und He-ZAMS sind wie in Abb. 5.2 dargestellt.

Entfernung: Die Entfernung d wird aus M_V und der scheinbaren visuellen Helligkeit m_V wie folgt berechnet:

$$d = 10^{(m_V - M_V + 5)/5}$$

Da für die meisten Sterne nur Messungen von m_B verfügbar sind, wurde als Näherung $B - V = -0.25$ angenommen, was der typische Wert für SdBs ist (Stark & Wade 2003, siehe auch Abschnitt 8.1). Wenn für die Objekte lediglich die Strömgen- γ -Helligkeit vorlag, wurde $\gamma \approx V$ angenommen. Die photometrischen Daten wurden aus dem Hamburg ESO Survey (N. Christlieb, priv. Komm.), aus McCook & Sion (1999) sowie aus der SIMBAD-Datenbank (Centre de Données astronomiques de Strasbourg) gewonnen.

7.2 Heliumhäufigkeit

Die beobachtete Verteilung der Heliumhäufigkeiten (Abb. 7.2) zeigt eine weite Streuung von $\log(y) \leq -4$ (wobei in diesen Fällen manchmal gar kein Helium zu sehen ist) bis hin zu leicht übersolarer Häufigkeit. Die Übereinstimmung mit

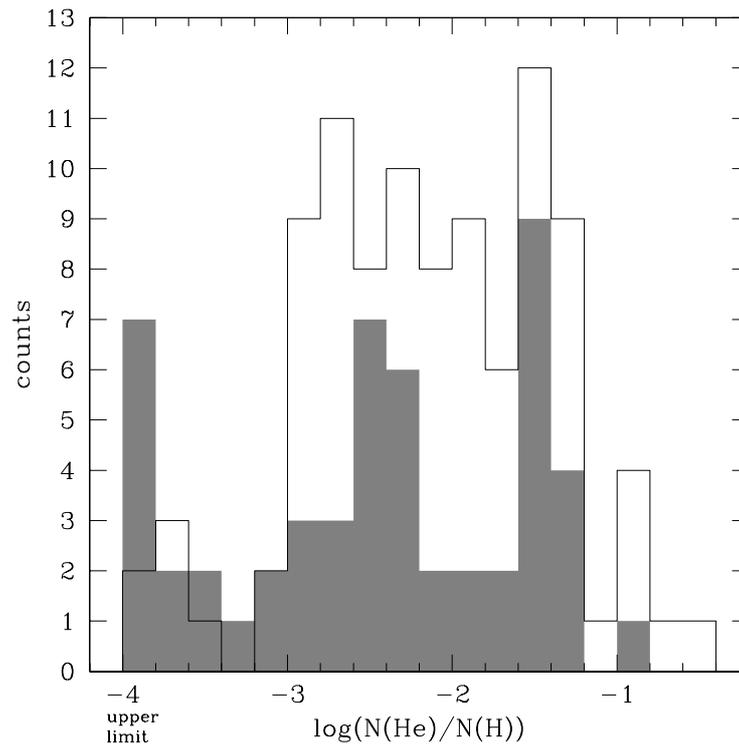


Abbildung 7.2: *Schattiertes Histogramm:* Verteilung der photosphärischen Heliumhäufigkeit der SPY-sdBs. Der Wert -4 ist die geringste in den Modellatmosphären vorkommende Häufigkeit und kann daher lediglich eine obere Grenze sein; eine Extrapolation wurde nicht durchgeführt.
Offenes Histogramm: Verteilung von Edelmann et al. (2003).

den Werten von Edelmann et al. (2003) ist gut (s. Abb. 7.2); wir finden jedoch einen größeren Bruchteil von Sternen mit sehr niedrigen Häufigkeiten. Die Aufteilung unserer Objekte in RV-veränderliche und nicht RV-veränderliche zeigt keinen deutlichen Unterschied in der Verteilung der Häufigkeiten (Abb. 7.3). Es ist allerdings ein Trend zu sehen, dass die RV-veränderlichen (und damit kurzperiodischen Doppel-) Sterne eine geringere durchschnittliche Heliumhäufigkeit aufweisen. Dies steht im Gegensatz zu dem was man in engen Doppelsternsystemen aufgrund der Gezeitenkräfte erwarten würde, denn letztere sollten die Heliumhäufigkeit in der sdB-Atmosphäre erhöhen können (Aznar Cuadrado & Jeffery 2002).

Eventuelle Korrelationen der Heliumhäufigkeit mit anderen Größen sind in den Abbildungen 7.4 (mit Effektivtemperatur) und 7.5 (mit Leuchtkraft) dargestellt. Der Vergleich mit T_{eff} zeigt, dass für $\log(y) > -2$ fast alle Sterne bei $T_{\text{eff}} > 31000$ K liegen (veranschaulicht anhand der gepunkteten Linien in Abb. 7.4). Darüber hinaus gibt es bei diesen Temperaturen nur einen Stern mit $\log(y) < -3.5$, während es neun solcher Sterne bei $T_{\text{eff}} < 31000$ K gibt. Hierdurch wird klar, dass höhere Oberflächentemperaturen in jedem Fall zumindest eine leicht-

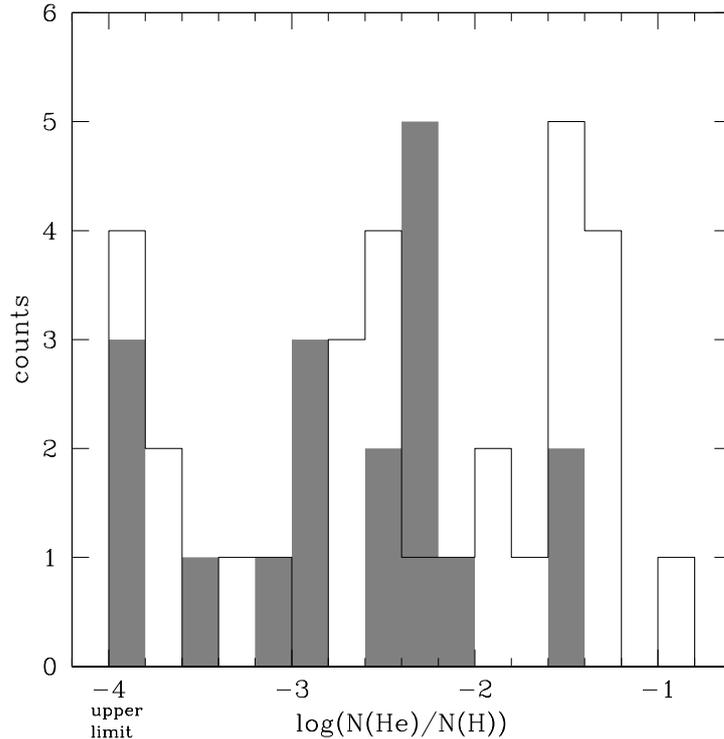


Abbildung 7.3: Schattiertes Histogramm: Verteilung der Heliumhäufigkeit für die 18 RV-veränderlichen Sterne unseres Datensatzes. Offenes Histogramm: Verteilung für die 30 Objekte ohne RV-Veränderlichkeit. Sterne mit nur einer Aufnahme wurden ausgenommen.

te Erhöhung von $\log(y)$ verursachen. Daraus folgt automatisch, dass auch eine (schwache) Korrelation zwischen Heliumhäufigkeit und Leuchtkraft beobachtet wird (Abb. 7.5), denn wie oben dargestellt steigt ja die Leuchtkraft für höhere Temperaturen leicht an und die Sterne liegen auf oder über dem TAEHB.

In Abbildung 7.4 sind ebenso die Regressionsgeraden für zwei von Edelmann et al. (2003) beobachtete Sequenzen von sdBs eingezeichnet, die sich hauptsächlich durch einen Versatz in Heliumhäufigkeit unterscheiden. Die Sequenz für höheres $\log(y)$ (kurze Striche in Abb. 7.4) zeigt gute Übereinstimmung mit unseren Beobachtungen, speziell bei höheren Temperaturen. Die Sequenz bei niedrigerem $\log(y)$ (lange Striche in Abb. 7.4), die bei Edelmann et al. (2003) an etwa ein Sechstel ihrer Daten angepasst ist, kann von uns weder bestätigt noch widerlegt werden. Es muss darauf hingewiesen werden, dass Heliumhäufigkeiten von $\log(y) = -4$ lediglich obere Grenzen darstellen, was die Beurteilung erschwert, ob die beschriebene zweite Sequenz tatsächlich existiert.

Wie in Abschnitt 5.2 erläutert wurde, resultierten bisherige Berechnungen von Gravitationsabsenkung, Strahlungsauftrieb sowie schwachen stellaren Winden in Heliumhäufigkeiten von $\log(y) = -3$ für $\dot{M} = 10^{-14} M_{\odot}/yr$ bzw. $\log(y) = -2$ für $\dot{M} = 10^{-13} M_{\odot}/yr$. Betrachtet man die gemessene Verteilung (Abb. 7.2), insbe-

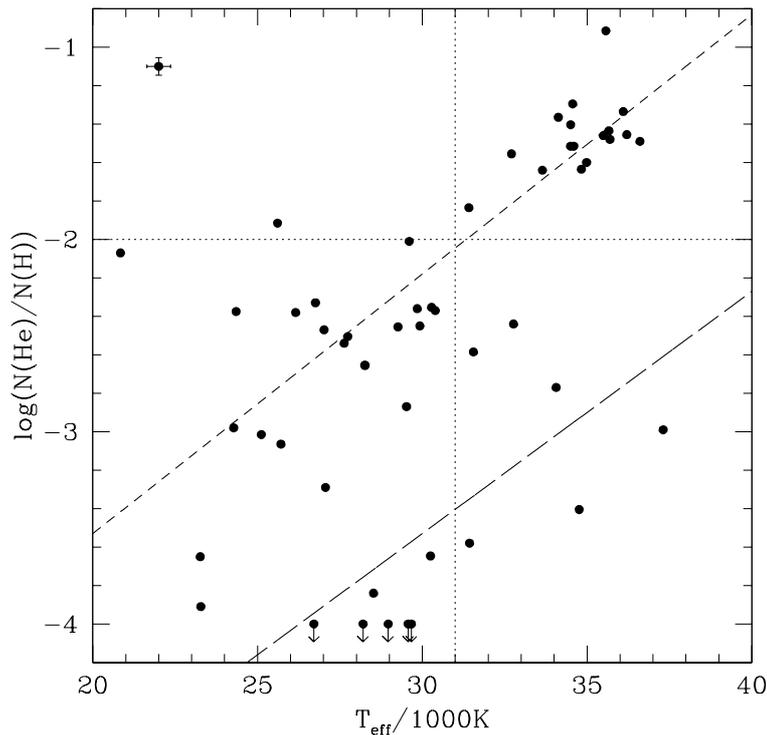


Abbildung 7.4: Zusammenhang zwischen Heliumhäufigkeit und Effektivtemperatur. Pfeile stellen obere Grenzen für die Heliumhäufigkeit dar. Die gepunktete horizontale Linie markiert einen Wert von $\log(y) = -2$, die vertikale Linie steht für $T_{\text{eff}} = 31000 \text{ K}$. Die gestrichelten Linien stammen von Edelmann et al. (2003) und stellen an ihre Daten angepasste Regressionsgeraden dar; für Details siehe Text.

sondere die große Anzahl Sterne mit $\log(y) > -2$, so wird deutlich, dass entweder noch stärkere Winde für eine Erklärung nötig sind, oder dass zusätzliche physikalische Gründe gefunden werden müssen. Hierbei sei nochmals darauf hingewiesen, dass ein starker Einfluss von Gezeitenkräften in engen Doppelsternsystemen auf die Heliumhäufigkeit ausgeschlossen werden kann (s.o.).

Obwohl man erwarten würde dass die Stärke der Sternwinde direkt mit ihrer Leuchtkraft zusammenhängt (Pauldrach et al. 1988), wäre es ein Fehler, daraus auf eine Korrelation von Leuchtkraft und Heliumhäufigkeit zu schließen und mit der von uns beobachteten zu vergleichen: Dieser Ansatz würde Metallizitäten völlig ausschließen, welche jedoch eine äußerst wichtige Rolle bei Effekten wie Strahlungsauftrieb oder Wind spielen (P. Chayer, J. Vink, priv. Komm.). Es wäre daher von größtem Interesse, in unseren hochaufgelösten und qualitativ hochwertigen Spektren Metallizitäten zu bestimmen und diese als Input für theoretische Berechnungen zu verwenden – das Verständnis der sdB-Atmosphären könnte dadurch enorm verbessert werden.

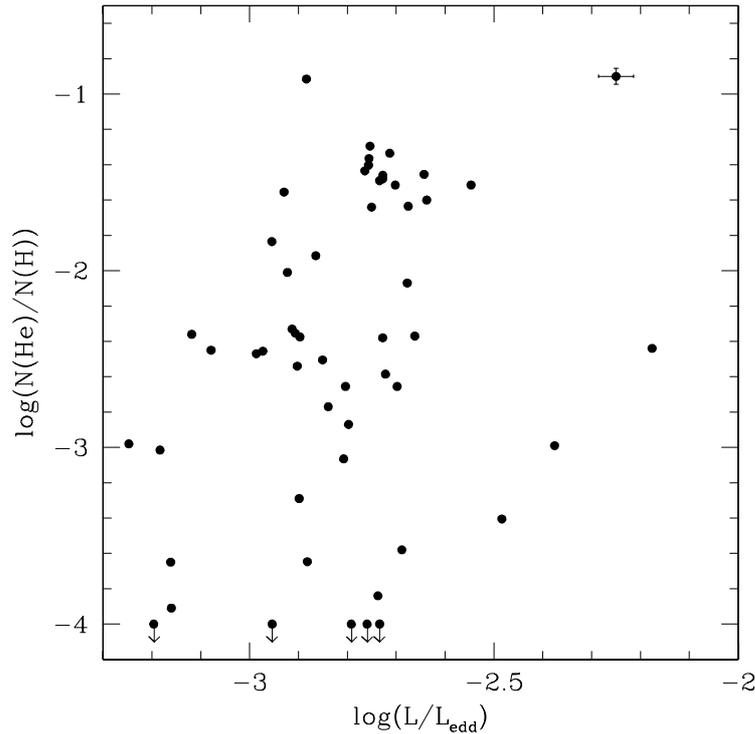


Abbildung 7.5: Werte für Heliumhäufigkeit und Leuchtkraft in Einheiten der Eddington-Leuchtkraft. Pfeile stellen obere Grenzen für die Heliumhäufigkeit dar.

7.3 Vergleich mit früheren Arbeiten

SdB-Datensätze von vergleichbarem Umfang wurden in den letzten Jahren von Saffer et al. (1994), Maxted et al. (2001) und Edelmann et al. (2003) präsentiert. Deren Auswahleffekte sind wohldefiniert, wobei der Haupteffekt die Helligkeitsbegrenzung der Kataloge ist, aus denen die Objekte ausgewählt wurden (Palomar-Green-Survey, Hamburg-Quasar-Survey). Dagegen sind die Selektionseffekte unserer Daten relativ kompliziert und nicht gut bekannt: Die Beobachtungsobjekte wurden aus unterschiedlichen Katalogen ausgewählt, und zwar insbesondere nach Kriterien für potentielle Weiße Zwerge, nicht etwa für Subdwarfs. Lediglich aufgrund vorheriger Fehlklassifikationen sind überhaupt sdB-Spektren im SPY-Datensatz enthalten, was eine genaue Definition von Auswahlkriterien unmöglich macht. Im Folgenden soll nun untersucht werden, ob die Selektionseffekte unserer Spektren ähnlich denen früherer Arbeiten sind, oder ob systematische Unterschiede gefunden werden können.

Ein geeignetes Mittel für den Vergleich verschiedener sdB-Beobachtungsdaten ist die jeweilige kumulative Leuchtkraftverteilung der Sterne, welche in Abbildung 7.6 sowohl für unsere Daten als auch für die genannten früheren Arbeiten gezeigt ist. Die SPY-Beobachtungen zeigen gute Übereinstimmung mit den Daten von Maxted et al. (2001) und Edelmann et al. (2003), wohingegen eine etwas größere

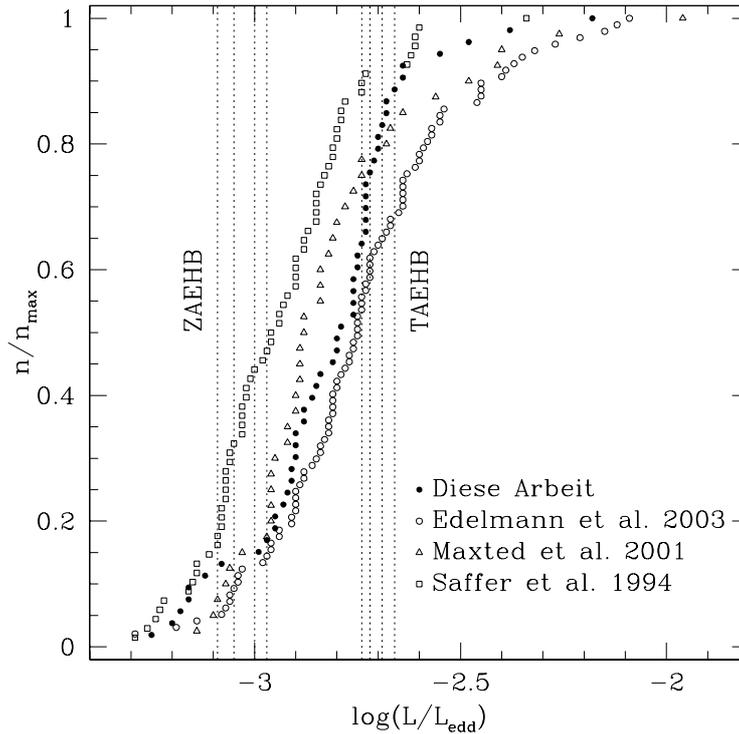


Abbildung 7.6: Kumulative Leuchtkraftverteilung. Aufgetragen sind die aufsteigend sortierten Leuchtkraft-Werte (in Eddington-Leuchtkräften) gegen die normierte Anzahl der Objekte. Die Abbildung enthält die SPY-sdBs (gefüllte Kreise), sowie die Werte von Edelmann et al. (2003, offene Kreise), Maxted et al. (2001, offene Dreiecke) und Saffer et al. (1994, offene Quadrate). Die dargestellten Linien für ZAEHB und TAEHB sind jeweils von links nach rechts für die Metallizitäten $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.00, -0.47, -1.48, -2.26$ berechnet (Dorman et al. 1993).

Abweichung zu den Werten von Saffer et al. (1994) zu sehen ist. Letzere wurde bereits in Edelmann et al. (2003) beobachtet und diskutiert. Desweiteren befinden sich einige unserer Sterne bei Leuchtkräften unterhalb des ZAEHB, der in Abbildung 7.6 für verschiedene Metallizitäten dargestellt ist. Interessanterweise ist dieser Anteil an Sternen (11%) in besserer Übereinstimmung mit den Messungen von Saffer et al. (1994, 15%) als mit den anderen beiden Arbeiten (3% bzw. 5%), trotz der Abweichung bei Betrachtung der Gesamtverteilung. Ähnlich stellt es sich für Leuchtkräfte oberhalb des TAEHB dar: Auch hier stimmen die SPY-Daten am besten mit Saffer et al. (1994) überein.

Für die Positionen der Sterne relativ zu ZAEHB und TAEHB wird eine detailliertere Untersuchung im nächsten Abschnitt vorgenommen, die u.a. Fragen der zeitlichen Entwicklung behandelt. Was die beobachteten Unterschiede zwischen den jeweiligen Arbeiten betrifft, so können wir hier keine anderen Erklärungsmöglichkeiten geben als die kanonischen: Verschiedene Beobachtungen, unterschiedliche Auflösung, anderes Signal-zu-Rausch-Verhältnis und verschiedene

Modellatmosphären. Bezüglich letzterer muss nicht nur unterschieden werden zwischen der Benutzung von LTE- oder NLTE-Modellen (Saffer et al. (1994) benutzen ausschließlich LTE-Modelle), sondern auch zwischen deren Anwendungskriterien. So werden bei Edelman et al. (2003) und Maxted et al. (2001) ab $T_{\text{eff}} > 27000 \text{ K}$ NLTE-Modelle benutzt, während dies in der vorliegenden Arbeit erst ab $T_{\text{eff}} > 32000 \text{ K}$ geschieht. Die erläuterten Punkte sollten genug Potential zur Erklärung der beobachteten Unterschiede besitzen.

Die Schlussfolgerung vom Vergleich unserer Daten mit früheren Arbeiten ist, dass die Auswahleffekte der SPY-sdBs ähnlich denen früherer Beobachtungen sind, da keine gravierenden Abweichungen festgestellt wurden. Dies bedeutet insbesondere einen Auswahleffekt, der größere Leuchtkräfte bevorzugt, aufgrund der Helligkeits-Limitierung der ausgewählten Sterne. Letztere hat nämlich zur Folge, dass ab einer bestimmten Entfernung zum Stern dieser nur dann noch hell genug erscheint, wenn seine absolute Helligkeit (und damit auch seine Leuchtkraft) einen gewissen Grenzwert nicht unterschreitet. Der beobachtete Trend der Sterne bei $T_{\text{eff}} < 30000 \text{ K}$, leicht näher am TAEHB als am ZAEHB zu liegen (s. Abschn. 7.1), lässt sich hiermit erklären. Der Selektionseffekt kann jedoch keinen plausiblen Grund für die Positionen über dem TAEHB bei hohen Temperaturen liefern, da seine Stärke nicht von T_{eff} abhängen sollte.

7.4 Herkunft und Entwicklung

Um Schlussfolgerungen im Hinblick auf die Entstehung und den Entwicklungsstand unserer Objekte zu ziehen, müssen hauptsächlich zwei theoretische Studien herangezogen werden. Wie in Abschnitt 5.3.1 dargelegt, berechneten Dorman et al. (1993) zeitliche Entwicklungsverläufe für EHB-Sterne abhängig von Metallizität sowie von Kern- und Hüllenmasse. Metallizität und Kernmasse stehen hier in direktem Zusammenhang, da erstere die nötige Kernmasse für die Zündung der Heliumfusion auf dem RGB bestimmt. Diese Studie berücksichtigt keinerlei Doppelsternentwicklung bzw. den daraus resultierenden Einfluss auf die Parameter des sdB. Berechnet wird die Entwicklung von Einzelsternen beginnend auf dem ZAEHB, ohne jegliche Aussagen darüber, wie die Sterne dorthin gelangt sind; etwaiger Massenverlust wird somit auch nicht einbezogen.

Im Gegensatz dazu besitzen die Simulationen von HPMM das Ziel, zwischen den unterschiedlichen möglichen Doppelstern-Entstehungsszenarien für sdBs zu unterscheiden (s. Abschn. 5.3.2). Die Berechnungen beinhalten stabilen und instabilen Massentransfer innerhalb des Systems als Ursache für den Hüllenverlust, sowie die Verschmelzung zweier Weißer Zwerge als potentiellen sdB-Entstehungskanal. Einzelstern-Szenarien werden hierbei nicht einbezogen. Die zwölf Simulations-Sets von HPMM, welche die verschiedenen Konfigurationen der physikalischen Parameter widerspiegeln, können direkt hinsichtlich der $T_{\text{eff}}\text{-}\log(g)$ -

Werte mit den Beobachtungen verglichen werden. Dies ist insbesondere deshalb sehr interessant, da ein solcher Vergleich (mit den Beobachtungen von Maxted et al. (2001) und Morales-Rueda et al. (2003)) bisher nur für Perioden und Begleitmassen in sdB-Doppelsternsystemen durchgeführt wurde (s. HPMM). Dabei wurden folglich weder der Merger-Kanal noch die atmosphärischen Parameter der sdBs mit einbezogen.

Um einen Vergleich möglich und sinnvoll zu machen ist es unumgänglich, Auswahleffekte zu berücksichtigen, und zu versuchen, diese auf die theoretischen sdBs anzuwenden. HPMM haben dies bereits für den sogenannten *GK-Selektionseffekt* getan. Hierbei werden sdBs mit Hauptreihensternen als Begleiter ausgeschlossen, wenn der Stern den sdB überstrahlt und dadurch bereits seine Entdeckung verhindert (Spektraltyp A und früher), oder wenn er aufgrund seines spektralen Beitrags eine Analyse erschwert oder unmöglich macht (Typ F bis K). Diesen Effekt wenden HPMM für ihre Berechnungen an, indem sie alle sdBs mit einem Hauptreihenbegleiter ausschließen, der entweder $T_{\text{eff}} > 4000$ K aufweist oder heller als der sdB ist. Somit sollte die Tatsache, dass wir bereits alle sdBs mit Begleitstern ausgesondert haben, diesem Effekt ziemlich genau entsprechen; der Vergleich mit den simulierten Daten ist also ohne weiteres möglich.

7.4.1 Leuchtkraftverteilung und -entwicklung

Abbildung 7.7 zeigt unsere Sterne zusammen mit verschiedenen von Dorman et al. (1993) berechneten Entwicklungswegen (“Tracks”) für unterschiedliche Kern- und Hüllenmasse. Daraus kann offensichtlich geschlossen werden, dass sich einige Objekte im post-EHB-Stadium befinden (gepunkteter Teil der Tracks in Abb. 7.7). Um einen gründlicheren Vergleich mit diesen theoretischen Berechnungen durchzuführen, stellen wir in Abbildung 7.8 unsere kumulative Leuchtkraftverteilung (aus Abb. 7.6) zusammen mit der zeitlichen Leuchtkraftentwicklung der genannten Tracks dar. Den Endpunkt für letztere wählen wir so, dass die Sterne im nächsten Schritt den von uns benutzten $T_{\text{eff}}\text{-}\log(g)$ -Bereich verlassen würden, wodurch wir die Auswahlkriterien unserer Objekte berücksichtigen.

Die theoretischen Tracks zeigen einen linearen Zusammenhang von Leuchtkraft und der Zeit, in der sich der Stern auf dem EHB befindet, wobei der ZAEHB jeweils vom Startpunkt des Tracks definiert wird. Man erwartet folglich eine homogene Verteilung der sdBs auf dem EHB, wenn man keine Effekte wie Helligkeits-Limitierung in Betracht zieht. Dies widerspricht einigen früheren Arbeiten (z.B. Edelmann et al. 2003), die argumentierten, man müsse die Mehrheit der Sterne nahe des ZAEHB erwarten. Die in Abschnitt 7.3 gezogene Schlussfolgerung, dass die Helligkeits-Limitierung der ausgewählten Sterne für den Trend hin zum TAEHB verantwortlich ist, wird hierdurch bestätigt.

Zwar liegen die erwähnten theoretischen Tracks bei geringeren Leuchtkräften,

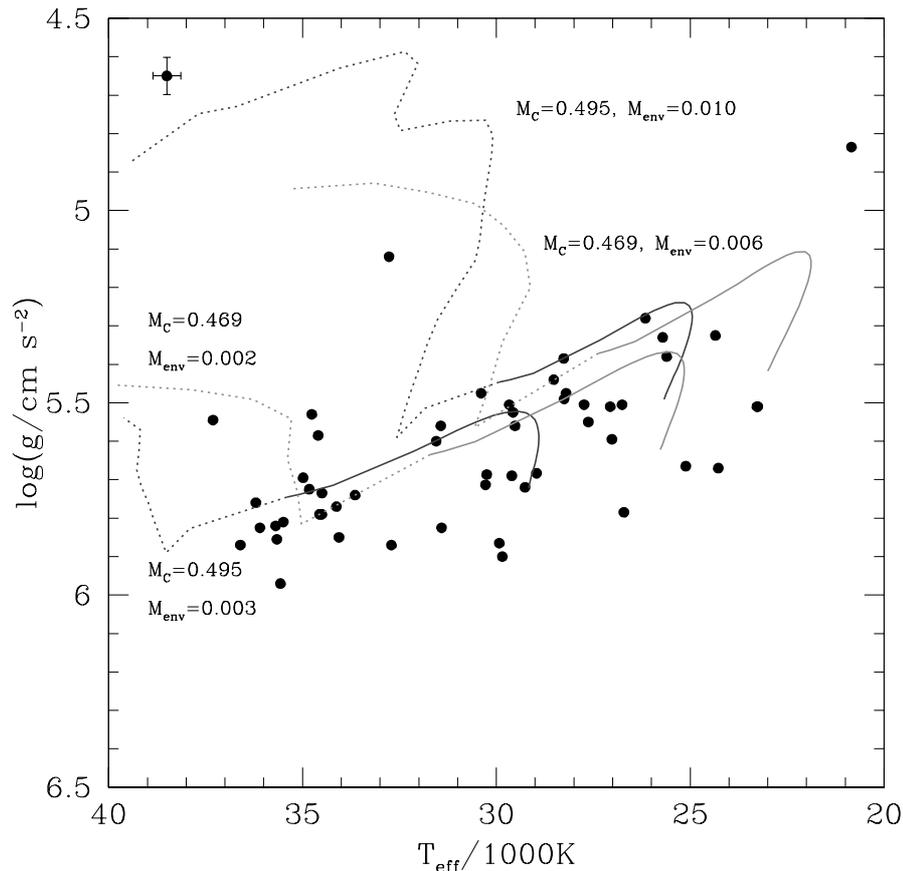


Abbildung 7.7: $T_{\text{eff}}\text{-}\log(g)$ -Werte der SPY-sdBs aus Abb. 7.1, zusammen mit berechneten Entwicklungswegen von Dorman et al. (1993). Dargestellt sind Tracks für solare Metallizität (Kernmasse $M_{\text{Core}} = 0.469 M_{\odot}$, hell) sowie für $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.26$ ($M_{\text{Core}} = 0.495 M_{\odot}$, dunkel). Die jeweiligen Hüllenmassen M_{env} sind in der Grafik angegeben. Der durchgezogene Teil der Tracks markiert den Bereich des Heliumbrennens, welches im gepunkteten Teil bereits beendet ist.

ihre Form ist jedoch der unserer Daten sehr ähnlich – bis auf die Sterne unterhalb des ZAEHB, welche sich links von allen dargestellten Tracks befinden. Allerdings ist in Abbildung 7.8 auch die simulierte Leuchtkraftverteilung des Best-fit-model von HPMM dargestellt (graue x-Symbole), welche an der erwähnten Stelle eine gute Übereinstimmung zeigt. Zu berücksichtigen ist darüberhinaus, dass der Auswahlereffekt aufgrund von Helligkeits-Limitierung eigentlich den *Startpunkt* unserer Verteilung zu etwas *größeren* Leuchtkräften schiebt. Zieht man dies in Betracht, wird dadurch die Gruppe von Sternen unterhalb des ZAEHB noch stärker gewichtet.

Zu beachten ist hierbei auch, dass die Arbeit von Dorman et al. (1993) ja Einzelsternentwicklung repräsentiert, wohingegen viele unserer sdBs definitiv einem Doppelsternsystem angehören, da sie RV-veränderlich sind. Berücksichtigt man nun lediglich die Objekte, die keine RV-Veränderlichkeit zeigen (und für

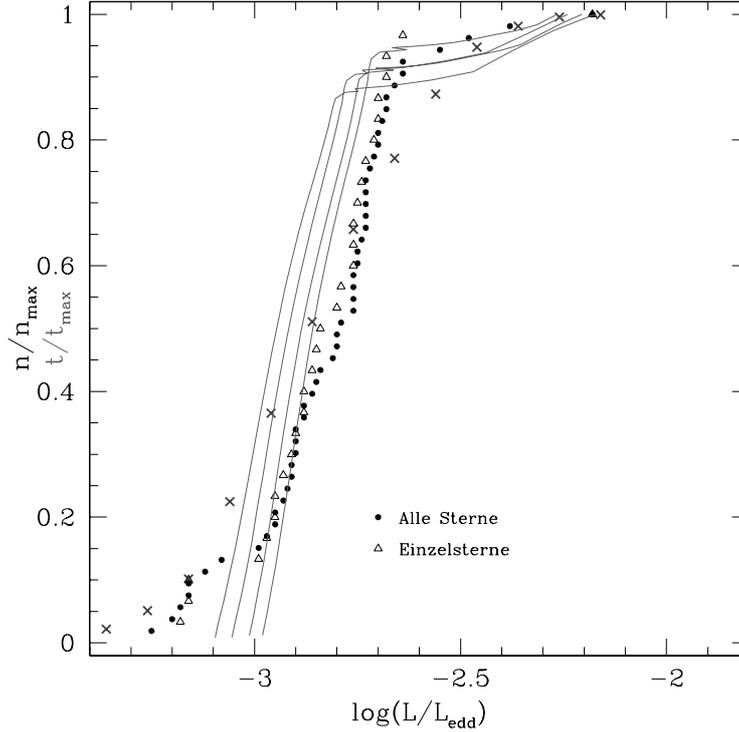


Abbildung 7.8: Kumulative Leuchtkraft-Verteilung aller sdBs (gefüllte Kreise, wie in Abb. 7.6) sowie der scheinbaren Einzel-sdBs (offene Dreiecke). Desweiteren ist die von Dorman et al. (1993) berechnete zeitliche Entwicklung vom ZAEHB bis zum Verlassen unseres $T_{\text{eff}}\text{-}\log(g)$ -Bereichs dargestellt (graue Linien). Von links nach rechts gilt: Kernmasse $M_{\text{Core}} = 0.469, 0.475, 0.485, 0.495 M_{\odot}$. Für die Kurve ganz links ist die Hüllenmasse $M_{\text{env}} = 0.002 M_{\odot}$, ansonsten $M_{\text{env}} = 0.003 M_{\odot}$. Die Leuchtkraftverteilung, welche sich aus dem Best-fit-model von HPMM ergibt, ist mit grauen x-Symbolen gezeigt.

die mehr als eine Aufnahme vorliegt), so ergibt sich die in Abbildung 7.8 durch Dreieck-Symbole dargestellte Verteilung. Diese unterscheidet sich praktisch nicht von der Verteilung aller sdBs. Obwohl sie durchaus noch Sterne enthalten kann, deren RV-Veränderlichkeit nur nicht entdeckt wurde, kann trotzdem eine generelle Übereinstimmung beider Verteilungen gefolgert werden; der Vergleich von Beobachtung und Theorie wird hierdurch also nicht beeinflusst.

Trotz der Tatsache, dass die sdBs mit niedriger Leuchtkraft von den Berechnungen von Dorman et al. (1993) nicht adäquat erklärt werden, lassen die zugehörigen Tracks darauf schließen, dass es sich vielleicht um Objekte mit geringerer Masse als die der restlichen sdBs handeln könnte. Grund für diese Vermutung ist zum einen, dass die Masse in den in Abbildung 7.8 dargestellten Tracks nach links abnimmt. Zum anderen wurde in Abschnitt 5.3.1 erläutert, dass Hot Flashers eine leicht geringere Masse und somit auch etwas geringere Leuchtkräfte besitzen (in der Größenordnung 0.1 dex, s. Brown et al. 2001); sie könnten also zum Teil für diese Sterne aufkommen. Das Argument der niedrigeren Mas-

se würde ebenfalls mit den Simulationen von HPMM übereinstimmen, die einen Massenbereich von $0.4 M_{\odot} < M_{\text{sdB}} < 0.6 M_{\odot}$ voraussagen (unter Einbeziehung des GK-Selektionseffekts), und darauf basierend ja die gezeigte Leuchtkraftverteilung errechnen. Allerdings muss beachtet werden, dass unterschiedliche Massen bei Dorman et al. (1993) unterschiedlichen Metallizitäten gleichzusetzen sind, und dass die dargestellten Leuchtkraftverteilungen die Entwicklung für jeweils *einen* Massenwert zeigen. Dagegen resultiert die Leuchtkraftverteilung von HPMM aus einem *Bereich* von sdB-Massen, alle jedoch mit solarer Metallizität berechnet. Somit ist ein Vergleich der Beobachtungen mit jeweils einer der zwei theoretischen Studien zwar gerechtfertigt und sinnvoll, nicht aber die direkte Gegenüberstellung dieser beiden.

Bei Leuchtkräften oberhalb des TAEHB (der durch die Knicks in den theoretischen Tracks deutlich markiert ist) stimmt die Beobachtung mit beiden theoretischen Arbeiten gut überein, wenn man die niedrige Anzahl an Datenpunkten von HPMM berücksichtigt. Während diese Sterne in den Berechnungen von Dorman et al. (1993) Objekte im post-EHB-Stadium sind, gründet sich ihre Position in den Simulationen von HPMM auf unterschiedliche Entstehungskanäle. In Abschnitt 7.4.3 wird versucht, unsere $T_{\text{eff}}\text{-log}(g)$ -Daten dahingehend zu analysieren, und zwischen verschiedenen von HPMM vorhergesagten Entstehungswegen zu unterscheiden.

7.4.2 Entstehungsszenarien

Es erfolgt nun ein detaillierter Vergleich unserer $T_{\text{eff}}\text{-log}(g)$ -Verteilung mit allen zwölf Simulations-Sets von HPMM. Ziel ist es, mehrere SSTs und ihre zugehörigen Parameter-Konfigurationen auszuschließen, HPMMs Wahl des Best-fit-model zu testen, und zu untersuchen ob die Simulationen die beobachtete sdB-Verteilung gut reproduzieren können. So wird es möglich sein, unser momentanes Verständnis der sdB-Entstehung zu beurteilen.

Die Abbildungen 7.9 und 7.10 zeigen die simulierten Daten von HPMM als Rechtecke, wobei eine größere Anzahl berechneter Sterne innerhalb des Rechtecks einer dunkleren Schattierung entspricht. Es muss darauf hingewiesen werden, dass die Gesamtzahl der Sterne für verschiedene SSTs variiert. Überlagert sind unsere Messungen, wie bereits in Abbildung 7.1 gezeigt. Die Größe der Rechtecke entspricht exakt dem berechneten Fehler für Sterne mit nur einer Aufnahme. Alle gezeigten SSTs beinhalten den GK-Selektionseffekt und sind daher ideal geeignet für einen Vergleich mit unseren Beobachtungen.

Offensichtlich stimmen die SSTs 4, 5 und 6 überhaupt nicht mit den Beobachtungen überein, da die vorhergesagte sdB-Dichte im Diagramm bei höheren Temperaturen viel kleiner als bei niedrigerem T_{eff} ist. Wenn man $T_{\text{eff}} = 31000$ K als Grenze zwischen “kühl” und “heiß” wählt, wird die visuelle Beurteilung etwas er-

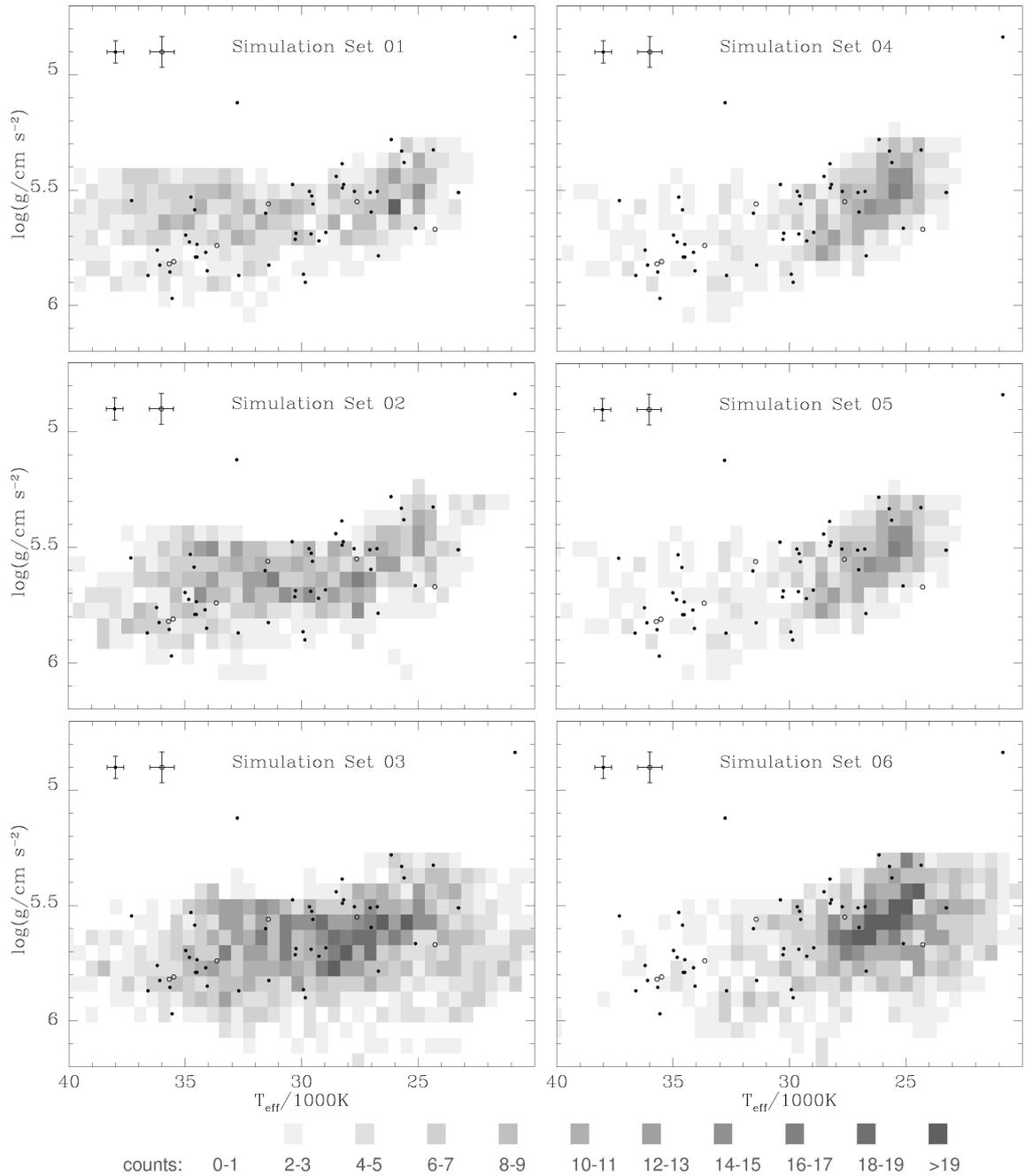


Abbildung 7.9: Vergleich unserer gemessenen $T_{\text{eff}}\text{-}\log(g)$ -Werte aus Abb. 7.1 mit den Simulations-Sets von HPMM. Die vorhergesagten sdB-Dichten pro $T_{\text{eff}}\text{-}\log(g)$ -Rechteck sind schattiert dargestellt, wobei eine höhere Dichte eine dunklere Schattierung bedeutet. Die genaue Abstufung ist unter den Diagrammen gezeigt. Die Nummerierung der SSTs entspricht der von HPMM. Für die jeweiligen Werte der Simulationsparameter siehe Text sowie HPMM.

Fortsetzung in nächster Abbildung.

7 SdB-Sterne mit ungestörtem Spektrum

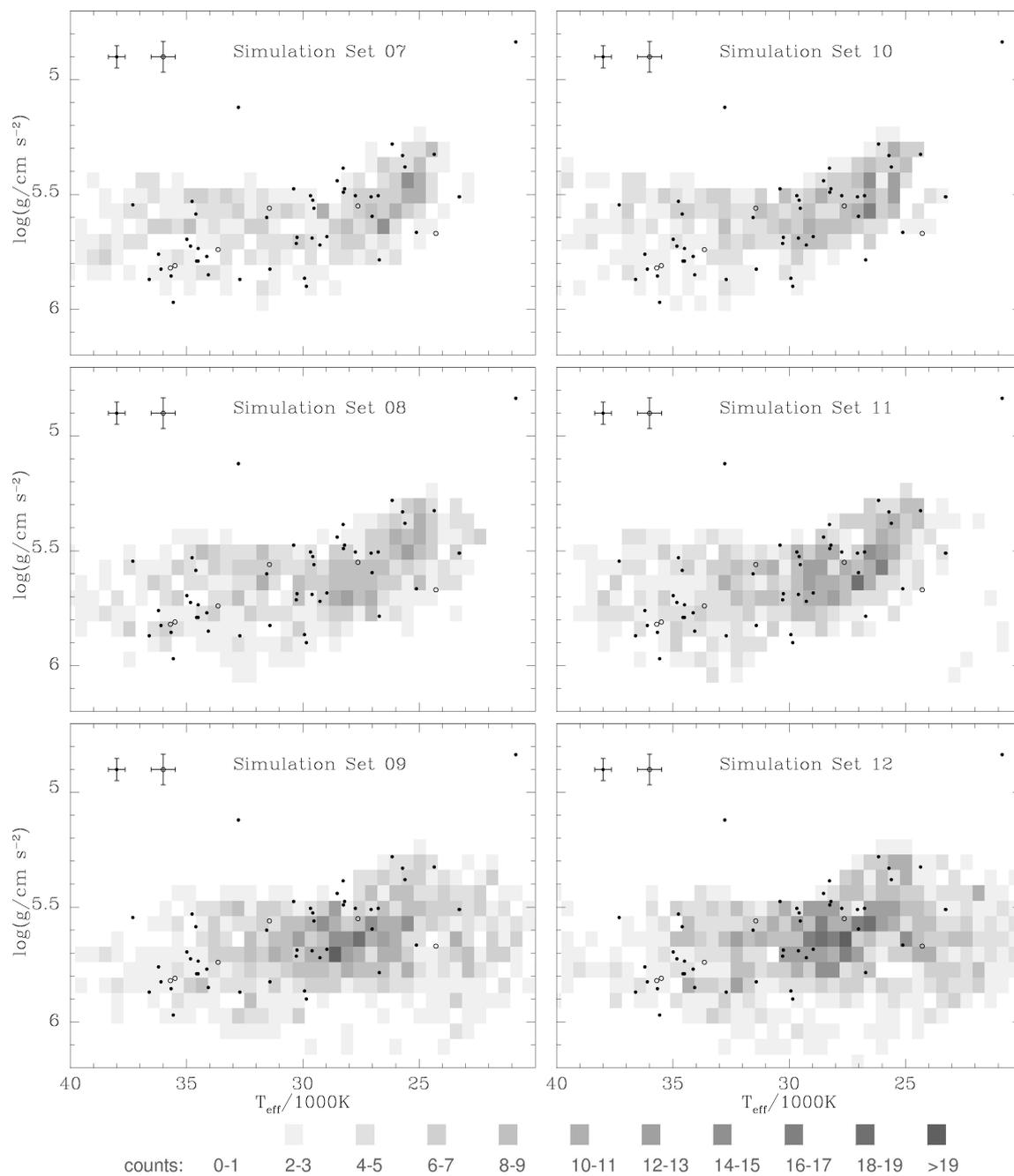


Abbildung 7.10: Fortsetzung von Abb. 7.9.

leichtert, da unsere Daten an diesem Punkt eine kleine Lücke besitzen. 23 von 53 Sternen (43 %) liegen bei $T_{\text{eff}} > 31000$ K, während für 30 aus 53 (57 %) $T_{\text{eff}} < 31000$ K gilt. Dies macht die Unstimmigkeit mit den genannten SSTs noch deutlicher. Diese drei sind die einzigen SSTs, bei denen in den Doppelstern-Kanälen für das Ursprungssystem unabhängige Massen der beiden Sterne gewählt wurden. In allen anderen SSTs sind diese Massen miteinander korreliert, und zwar in dem Sinne, dass die Verteilung der Massenverhältnisse einen konstanten Wert besitzt (s. Abschn. 5.3.2). Es kann also festgestellt werden, dass die Einzelmassen der Sterne im Vorgängersystem voneinander abhängen, was eine interessante Aussage für Theorien über die Bildung von Doppelsternsystemen darstellt.

SSTs 3, 9 und 12 zeigen alle einen gewissen Anteil der sdBs im unteren rechten Bereich des Diagramms, also bei niedrigen Temperaturen und hohem $\log(g)$. In den Beobachtungsdaten ist das nicht zu sehen. Da sich die vorhergesagten Sterne jedoch bei etwas geringeren Leuchtkräften befinden, könnte die Helligkeits-Limitierung unseres Datensatzes zumindest teilweise für die Diskrepanz aufkommen. Es kann daher lediglich ein Trend dahingehend festgestellt werden, dass die SSTs 3, 9 und 12 die Beobachtungen weniger gut wiedergeben. Die Gemeinsamkeit dieser Sets hinsichtlich ihrer Parameterwerte ist $\alpha_{\text{CE}} = \alpha_{\text{th}} = 1$. Dies bedeutet, dass die durch die Verkleinerung der Umlaufbahn freigesetzte potentielle Energie sowie die thermische Energie des CE vollständig für dessen Ausstoß aufgebraucht würden. Da es in der Natur keinen Prozess gibt, der hundertprozentige Effizienz aufweist, erscheint der beobachtete Trend sinnvoll.

Die verbleibenden SSTs 1, 2, 7, 8, 10 und 11 stehen alle in gutem Einklang mit der beobachteten sdB-Verteilung. Zwei Sterne werden jedoch von keinem SST reproduziert: HE 0151–3919 bei $T_{\text{eff}} = 20841$ K, $\log(g) = 4.83$ und HE 0415–2417 bei $T_{\text{eff}} = 32768$ K, $\log(g) = 5.12$. Ersterer gehört eventuell zur Klasse der blauen HB-Sterne (HBB), welche sich nach Beendigung des Heliumbrennens auf dem AGB weiterentwickeln und somit einen anderen Sterntyp darstellen. Das zweite Objekt befindet sich offensichtlich im post-EHB-Stadium (s. Abb. 7.7), welches nur einige Prozent der Zeit auf dem EHB andauert. Obwohl der anteilmäßige Beitrag dieser Entwicklungsphase zur Gesamtpopulation in den Simulationen vernachlässigbar ist, kann natürlich stets ein solches Objekt gefunden werden: Wenn z.B. eine Wahrscheinlichkeit gegeben wäre dass sich in 1000 Sternen genau einer bei jenem $T_{\text{eff}}\text{-}\log(g)$ -Punkt befindet, dann wäre es trotzdem dem Zufall überlassen, ob man diesen Stern bereits bei Beobachtung der ersten 100 Sterne, oder erst unter den letzten 100 finden würde. Da wir keine weiteren Sterne in der entsprechenden Region des Diagramms beobachten, sehen wir dies folglich nicht als signifikante Abweichung von den theoretischen Vorhersagen an.

Nun sollen die physikalischen Parameter der verbleibenden SSTs charakterisiert werden. Die SSTs kann man sich als Paare 1+2, 7+8 und 10+11 vorstellen, in denen jeweils für das erste Set $\alpha_{\text{CE}} = \alpha_{\text{th}} = 0.5$ gilt, für das zweite

$\alpha_{\text{CE}} = \alpha_{\text{th}} = 0.75$. Der Unterschied liegt also in der Effizienz des CE-Ausstoßes. Die Paare selbst werden wie folgt unterschieden: Die SSTs 1+2 besitzen eine kritische Masse $q_{\text{crit}} = 1.5$ für stabilen RLOF auf dem RGB, während der Wert für die anderen SSTs bei $q_{\text{crit}} = 1.2$ liegt. Letzteres erlaubt stabilen Massentransfer für eine geringere Bandbreite an Sternmassen als der erste Wert. Die SSTs 10+11 sind mit einer Metallizität von $Z = 0.004$ gerechnet (für eine sehr alte Sternpopulation der galaktischen Scheibe, s. Abschn. 5.3.2). Dagegen wurde in den anderen SSTs $Z = 0.02$ gewählt (für eine jüngere Scheibenpopulation).

Eine weitere Einschränkung der beiden CE-Parameter α_{CE} und α_{th} scheint weder möglich noch sinnvoll: allein der Gebrauch dieser Zahlen zeigt, wie gering unser momentanes Verständnis für die physikalischen Prozesse im CE ist. Wir können deshalb nur die Aussage von HPMM wiederholen, dass der CE-Ausstoß ein effizienter Prozess zu sein scheint. Die Unterschiede in den Werten für q_{crit} spiegeln vielleicht ebenso eine zu einfache Handhabung der zugrundeliegenden Physik wieder. HPMM weisen darauf hin, dass ein größerer Wert von q_{crit} implizit Windverstärkung durch Gezeitenkräfte in engen Systemen beinhalten kann. Je nach Präsenz und Stärke dieses Effekts könnten dann auch verschiedene Werte von q_{crit} realisiert sein. In ähnlicher Weise sind sicher auch mehrere Werte für die Metallizität denkbar, denn die Anfangsmassen der sdB-Vorläufer reichen laut HPMM von weniger als $1 M_{\odot}$ (entsprechend einer Lebensdauer vergleichbar mit dem Alter des Universums) bis zu fast $3 M_{\odot}$ (und einer deutlich kürzeren Lebensdauer). All diese Betrachtungen machen deutlich, dass in Wirklichkeit eine Mischung aus unterschiedlichen Parameterwerten realisiert sein könnte, anstatt exakte Werte für alle beteiligten physikalischen Größen vorzufinden.

Eine besondere Rolle spielt dabei der Wert von q_{crit} , da die Anzahl von Systemen aus sdB und A-Stern empfindlich von ihm abhängt: Während in SST 2 (mit $q_{\text{crit}} = 1.5$) deren vorhergesagter Anteil an der Gesamtpopulation von A-Sternen 0.75 Prozent beträgt, sind es bei SST 8 (mit $q_{\text{crit}} = 1.2$) nur 0.19 Prozent, also etwa ein Viertel. Da diese Systeme im 1. RLOF-Kanal gebildet werden, bestimmt q_{crit} den Massenbereich der sdB-Vorläufer, für die stabiler Massentransfer auf dem RGB möglich ist. Die Größe des Bereichs nimmt mit q_{crit} zu, und somit auch die produzierte Anzahl solcher Systeme. Für Begleiter früheren Spektraltyps muss der Massentransfer bereits in der Hertzsprung-Lücke (dem Bereich zwischen Hauptreihe und RGB, s. Abb. 5.1) erfolgen, wo ein deutlich anderer Wert von q_{crit} zur Anwendung kommt. Begleiter späteren Typs erfordern für stabilen Massentransfer aufgrund ihrer geringeren Masse sdB-Vorläufer von ebenfalls niedrigerer Masse, wodurch der mögliche Bereich nicht so groß und folglich der Unterschied zwischen den beiden SSTs nicht so enorm ist. Zukünftige Beobachtungen von sdBs mit Begleitern des Spektraltyps A könnten somit den Wert von q_{crit} festlegen und damit wichtige Informationen über die Physik von stabilem Massentransfer liefern.

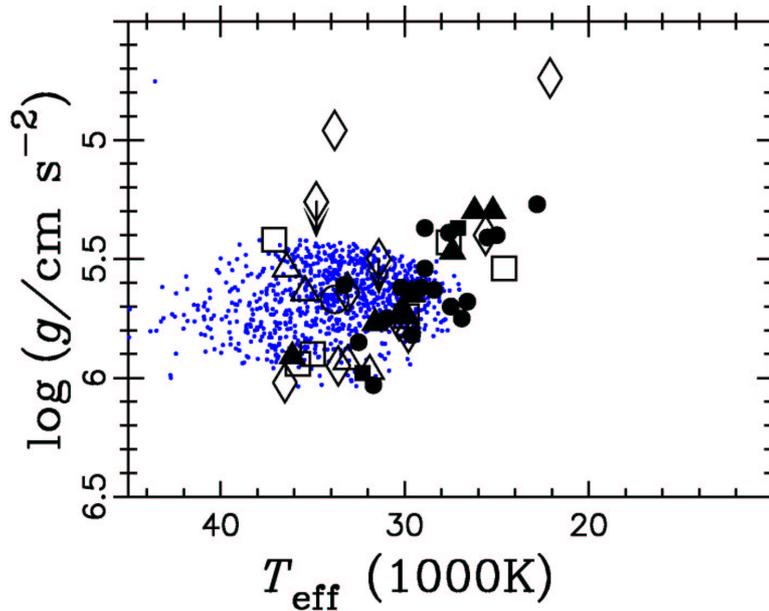


Abbildung 7.11: $T_{\text{eff}}\text{-}\log(g)$ -Werte der simulierten sdBs aus dem Merger-Kanal für das Best-fit-model von HPMM (graue Punkte). Große Symbole stellen gemessene Werte aus anderen Arbeiten dar (s. HPMM). Die Abbildung wurde von HPMM direkt übernommen.

Da mit den bisherigen Betrachtungen bezüglich der Qualität der verbleibenden SSTs keine weitergehenden Aussagen getroffen werden können, soll nun SST 2 beispielhaft für all jene angesehen werden. Für dieses Set (HPMMs Best-fit-model) geben HPMM individuelle $T_{\text{eff}}\text{-}\log(g)$ -Diagramme für die einzelnen Entstehungskanäle an, in Abbildung 7.11 für den Merger-Kanal gezeigt. In diesem Diagramm liegt die überwiegende Mehrheit der Objekte im Bereich $30\,000\text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 38\,000\text{ K}$, $5.5 \leq \log(g) \leq 5.9$. Der Schwerpunkt befindet sich etwa bei $T_{\text{eff}} \approx 33\,000\text{ K}$, $\log(g) \approx 5.65$, was leicht über dem TAEHB liegt. Dies ermöglicht uns, die Verteilung der in jenem Bereich beobachteten Sterne (s. Abb. 7.1) genauer zu untersuchen. Sollten sie wirklich im Merger-Kanal produziert worden und somit Einzelobjekte sein, dann dürften sie keinerlei RV-Veränderlichkeit zeigen, die ja auf einen engen Begleiter hinweisen würde. In Abbildung 7.12 sind nur die 30 Sterne dargestellt, die nicht RV-veränderlich sind und mehr als eine Aufnahme aufweisen. Die Sterne sind über den gesamten EHB verteilt, mit einer schwachen Häufung bei etwa $T_{\text{eff}} \approx 35\,000\text{ K}$, $\log(g) \approx 5.8$ sowie einer weiteren bei ca. $T_{\text{eff}} \approx 27\,500\text{ K}$, $\log(g) \approx 5.5$; drei sdBs befinden sich bei noch geringeren Temperaturen. Obwohl für einige wenige Objekte die RV-Veränderlichkeit vielleicht einfach nicht entdeckt wurde, ist diese breite Verteilung nicht im Einklang mit den theoretischen Vorhersagen. Interessanterweise befindet sich zudem in unserer $T_{\text{eff}}\text{-}\log(g)$ -Gesamtverteilung (Abb. 7.1) genau an der Position des o.g. Schwerpunkts kein einziger Stern.

Um die soeben getroffene Aussage zu unterstützen, zeigt Abbildung 7.13 die

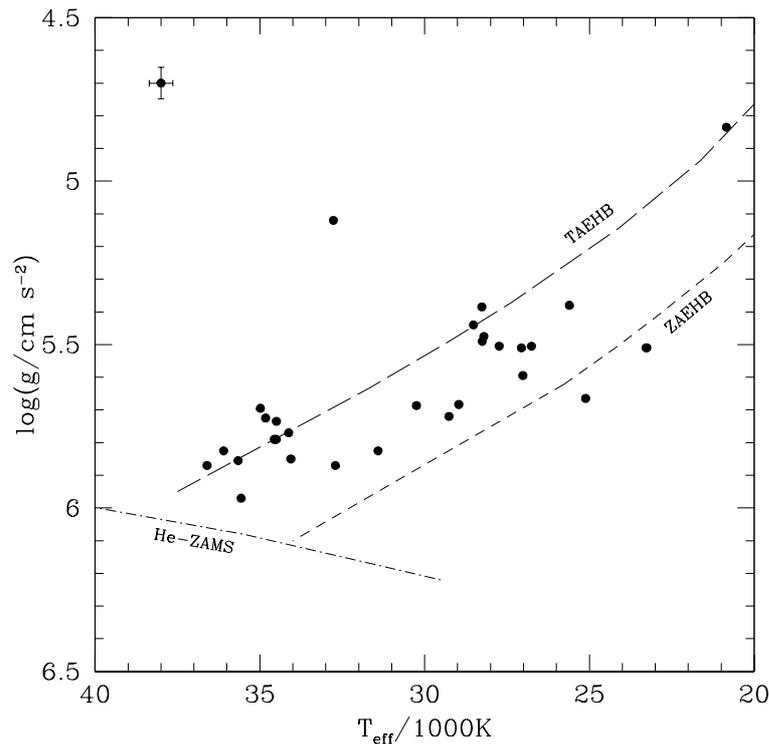


Abbildung 7.12: T_{eff} - $\log(g)$ -Werte der scheinbaren sdB-Einzelsterne. Dargestellt sind nur Objekte, die weder spektrale Merkmale eines kühlen Begleiters zeigen, noch RV-veränderlich sind. Sterne mit nur einer Aufnahme wurden ausgenommen.

Position von den 18 RV-veränderlichen Sternen. Wiederum beobachtet man eine Verteilung der Objekte über den EHB; jedoch liegen mindestens vier Sterne im Bereich der vorhergesagten Einzelstern-Positionen (s.o.), wo sich laut HPMM fast gar keine sdB-Doppelsternsysteme befinden sollten.

Dies lässt uns schlussfolgern, dass die Sterne bei hohem T_{eff} und über dem TAEHB hauptsächlich dem post-EHB-Stadium zugeordnet werden müssen, und nicht notwendigerweise Endprodukte des Merger-Kanals sind. Die Übereinstimmung mit den post-EHB-Entwicklungstracks von Dorman et al. (1993) wurde bereits in Abschnitt 7.4.1 gezeigt. Was die Simulationen von HPMM betrifft, schlagen wir eine erneute Untersuchung der sdB-Positionen aus den einzelnen Entstehungsszenarien vor, mit einem besonderen Augenmerk auf Effekte, die leicht T_{eff} und/oder $\log(g)$ entlang des EHB ändern können. Zum Beispiel wird im Merger-Szenario eine wasserstoffreiche Oberflächenschicht um das heliumbrennende Objekt gebildet (Iben 1990), deren Dicke nicht genau vorhergesagt werden kann. Dies erlaubt die Entstehung von sdBs mit einer gewissen Bandbreite an Hüllenmasse, was wiederum einen größeren Parameterbereich abdecken würde (s. Abb. 7.7).

Nichtsdestotrotz können die Simulationen die Beobachtungen sehr gut repro-

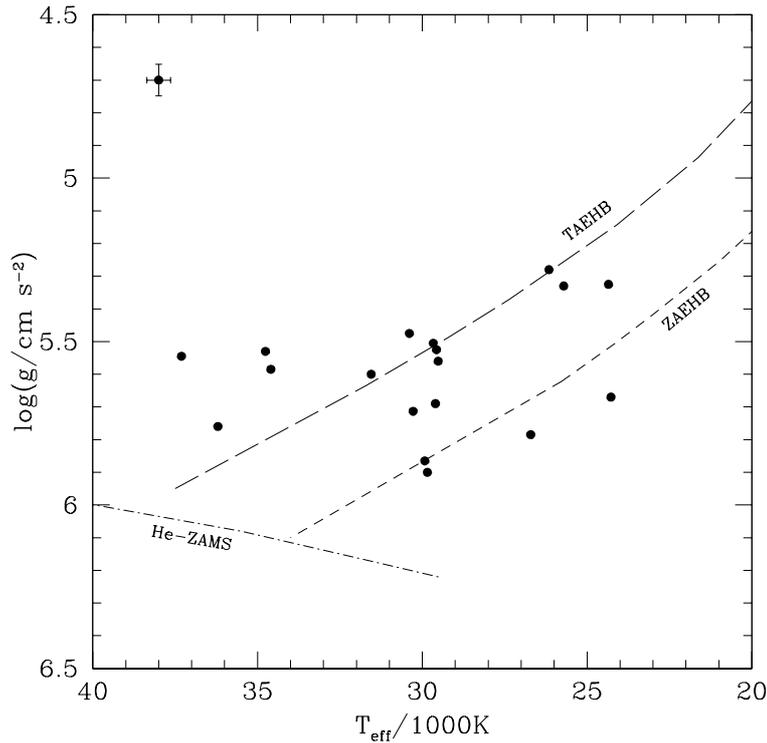


Abbildung 7.13: T_{eff} - $\log(g)$ -Werte der RV-veränderlichen sdBs. Objekte mit nur einer Aufnahme wurden ausgenommen.

duzieren, was auf ein gutes allgemeines Verständnis der sdB-Entstehungsprozesse hinweist. Mit einer größeren Anzahl Datensätzen von hoher Auflösung und Qualität scheinen weitere Einschränkungen der physikalischen Parameter möglich, was zu Verbesserungen der Theorie für die einzelnen Entstehungs-Kanäle führen könnte.

7.4.3 Radialgeschwindigkeits-Veränderlichkeit

Ein weiterer Vergleich von Theorie und Beobachtung ist möglich durch Berechnung der Anzahl der Einzel-sdBs und der sdBs mit Begleiter (die also RV-Veränderlichkeit zeigen) unter den Objekten mit ungestörtem Spektrum. Die von HPMM vorhergesagten Prozentsätze für die verbleibenden SSTs (inklusive des GK-Selektionseffekts) sind in Tabelle 7.1 aufgelistet. Sie sind dort auch gleich auf unsere Gesamtzahl von 48 Sternen angewandt (für fünf der 53 Sterne gibt es nur eine Aufnahme, was keine Aussage über RV-Veränderlichkeit zulässt).

Wir messen bei 18 von 48 Sternen RV-Veränderlichkeit. Um eine Abschätzung für die Detektionswahrscheinlichkeit von SPY zu erhalten, nehmen wir an, dass die Verteilung der Doppelstern-Perioden grob übereinstimmt mit den Vorhersagen von HPMM. Deren Best-fit-model liefert für den 1. CE-Ausstoß-Kanal (d.h. sdB + Hauptreihen-Begleiter späten K- oder M-Typs) Perioden von 1.5 Stunden bis 40

Tabelle 7.1: Relativer Anteil von sDBs aus unterschiedlichen Entstehungskanälen für mehrere Simulations-Sets. Die Spalten 2–4 listen die prozentualen Werte auf, während diese in den Spalten 5–7 auf unsere Gesamtzahl von 48 Objekten mit mindestens zwei Aufnahmen angewandt sind. Aufgrund von Rundungseffekten kann die Summe 47 sein, wie in der letzten Spalte aufgeführt ist.

SST	1. CE (%)	2. CE (%)	Merger (%)	1. CE (48)	2. CE (48)	Merger (48)	Gesamt
1	28.09	14.85	57.06	13	7	27	47
2	27.93	13.55	58.51	13	7	28	48
7	40.26	14.28	45.46	19	7	22	48
8	41.18	12.57	46.24	20	6	22	48
10	37.10	16.08	46.83	18	8	22	48
11	34.95	14.93	50.12	17	7	24	48

Tagen, für den 2. CE-Ausstoß-Kanal (d.h. sDB + Weißer Zwerg) 0.5 Stunden bis 25 Tage. Für diese Perioden und Sterntypen ist eine Mindest-Detektionswahrscheinlichkeit von 90 Prozent eine sinnvolle Annahme (R. Napiwotzki, priv. Komm.), was auf unsere Daten angewandt zu 20 RV-veränderlichen und 28 Einzelsternen führen würde.

Diese Werte stimmen exzellent überein mit den Berechnungen für die SSTs 1 und 2 (s. Tab. 7.1), was bestätigt, dass die Theorie in der Lage ist, die Realität erstaunlich gut zu reproduzieren. Interessanterweise führen die detaillierten Betrachtungen der einzelnen SSTs nun schließlich zur Bestätigung von HPMMs Wahl des Best-fit-model, obwohl diese wie erwähnt auf ganz anderem Wege getroffen wurde.

7.5 Anomale $H\alpha$ -Profile

Fünf unserer ungestörten sDBs zeigen anomale $H\alpha$ -Profile (Fig. 7.14), verschieden von denen die auf einen kühlen Begleiter hinweisen. Teilweise sehen sie ähnlich aus wie Effekte schneller Rotation, allerdings zeigen zwei Sterne zusätzlich eine Art schwachen Emissionskern. Zwischen den einzelnen Aufnahmen kann keine signifikante Variation der Profilstruktur beobachtet werden (die zeitlichen Abstände reichen von drei Tagen bis zu einem Jahr), jedoch können geringfügige Variationen nicht ausgeschlossen werden.

Zwei der Sterne zeigen RV-Veränderlichkeit, was tatsächlich auf Rotation als eventuelle Erklärung hinweisen könnte. Jedoch stimmen Modellspektren, bei denen eine hohe Rotationsgeschwindigkeit einbezogen wurde, mit keiner der anderen Linien überein, einschließlich der Helium-Linien. Darüber hinaus führt die Berücksichtigung von schneller Rotation nur dann zu einem annehmbaren Fitergebnis für $H\alpha$, wenn die Fitparameter *nicht* festgehalten, sondern aus $H\alpha$ selbst erhalten werden. Bestimmt man die Parameter wie üblich aus den anderen

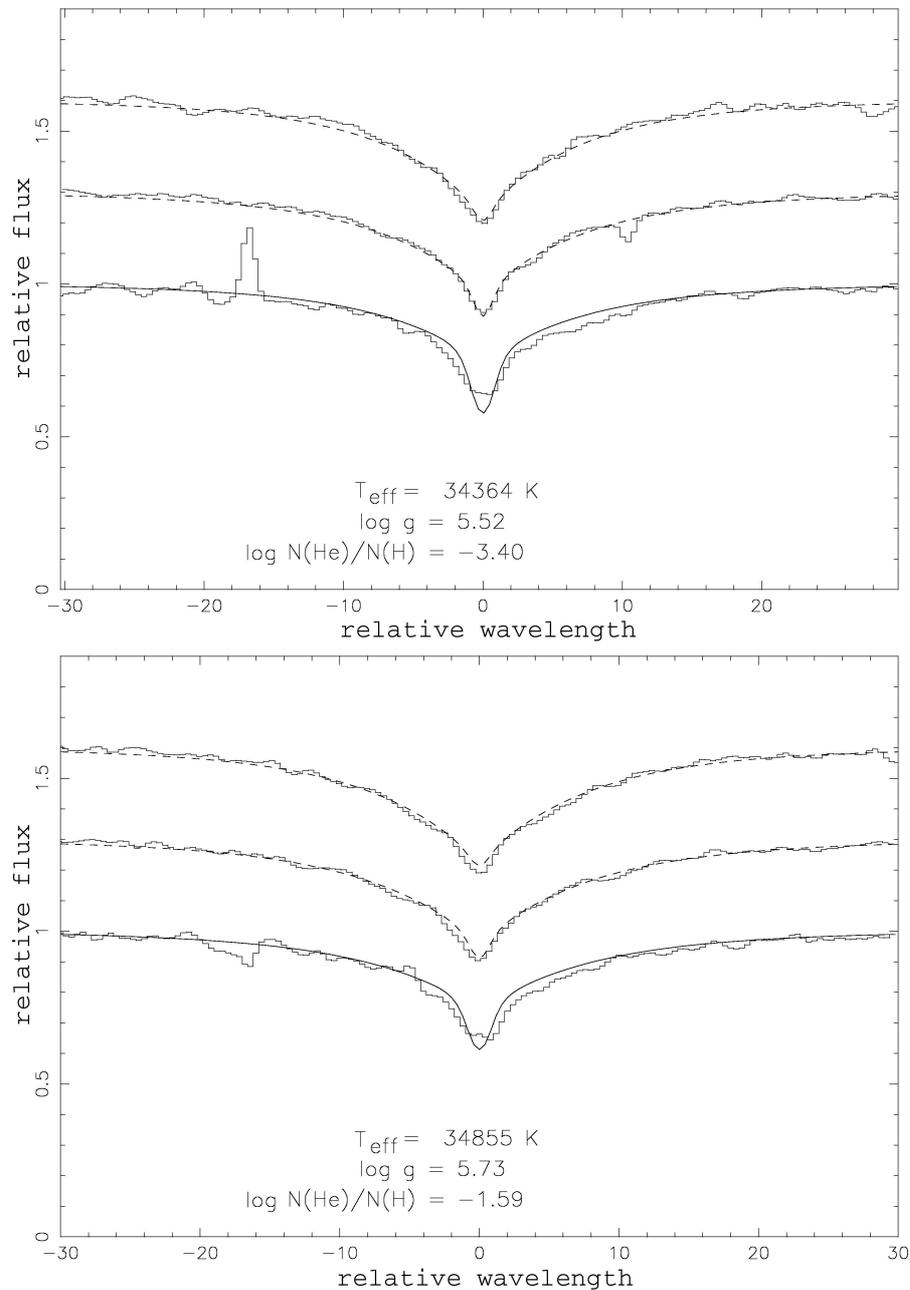


Abbildung 7.14: Zwei Spektren mit anomalen H α -Profilen. Gezeigt sind jeweils von unten nach oben H α , H β und H γ . Beobachtete Spektren sind als Histogramme dargestellt, Modellspektren als durchgezogene bzw. gestrichelte Linien. Die Parameter (im Diagramm angegeben) wurden aus anderen Linien bestimmt, so dass lediglich ein Vergleich mit dem Modell und kein eigentlicher Fit abgebildet ist. Das Kontinuumsniveau links und rechts der Linien wurde für Beobachtung und Modell angeglichen.

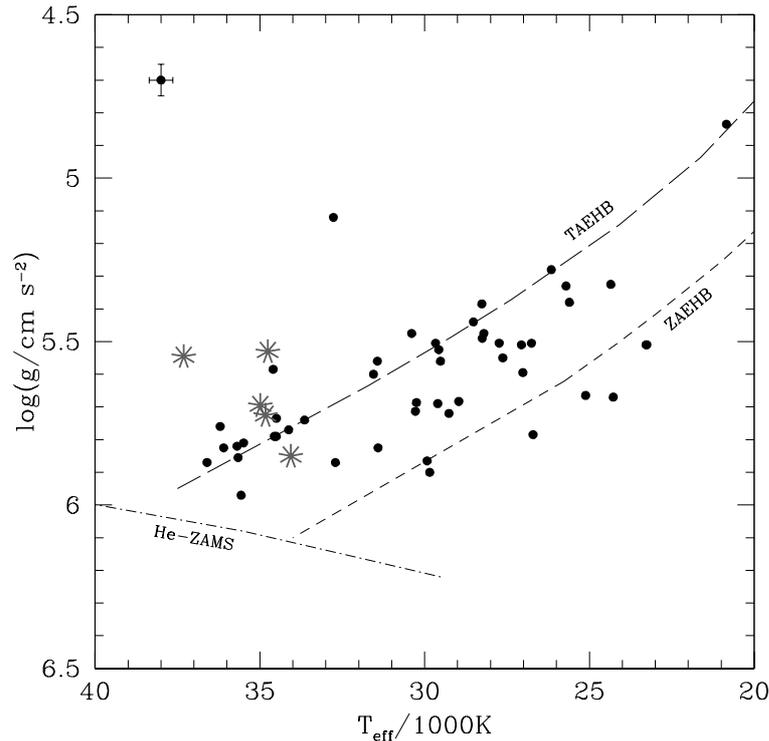


Abbildung 7.15: $T_{\text{eff}}\text{-log}(g)$ -Werte der sdBs mit anomalen $H\alpha$ -Profilen, dargestellt als graue Stern-Symbole. Sonst analog zu Abb. 7.1.

Spektrallinien, so bleibt die Übereinstimmung des Modellspektrums mit $H\alpha$ gering, trotz Rotation. All dies zeigt deutlich, dass hohe Rotationsgeschwindigkeiten nicht als Erklärung in Frage kommen.

Die $(B - J)$ -Werte dieser Sterne liegen deutlich inmitten der sdBs ohne kühlen Begleiter (Abb. 7.17; siehe hierzu Abschn. 8.1). Alle Objekte haben Effektivtemperaturen über 34000 K (Fig. 7.15). Ihre Position im Leuchtkraft-Heliumhäufigkeits-Diagramm ist in Abbildung 7.16 dargestellt. Was $\log(y)$ betrifft, so können keinerlei Besonderheiten festgestellt werden. Vier Sterne liegen jedoch bei den höchsten Leuchtkräften unserer sdBs; die Leuchtkraft des fünften ist etwa durchschnittlich.

Als mögliche Erklärung wird auf die Beobachtungen von Heber et al. (2003) hingewiesen, die ähnliche $H\alpha$ -Profile gefunden haben und stellare Winde als Ursache vorschlagen. Ihre Daten zeigen wie unsere eine leichte Verbreiterung um die Kernregion herum; die Linientiefe ist geringer als im Modellspektrum. In einem Fall ist der Kern selbst nur abgeflacht, in den anderen Fällen zeigt er eine leichte Emission, in Übereinstimmung mit unseren Beobachtungen (s. Abb. 7.14). Die vier Sterne von Heber et al. (2003) sind in ihrem Datensatz die leuchtkräftigsten, was auch für Wind als Erklärung zu erwarten wäre, da dessen Stärke mit der Leuchtkraft ansteigen sollte (Pauldrach et al. 1988). In Berechnungen ist es möglich, die beobachtete schwache Emission mit Massenverlusten von

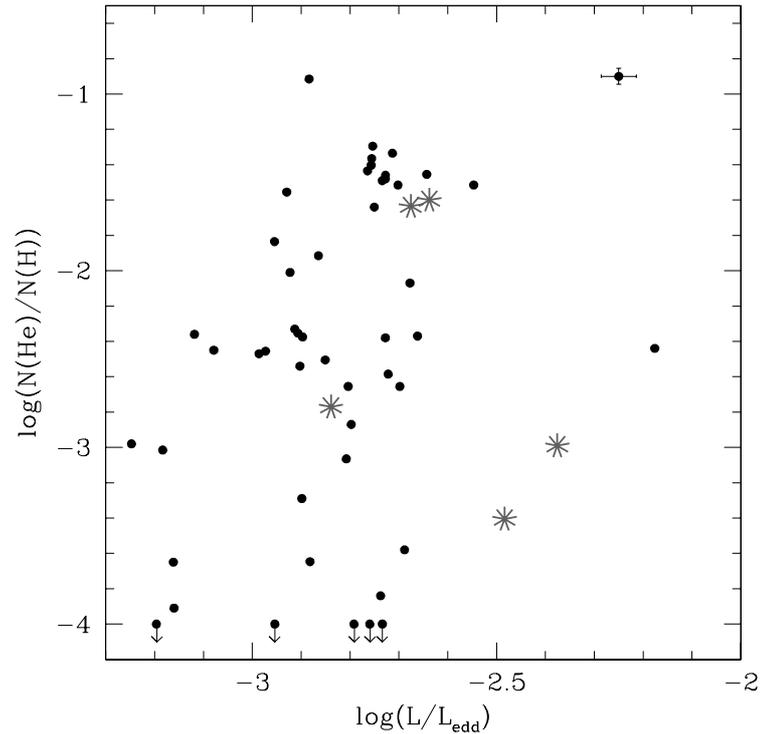


Abbildung 7.16: Werte für Heliumhäufigkeit und Leuchtkraft (in Eddington-Leuchtkräften) von sdBs mit anomalen H α -Profilen, dargestellt als graue Stern-Symbole. Sonst analog zu Abb. 7.5.

$\dot{M} = 10^{-11} M_{\odot}/\text{yr}$ zu reproduzieren (J. Vink, priv. Komm.). Ihre Stärke hängt von \dot{M} ab; folglich können die flachen Linienkerne mit schwächerem Wind erklärt werden. Es ist jedoch nicht möglich, die Verbreiterung in der Kernregion zu reproduzieren – die zu Grunde liegenden physikalischen Effekte bleiben somit unverstanden.

Wenn man Wind als möglichen Mechanismus zur Erklärung der H α -Profile heranzieht, könnten diese Sterne eventuell Hot Flashers sein (s. Abschn. 5.3.1). Aufgrund der Tatsache, dass bei unseren fünf Sternen $\log(y)$ typische sdB-Werte annimmt (s. Abb. 7.16) und in keinem einzigen Fall das Spektrum von Helium dominiert wird, kommen nur Hot Flashers *ohne* Flash-mixing in Frage. Diese liegen jedoch bei deutlich geringeren Temperaturen als unsere Sterne (Moehler et al. 2002; Brown et al. 2001), nämlich im Bereich um $T_{\text{eff}} \approx 30\,000$ K. Zudem werden für sie Leuchtkräfte zwischen $1.2 L_{\odot}$ und $1.45 L_{\odot}$ vorhergesagt (Brown et al. 2001), während die Werte unserer Objekte $1.37, 1.53, 1.57, 1.72$ und $1.83 L_{\odot}$ sind. Wir schließen daraus, dass das Hot-Flasher-Szenario nicht auf unsere Sterne anwendbar ist. Als mögliche Erklärung verbleiben also stellare Winde in Standard-EHB- oder eventuell bereits post-EHB-Sternen.

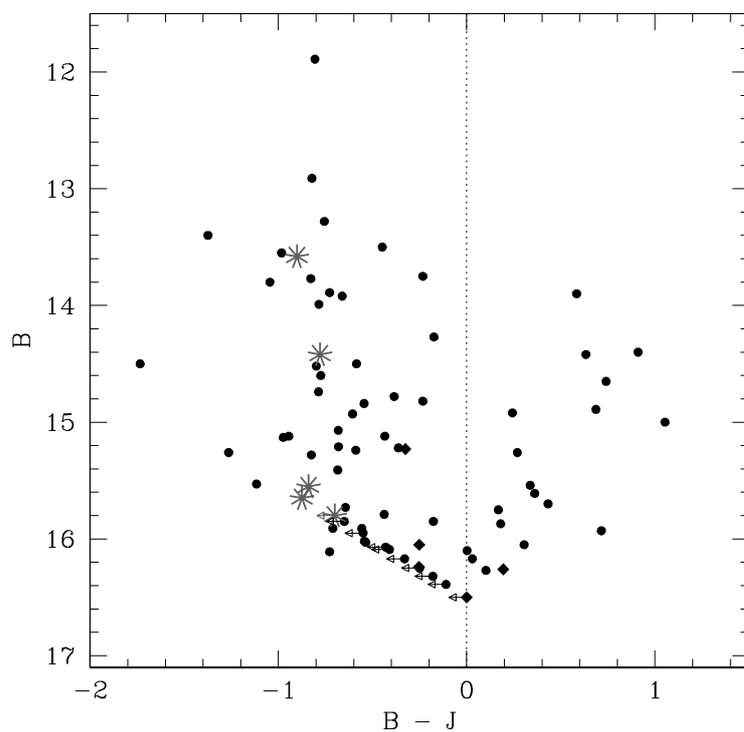


Abbildung 7.17: Farben-Helligkeits-Diagramm aus $B - J$ und B für sdBs mit anomalen $H\alpha$ -Profilen, dargestellt als graue Stern-Symbole. Sonst analog zu Abb. 8.1.

8 SdB-Sterne mit kühlen Begleitern

Die Linienprofil-Fits wurden auch für 20 der 24 sdBs mit kühlem Begleiter durchgeführt. Da der Flussbeitrag des Begleiters mit abnehmender Wellenlänge abnimmt, wurden zur Parameterbestimmung nur die Linien ab $H\delta$ hin zu kürzeren Wellenlängen verwendet. Zur Abschätzung der Heliumhäufigkeit musste in einigen Fällen HeI 4471 Å benutzt werden, sofern keine andere Heliumlinie vorhanden war. Die aus den Fits resultierenden T_{eff} - und $\log(g)$ -Werte werden für die meisten Objekte als nicht verlässlich genug betrachtet, um sie zu Vergleichen mit diesen Größen heranzuziehen. Sie werden daher im Folgenden nur zur groben Bestimmung der absoluten visuellen Helligkeit benutzt (s. Abschn. 8.2).

8.1 Infrarot-Photometriedaten

Um die Effizienz der Verwendung des MgI-Tripletts zur Suche nach kühlen Begleitern festzustellen, und um mehr Information über letztere zu erhalten, wurden photometrische Daten vom Two Micron All Sky Survey (2MASS)¹ für den nahen Infrarot-Bereich zusammengestellt. Laut der 2MASS-Dokumentation sind die Helligkeiten verlässlich bis $J \leq 15^m8$, $H \leq 15^m1$ und $K \leq 14^m3$, wobei das Kriterium hier allerdings die vollständige Detektion aller Quellen ist², und nicht wie bei uns einfach nur die Genauigkeit der Helligkeit einer gefundenen Quelle. Zudem sind exakte Detektionen bei hohen galaktischen Breiten auch noch für Helligkeitswerte möglich, die $0^m5 - 1^m0$ größer sind. Letzteres trifft auf unsere Daten zum großen Teil zu, da nur zwei von 77 Sternen galaktische Breiten $|\beta| < 20^\circ$ aufweisen und der Median bei $|\beta| = 47^\circ$ liegt.

67 unserer Objekte zeigen eine Detektion zumindest in J und können unverwechselbar identifiziert werden, während zehn Sterne in keinem der drei Infrarot-Bänder detektiert wurden und auch nicht mit umgebenden Quellen verwechselt werden können. Im letzteren Fall wird eine Untergrenze $J \geq 16^m5$ in den folgenden Berechnungen und Diagrammen verwendet. Diese wurde aus den Helligkeiten der umliegenden Quellen konservativ abgeschätzt.

Da für mehr als 50 Prozent unserer Sterne $J \geq 15^m5$ gilt, wurde keine weitere Analyse der H - und K -Werte durchgeführt. Stattdessen beschränken wir uns auf die Untersuchung von $B - J$, da für die meisten unserer Daten auch kein V -Wert

¹<http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>

²<http://www.ipac.caltech.edu/2mass/overview/about2mass.html>

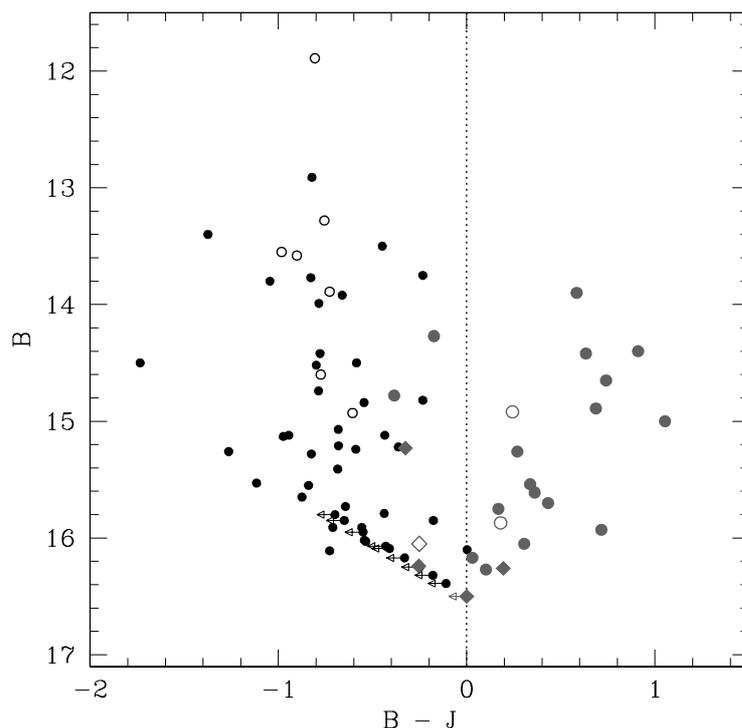


Abbildung 8.1: Farben-Helligkeits-Diagramm aus $B - J$ und B für alle sdBs. Bei den Sternen mit offenen Symbolen wurde $B \approx V - 0.25$ oder $B \approx y - 0.25$ angenommen. Graue Kreise stellen Objekte dar, bei denen im Spektrum das MgI-Triplett eines kühlen Begleiters sichtbar ist. Graue Rauten symbolisieren Sterne, bei denen ein kühler Begleiter nur durch den Flussbeitrag bei $H\alpha$ entdeckt wurde.

verfügbar ist. Abbildung 8.1 zeigt alle 77 Sterne im $(B - J)$ - B -Diagramm. Die Aufspaltung zwischen ungestörten sdBs und Objekten mit kühlem Begleiter ist deutlich zu sehen; eine Trennung kann etwa bei $B - J = 0$ erfolgen. Dies steht in sehr gutem Einklang mit dem beobachteten MgI-Triplett und bestätigt dessen gute Qualität als Merkmal für kühle Begleiter (s. Abb. 8.1).

Nur ein sdB, der im Bereich der Sterne mit Begleiter liegt, zeigt kein MgI in seinem Spektrum, jedoch weist das $H\alpha$ -Profil auf einen kühlen Begleiter hin. Desweiteren befinden sich zwei Sterne mit MgI sowie vier Sterne mit entsprechendem $H\alpha$ -Profil im Bereich der ungestörten sdBs, sind aber immer noch nahe am Bereich der sdBs mit Begleiter. Allerdings verschwindet für Begleiter späten Typs, beginnend etwa bei K0, der deutliche Unterschied zwischen den beiden Gruppen langsam, was für die erwähnten Sterne derartige Begleiter-Typen vermuten lässt. Dies ist konsistent mit der Tatsache, dass in den sdB-Spektren, in denen der Begleiter nur durch das $H\alpha$ -Profil entdeckt wurde, die Begleiter im Durchschnitt spätere Spektraltypen aufweisen müssen, denn sonst wären diese auch im unteren roten Bereich hell genug um spektrale Merkmale sichtbar zu machen. Wir schließen daraus, dass die Grenze zur Entdeckung von kühlen Begleitern mit

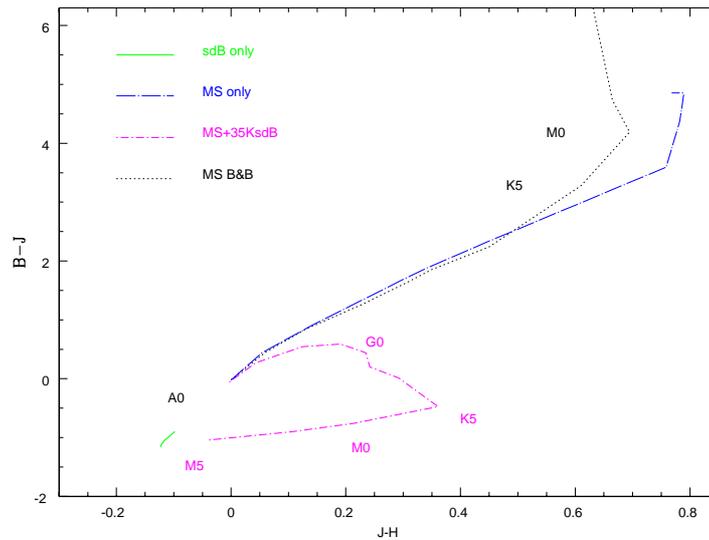


Abbildung 8.2: Simuliertes Zweifarben-Diagramm von sdBs mit kühlen Begleitern. Die durchgezogene Linie links unten zeigt typische Werte von ungestörten sdBs. Die durch abwechselnd Punkte und lange Striche dargestellte Linie zeigt die für Hauptreihensterne verwendeten Werte; zugehörige Spektraltypen sind im Diagramm angegeben. Zum Vergleich sind die Werte für Hauptreihensterne von Bessell & Brett (1988) dargestellt, symbolisiert durch die gepunktete Linie. Die Linie mit abwechselnd Punkten und kurzen Strichen zeigt schließlich die Werte für einen sdB mit $T_{\text{eff}} = 35\,000\text{ K}$ und einem Hauptreihen-Begleitern. Zur Verfügung gestellt von M. Reed.

Hilfe von MgI in etwa gleich ist mit der Grenze zur eindeutigen Trennung im $(B - J)$ -Bereich.

8.2 Klassifikation der Begleitsterne

Obwohl die T_{eff} - und $\log(g)$ -Werte der sdBs mit Begleiter relativ große Fehler besitzen können, soll nun untersucht werden, ob die Fitresultate trotzdem zur Bestimmung der absoluten visuellen Helligkeit $M_{V\text{sdB}}$ nützlich sind. Diese würde dann zu einer Abschätzung des Spektraltyps des Begleiters mit Hilfe der gemessenen scheinbaren Helligkeiten in V und J führen. Die Bestimmung von $M_{V\text{sdB}}$ erfolgt wie in 7.1 beschrieben.

Zu Testzwecken wurden drei sdBs, die weder spektrale Begleiter-Merkmale noch RV-Veränderlichkeit aufweisen, künstlich mit Hauptreihen-Begleitern versehen. Da die SPY-Spektren nicht flusskalibriert sind, war es zunächst nötig, einen typischen spektralen Energieverlauf für diese Sterne zu erzeugen. Dazu benutzten wir flusskalibrierte Spektren von Pavković (2003), die so ausgewählt wurden, dass ihre $T_{\text{eff}}\text{-}\log(g)$ -Werte ähnlich denen der Teststerne sind. Alle Spektren wurden dann mit einer Gaußkurve von 2.5 \AA Halbwertsbreite gefaltet und auf 1.0 \AA Schrittweite gebracht. Die Teststerne wurden nun durch die zugehö-

Tabelle 8.1: Bestimmung des Spektraltyps der Begleitsterne, aufgelistet in Spalte 2. Die ersten 15 Objekte zeigen Mg I im Spektrum, während die letzten fünf lediglich einen Flussbeitrag bei H α aufweisen.

Objekt	Typ	$m_{B\text{tot}}$ mag	$m_{J\text{tot}}$ ^a mag	$m_{V\text{sdb}}$ mag	$m_{V\text{comp}}$ mag	$f_{V\text{comp}}$ $f_{V\text{sdb}}$	$f_{V\text{comp}}$ $f_{V\text{tot}}$	$(B - V)_{\text{tot}}$ mag	$M_{V\text{sdb}}^{\text{out}}$ mag	Bemerkung
HE 1038–2326	F7	15.93	15.215	16.69	16.41	1.29	0.56	+0.11	4.04	F7 oder früher
HE 1140–0500	G1	14.78	15.165	15.10	17.25	0.14	0.12	–0.18	2.41	
HE 1221–2618	G0	14.65	13.910	15.38	15.16	1.22	0.55	+0.13	4.62	
HE 1309–1102	G8	16.17	16.140	16.52	18.02	0.25	0.20	–0.11	4.00	
HE 1352–1827	G3	16.05	15.745	16.49	17.27	0.49	0.33	–0.03	4.06	
HE 1422–1851	F9	16.27	16.168	16.71	17.70	0.40	0.29	–0.07	3.23	
HE 1441–0558	G5	14.42	13.787	15.01	15.18	0.86	0.46	+0.08	4.93	
HE 2156–3927	K3	14.27	14.444	14.55	17.06	0.10	0.09	–0.18	4.14	
HE 2322–0617	G9	15.75	15.582	16.10	17.47	0.28	0.22	–0.09	4.31	
HE 2322–4559	G3	15.61	15.249	16.09	16.72	0.56	0.36	–0.00	4.21	
HS 1536+0944	G9	15.70	15.268	16.10	17.00	0.44	0.30	–0.03	4.78	
HS 2216+1833	G0	13.90	13.316	14.56	14.59	0.97	0.49	+0.08	4.37	
WD 0021–234	F7	$y = 16.12$	15.690	16.77	16.99	0.82	0.45	+0.02	3.54	F7 oder früher
WD 0258+184	G8	15.26	14.991	15.67	16.73	0.38	0.27	–0.06	4.44	
WD 2122+157	F7	15.00	13.947	16.36	14.99	3.53	0.78	+0.28	5.13	F7 oder früher
HE 1200–0931	K1	16.26	16.066	16.58	18.13	0.24	0.19	–0.11	4.60	
HE 1254–1540	K7	15.23	15.556	15.48	19.00	0.04	0.04	–0.22	4.29	
HE 1419–1205	K4	16.24	16.494	16.52	19.29	0.08	0.07	–0.19	4.23	
HS 2125+1105	K3	16.50	≤ 16.5	16.79	18.92	0.14	0.12	–0.15	4.52	
WD 0154–071	K2	$V = 16.30$	16.302	16.42	18.79	0.11	0.10	–0.18	4.03	

^a Daten von 2MASS, erhalten mit Hilfe der VizieR-Datenbank (Ochsenbein et al. 2000).

rigen flusskalibrierten Spektren geteilt, und das Kontinuum des resultierenden Spektrums wurde manuell gefittet. Schließlich wurden die Teststerne durch die so erzeugte Fitkurve geteilt, was eine Pseudo-Flusskalibration für sie ergab.

Typische Hauptreihenstern-Spektren erhielten wir aus der STELIB³ Datenbank (Le Borgne et al. 2003) für die Spektraltypen F9, G4, K0 und K2. Deren Auflösung liegt bei $\Delta\lambda \leq 3 \text{ \AA}$, was mit der oben beschriebenen Behandlung unserer Spektren übereinstimmt. Aus der absoluten Helligkeit der sdBs und der typischen Werte für die Begleitsterne (Bessell & Brett 1988; Aller et al. 1982; Cox 2000) konnte der Flussbeitrag des Hauptreihensterns und die Gesamthelligkeit des Systems in B , V und J berechnet und das jeweilige Gesamtspektrum erzeugt werden. Nun wurden Linienprofil-Fits für die Balmer-Linien im blauen Bereich des Spektrums (H δ und kurzwelliger) durchgeführt; die Heliumhäufigkeit wurde dabei zur Vereinfachung festgehalten. Aus den jeweils erhaltenen Werten wurde $M_{V\text{sdb}}$ berechnet. Die Differenzen in den Fitresultaten, die sich für die verschiedenen Begleitertypen und -beiträge ergaben, sind in den letzten beiden Spalten von Tabelle 8.2 aufgelistet. Sie zeigen, dass zumindest in einigen Fällen der Effekt ziemlich groß ist, den der Begleiter auf T_{eff} und besonders $\log(g)$ hat. Dies rechtfertigt den Ausschluss der sdBs mit Begleiter in den vorhergehenden Kapiteln.

Um die Situation von SPY zu reproduzieren, gehen wir nun so vor als hätten

³<http://webast.ast.obs-mip.fr/stelib/>

Tabelle 8.2: Konstruktion von künstlichen sdBs mit kühlem Begleiter und iterative Bestimmung des Spektraltyps. Die einzelnen Iterationsschritte sind für das letzte Objekt exemplarisch dargestellt. Für jeden Stern wurde ein Entfernungsmodul $m - M = 10^m$ gewählt. In den zwei rechten Spalten sind die Differenzen in T_{eff} und $\log(g)$ aufgeführt, die beim Fit der erzeugten Spektren im Vergleich zu den Parametern des ungestörten Spektrums auftreten.

Objekt	Typ	$m_{B\text{tot}}$ mag	$m_{J\text{tot}}$ mag	$m_{V\text{sdB}}$ mag	$m_{V\text{comp}}$ mag	$f_{V\text{comp}}$ $f_{V\text{sdB}}$	$f_{V\text{comp}}$ $f_{V\text{tot}}$	$(B - V)_{\text{tot}}$ mag	$M_{V\text{sdB}}$ mag	ΔT_{eff} K	$\Delta \log(g)$ dex
HE 1050–0630				14.48					4.48		
+ F9		13.71	13.01		14.22	1.27	0.56	+0.12		367	–0.60
Ergebnis:	F6	13.71	13.01	14.51	14.23			+0.10	3.85		
+ G4		13.97	13.52		14.97	0.64	0.39	+0.02		585	–0.29
Ergebnis:	G2	13.97	13.52	14.50	14.92			+0.03	4.28		
+ K0		14.12	13.98		15.90	0.27	0.21	–0.10		113	–0.11
Ergebnis:	K0	14.12	13.98	14.47	15.93			–0.10	4.44		
+ K2		14.17	14.16		16.40	0.17	0.15	–0.14		64	–0.08
Ergebnis:	K2	14.17	14.16	14.47	16.44			–0.14	4.43		
HE 2237+0150				13.93					3.93		
+ F9		13.34	12.90		14.22	0.77	0.43	+0.03		1048	–0.30
Ergebnis:	F8	13.34	12.90	13.94	14.22			+0.02	3.72		
+ G4		13.51	13.37		14.97	0.38	0.28	–0.07		983	–0.10
Ergebnis:	G4	13.52	13.37	13.94	14.95			–0.06	3.96		
+ K0		13.62	13.75		15.90	0.16	0.14	–0.15		424	–0.03
Ergebnis:	K0	13.63	13.75	13.95	15.86			–0.15	3.99		
+ K2		13.64	13.89		16.40	0.10	0.09	–0.18		350	–0.03
Ergebnis:	K2	13.64	13.89	13.93	16.40			–0.18	3.93		
HE 2349–3135				13.94					3.94		
+ F9		13.35	12.91		14.22	0.77	0.44	+0.03		851	–0.23
Ergebnis:	F9	13.35	12.91	13.94	14.23			+0.03	3.93		
+ G4		13.52	13.37		14.97	0.39	0.28	–0.06		636	–0.06
Ergebnis:	G6	13.52	13.37	13.91	15.06			–0.07	4.07		
+ K0		13.62	13.75		15.90	0.16	0.14	–0.15		329	–0.02
Ergebnis:	K1	13.62	13.75	13.92	16.06			–0.16	4.01		
+ K2		13.65	13.90		16.40	0.10	0.09	–0.18		232	–0.02
Startwerte:		13.65	13.90	13.90				–0.25	3.88		
Schritt 1	K2	13.72	13.90	14.01	16.42			–0.18	3.99		
Schritt 2	K1	13.74	13.90	14.04	16.17			–0.16	4.02		
Neues $B - V$											
Schritt 1	K3	13.62	13.90	13.90	16.58			–0.19	3.97		
Neues $B - V$											
Ergebnis:	K3	13.65	13.90	13.93	16.61			–0.19	3.97		

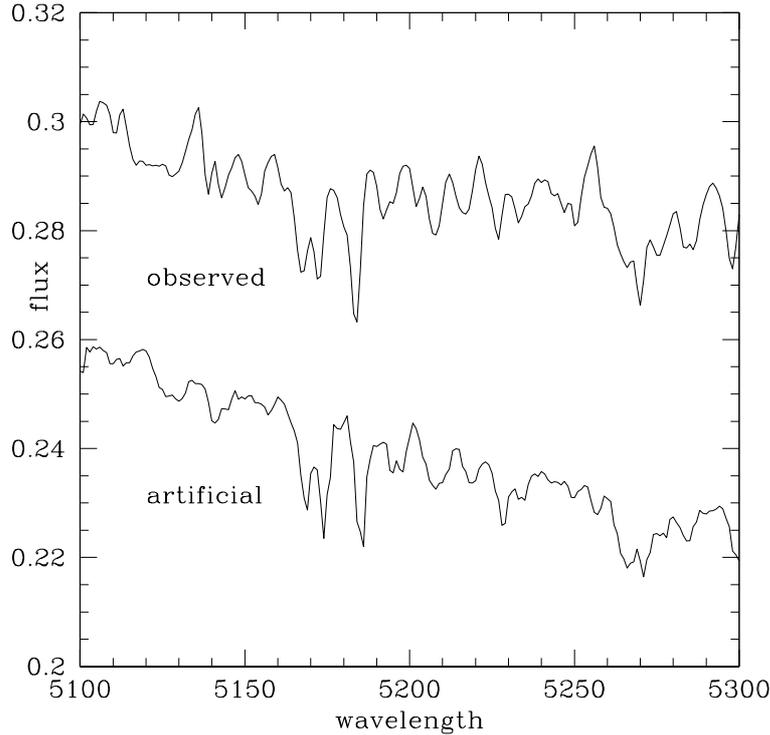


Abbildung 8.3: Beobachtetes und künstlich erzeugtes Spektrum eines sdB mit kühlem Begleiter. Beide Spektren wurden auf das gleiche Flussniveau gebracht und dann versetzt dargestellt.

Beobachtetes Spektrum: HE 1309–1102. Der Spektraltyp des Begleiters wurde zu G8 bestimmt, die korrigierte absolute Helligkeit des sdB beträgt $M_{V \text{ sdB}} = 4^m00$.

Künstlich erzeugtes Spektrum: HE 2349–3135 mit Begleiter des Typs G4. $M_{V \text{ sdB}} = 3^m86$.

wir photometrische Werte lediglich für B und J , nicht jedoch für V . Das ist der Fall für alle außer zwei der 20 sdBs mit kühlem Begleiter, die gefittet wurden. Um scheinbare Helligkeiten $m_{V \text{ tot}}$ für das Gesamtsystem und für den sdB allein zu erhalten, beginnen wir mit der Annahme von $(B - V)_{\text{tot}} = -0.25$, was der typische Wert für Einzel-sdBs ist (Stark & Wade 2003), und setzen $m_{B \text{ tot}} = m_{B \text{ sdB}}$. Nachdem die Bestimmung des Begleitertyps einmal vollzogen wurde (s.u.), kann dann $(B - V)_{\text{tot}}$ entsprechend dem berechneten Typ korrigiert und von neuem begonnen werden. Es sei darauf hingewiesen, dass wir $E(B - V) \approx 0$ annehmen, aufgrund der relativ hohen galaktischen Breiten unseres Datensatzes (s. Abschn. 8.1). Leider kann das Schema von Allard et al. (1994) zur Bestimmung eines Begleitertyps nicht angewandt werden, da uns ein dritter photometrischer Wert für die meisten Objekte fehlt.

Die Iteration selbst wird wie folgt durchgeführt (s. Tab. 8.2): Mit Hilfe von $M_{V \text{ sdB}}$ und $m_{V \text{ sdB}}$ wird der Entfernungsmodul für das System berechnet. Die Bestimmung von $m_{J \text{ sdB}}$ erfolgt durch Subtraktion des typischen Wertes $V - J = -0.6$

für Einzel-sdBs (Stark & Wade 2003, konsistent mit unseren Ergebnissen). Damit kann $m_{J_{\text{comp}}}$ aus dem gemessenen $m_{J_{\text{tot}}}$ berechnet werden, was zusammen mit dem Entfernungsmodul zu $M_{J_{\text{comp}}}$ führt. Aus letzterem erhält man durch Vergleich mit der Literatur den Spektraltyp des Begleiters (Bessell & Brett 1988; Aller et al. 1982; Cox 2000), was einen typischen Wert für $M_{V_{\text{comp}}}$ und nachfolgend $m_{V_{\text{comp}}}$ liefert. Nun kann ein verlässlicherer Wert für $m_{V_{\text{sdB}}}$ aus $m_{V_{\text{tot}}}$ und $m_{V_{\text{comp}}}$ berechnet und der nächste Iterationsschritt durchgeführt werden.

Die Iteration wird beendet, wenn die spektrale Unterklasse (G4, G5, G6 ...) von einem Schritt zum nächsten gleichbleibt, was die maximal erreichbare Genauigkeit widerspiegelt. Für alle Teststerne führt die Iteration zu guten Abschätzungen des Begleitertyps, auch wenn der Flussbeitrag des Begleiters recht groß ist (s. Tab. 8.2). Dies zeigt deutlich, dass die Methode tatsächlich auf unseren Datensatz angewendet werden kann (s. hierzu auch Abb. 8.3). Drei mögliche Fehlerquellen müssen jedoch erwähnt werden:

1. Wir nehmen einen typischen Wert $(V - J)_{\text{sdB}} = -0.6$ an. Da allerdings die Streuung recht groß ist (s. Abb. 8.1 und Stark & Wade 2003) kann dies zu Fehlern führen. Berechnungen mit $\Delta(V - J)_{\text{sdB}} = \pm 0.2$ führen zu einer Abweichung von nicht mehr als zwei Unterklassen bei geringem Beitrag des Begleiters (d.h. Typ K). Diese Abweichung nimmt für größere Beiträge des Begleiters (Typ G, F) ab.
2. Analog dazu nehmen wir einen typischen Wert $(B - V)_{\text{sdB}} = -0.25$ an, der in Wirklichkeit auch Streuung aufweist.
3. Um den Spektraltyp des Begleiters sowie die absolute Helligkeit zu bestimmen, werden aus der Literatur typische Werte benutzt (s. o.), wodurch wiederum die natürliche Streuung der Werte vernachlässigt wird.

Wir schlussfolgern, dass der Fehler in unseren Resultaten einige Unterklassen beträgt, was sie trotzdem verlässlich genug sein lässt um Spektraltypen wie "früher K-Typ" oder "später F-Typ" zu bestimmen. Die errechneten Begleitertypen für unsere Objekte sind in Tabelle 8.1 dargestellt. Die Resultate sind in guter Übereinstimmung mit Abbildung 8.2, in der der aus Simulationen zu erwartende Spektraltyp-Bereich auf etwa F5 bis K5 eingegrenzt wird.

8.3 Hauptreihenstern oder Unterriese

Seit etwa einem Jahrzehnt wird die Frage der Leuchtkraftklasse der Begleiter diskutiert. Z.B. berechneten Allard et al. (1994) und Jeffery & Pollacco (1998) für die meisten ihrer Begleitsterne eine Leuchtkraft über der von Hauptreihensternen,

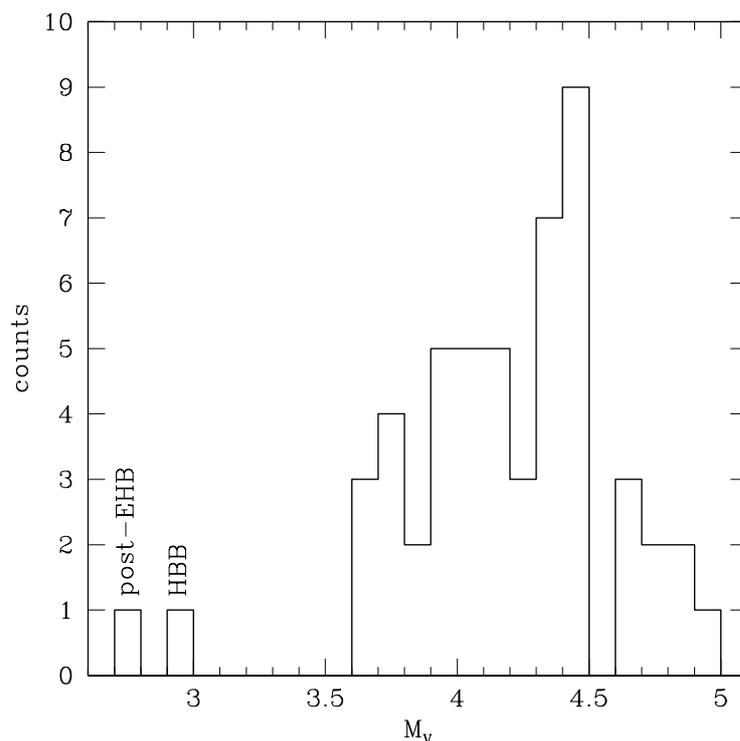


Abbildung 8.4: Verteilung der absoluten visuellen Helligkeiten der ungestörten sdBs. Die zwei linken Werte stammen von dem post-EHB-Stern HE 0415–2417 und dem potentiellen HBB-Stern HE 0151–3919.

wodurch sie als Unterriesen klassifiziert wurden. Dagegen fanden Aznar Cuadrado & Jeffery (2001, 2002), dass die Begleiter ihrer sdBs hauptsächlich Hauptreihensterne sind. Aktuell wird die Frage von Stark & Wade (2003) diskutiert, die deutlich machen, dass optische und infrarote Photometrie allein nicht zwischen dem Hauptreihenstern- und dem Unterriesen-Szenario unterscheiden können.

Abbildung 8.4 zeigt die Verteilung der absoluten Helligkeiten der ungestörten sdBs. Die Werte reichen von 3^m6 bis 5^m0 , mit zwei Extremwerten bei 2^m94 und 2^m76 . In Abschnitt 8.2 wurden aus der iterativen Bestimmung der Begleiter-Spektraltypen auch korrigierte Werte für die absoluten sdB-Helligkeiten berechnet (s. Tab. 8.1). Diese Werte stimmen sehr gut mit denen der sdBs ohne kühlen Begleiter überein, und liegen meist deutlich unter dem typischen Wert $M_V \approx 3$ für Unterriesen (Aller et al. 1982; siehe auch N. Reids Homepage⁴ und darin enthaltene Referenzen). Dies zeigt deutlich die Richtigkeit unserer Berechnungen, die zu Hauptreihen-Spektraltypen von F bis K führen.

Umgekehrt betrachtet kann man bestimmen, welche absoluten sdB-Helligkeiten nötig wären unter der Annahme, die meisten der Begleiter seien Unterriesen, denn das MgI-Triplett liefert eine Abschätzung des Flussbeitrags des Begleiters. Für die zu berücksichtigenden Spektraltypen reichen die Äquivalentbreiten von

⁴<http://www-int.stsci.edu/~inr/cmd.html>

MgI im Spektrum des Hauptreihensterns von 2.5 \AA für F9 bis 5.2 \AA für K0 (Le Borgne et al. 2003). In unseren beobachteten Spektren liegen die Werte zwischen 0.4 \AA und 1.4 \AA mit einem Median von 0.9 \AA . Wir nehmen nun an, dass der Flussbeitrag des Begleiters beim MgI-Triplett in etwa gleich ist mit dem Beitrag bei der Schwerpunktswellenlänge des V-Bandes (ca. 5500 \AA). Für Unterriesen mit $M_V \approx 3$ und im Falle, dass alle Begleiter vom Typ F9 wären, ergäbe sich $1^m2 \leq M_{V \text{ sdB}} \leq 3^m3$ mit einem Median von $M_{V \text{ sdB}} = 2^m4$. Wären alle Begleiter vom Typ K0, so würde sich dies zu $0^m3 \leq M_{V \text{ sdB}} \leq 1^m9$ ändern; der Median läge bei $M_{V \text{ sdB}} = 1^m3$. Diese Bereiche für die absolute visuelle sdB-Helligkeit stehen in völligem Widerspruch zu unseren errechneten Werten für ungestörte sdBs, und ebenso zu allen in der Literatur präsentierten Werten. So liegen beispielsweise 12 EHB-Sterne des Kugelsternhaufens NGC 6752, dessen bekannte Entfernung eine direkte Bestimmung der absoluten Helligkeit ermöglicht, im Bereich $3^m80 \leq M_{V \text{ sdB}} \leq 4^m66$ mit einem Median von $M_{V \text{ sdB}} = 4^m21$ (Moehler et al. 1997).

Die Schlussfolgerung ist daher, dass die große Mehrheit der kühlen Begleiter unserer sdBs Hauptreihensterne sind. Wir betrachten somit die Frage nach der Leuchtkraftklasse der Begleiter als endgültig beantwortet. Jedoch folgt daraus automatisch, dass Systeme aus sdB und Unterriese kaum entdeckt werden würden, da der Begleiter heller ist als der sdB. Es muss also nachdrücklich darauf hingewiesen werden, dass solche Systeme durchaus existieren können. Ihre Anzahl relativ zu den Systemen aus sdB und Hauptreihenstern wird vermutlich durch das Verhältnis der Lebensdauer von Unterriesen und Hauptreihensternen bestimmt.

8.4 Heliumhäufigkeit

Aznar Cuadrado & Jeffery (2002) beobachteten, dass sdBs mit kühlem Begleiter niedrigere Heliumhäufigkeiten ($\log(y) < -2$) zeigen als ungestörte sdBs. Die von uns gemessenen Werte für $\log(y)$ sind in Tabelle A.1 aufgelistet, und sind als untere Grenzen anzusehen, da der Flussbeitrag des Begleiters die Heliumlinien "ausdünn". Die durch die Linienprofil-Fits gemessene Heliumhäufigkeit wird somit verringert.

Um diese Behauptung zu belegen, wurden Fits für einen der drei Teststerne (HE 2237+0150) aus Abschnitt 8.2 durchgeführt, diesmal mit variabler Heliumhäufigkeit. Zur Parameterbestimmung wurden die gleichen Linien einbezogen wie bei den Fits der sdBs mit kühlem Begleiter (s. Beginn von Kap. 8). Der gewählte Stern besitzt einen Wert von $\log(y) \approx 2$ und ist daher gut geeignet als Beispiel, um den Einfluss des Begleiters zu untersuchen. Die Fitresultate zeigen für alle vier Begleitertypen (F9, G4, K0, K2) eine verringerte Heliumhäufigkeit gegenüber dem Originalwert, wobei die Abweichung bei F9 am größten ist ($\Delta \log(y) = -0.17 \text{ dex}$) und für K2 fast verschwindet ($\Delta \log(y) = -0.03 \text{ dex}$). Dies beweist die Richtigkeit

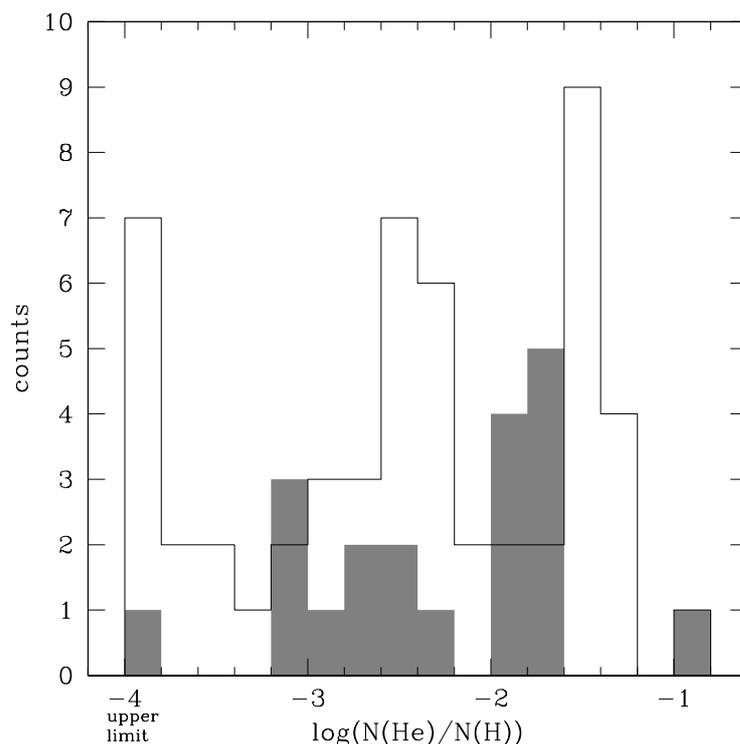


Abbildung 8.5: Schattiertes Histogramm: Verteilung der photosphärischen Heliumhäufigkeit der sdBs mit kühlem Begleiter. Offenes Histogramm: Verteilung der ungestörten sdBs, wie in Abbildung 7.2 gezeigt.

obiger Behauptung.

Abbildung 8.5 zeigt die gemessenen Heliumhäufigkeiten als Histogramm, zusammen mit den Werten für die ungestörten sdBs (s. Abb. 7.2). Die Häufigkeiten decken die gesamte Bandbreite von $\log(y) \leq -4$ bis $\log(y) > -1$ ab, wobei 50 Prozent der Sterne $\log(y) > -2$ aufweisen. Betrachtet man die Tatsache, dass diese Werte nur *untere* Grenzen sind, wird klar, dass unsere Daten in deutlichem Widerspruch zu den Messungen von Aznar Cuadrado & Jeffery (2002) stehen.

Laut HPMM sollten die hier analysierten Sterne alle im 1. RLOF-Kanal entstanden sein, der Doppelsternsysteme mit relativ großen Abständen und langen Perioden produziert. Im Gegensatz dazu sollten die in Kapitel 7 diskutierten Objekte aus dem 1. und 2. CE-Ausstoß-Kanal stammen und somit viel kürzere Perioden und geringere Abstände haben. Daraus kann nun gefolgert werden, dass die physikalischen Prozesse, welche die einzelnen Kanäle bestimmen, trotz ihrer Verschiedenheit keinen wesentlichen Unterschied in den Heliumhäufigkeiten der sdBs erzeugen.

9 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Resultate der Spektralanalyse von 77 sdBs aus SPY präsentiert. 24 von ihnen zeigen spektrale Merkmale eines kühlen Begleiters. Von den verbleibenden 53 ungestörten Sternen sind 18 RV-veränderlich, wobei für fünf Sterne keine Aussage getroffen werden konnte, da nur jeweils eine Aufnahme vorlag.

Fünf der ungestörten sdBs zeigen anomale $H\alpha$ -Profile, welche vielleicht auf starke stellare Winde in diesen Objekten hoher Leuchtkraft hinweisen. Die Leuchtkraftverteilung unserer Sterne ist in guter Übereinstimmung mit früheren Arbeiten, wobei sowohl einige Sterne unterhalb des ZAEHB als auch oberhalb des TAEHB liegen. Die von Dorman et al. (1993) für Einzelsterne berechnete zeitliche Entwicklung der Leuchtkraft passt gut zu unseren Sternen auf und über dem EHB, kann jedoch nicht die Objekte darunter erklären. Im Gegensatz dazu können die am besten passenden Simulations-Sets der Doppelstern-Populationssynthese-Rechnungen von HPMM die gesamte sdB-Verteilung sehr gut reproduzieren. Wenn allerdings nur die Positionen der scheinbaren Einzelsterne betrachtet werden, oder nur die der RV-veränderlichen Objekte, zeigt sich eine gewisse Diskrepanz mit den theoretischen Vorhersagen. Der zahlenmäßige Anteil dieser beiden Untergruppen stimmt jedoch wieder exakt mit den Simulationen überein. Wir glauben daher, dass mehr Beobachtungsdaten und die stetige Verbesserung der Theorie in naher Zukunft zu vollem Verständnis der sdB-Entstehungsprozesse führen können. So wäre z.B. eine detailliertere Beurteilung der Simulationsparameter möglich, wenn für die RV-veränderlichen Sterne genaue Umlaufperioden vorlägen – deren Verteilung könnte dann wiederum mit den einzelnen SSTs verglichen werden.

Desweiteren wurden sdBs mit kühlem Begleiter unter Zuhilfenahme von optischer und Infrarot-Photometrie untersucht. Die Spektraltypen der Begleiter konnten berechnet werden und zeigen, dass die Mehrheit dieser sdBs Hauptreihen-Begleiter vom Typ F bis K besitzt. Die Vorstellung, dass die meisten Begleiter Unterriesen sein könnten, wird von unseren Daten eindeutig widerlegt. Betrachtet man die Heliumhäufigkeiten der sdBs mit kühlem Begleiter, so kann man keinerlei Unterschied zu denen der ungestörten sdBs feststellen, im Gegensatz zu den Beobachtungen von Aznar Cuadrado & Jeffery (2002). Desweiteren liegt die Heliumhäufigkeit für die RV-veränderlichen Sterne (die somit kurzperiodische Doppelsterne sind) im Mittel sogar bei leicht geringeren Werten als die der

scheinbaren Einzelsterne. Daraus kann geschlossen werden, dass der Einfluss von Gezeitenkräften auf den photosphärischen Heliumgehalt der sdBs in kurzperiodischen Doppelsternsystemen vernachlässigbar ist.

Die große Zahl von sdBs mit kühlem Begleiter macht eine Datenbank für Hauptreihenstern-Spektren wünschenswert, die eine ähnlich hohe Auflösung besitzt wie die SPY-Spektren. Somit müssten diese nicht unnötig geglättet werden, sondern würden ihren vollen Informationsgehalt beibehalten. Auch könnten z.B. zusätzliche Beobachtungen im nahen Infrarot – hauptsächlich im Bereich des Ca II-Tripletts bei 8498 Å, 8542 Å und 8662 Å – eine noch empfindlichere Möglichkeit zum Entdecken kühler Begleiter bieten (Jeffery & Pollacco 1998), ebenso eine exaktere Beurteilung des Spektraltyps.

Wie bereits im Text erwähnt, wäre es von großem Interesse, in den vorliegenden hochauflösenden Spektren Metallizitäten zu bestimmen und diese als Input für Berechnungen von Strahlungsauftrieb und Winden zu verwenden. Die hier dargestellte Analyse war also nur ein Teil dessen, was die SPY-Objekte zum Gesamtverständnis der sdBs beitragen können. Darüber hinaus bietet SPY eine Fülle an sdO- und He-sdO-Spektren, zu welchen es ebenso noch zahlreiche ungeklärte Fragen gibt. Das Potential der SPY-Datenbank ist also noch lange nicht ausgeschöpft – und dabei sind die Spektren heißer unterleuchtkräftiger Sterne lediglich ein Nebenprodukt des eigentlichen Projektes. Trotz der bedauerlichen Tatsache, dass immer mehr kleine Teleskope geschlossen werden und somit für sdB/sdO-Beobachtungen nicht mehr zur Verfügung stehen, mangelt es also zunächst nicht an Untersuchungsobjekten auf diesem interessanten Gebiet. Hat der “Workshop on Extreme Horizontal Branch Stars and Related Objects” vor kurzem eher mehr Fragen aufgeworfen als Antworten geliefert, so kann dies in zwei Jahren – bei der nächsten Konferenz – eventuell schon anders sein. Falls aber das vollständige Verständnis von Entstehung und Entwicklung der sdBs doch noch in weiterer Ferne liegt als man glauben mag, so kann man sich zumindest einer Sache sicher sein: der Faszination und Begeisterung, die die ungelösten Rätsel dieser Sterne stets bewirken werden.

Anhang A

Parameter der sdBs

Tabelle A.1: Ergebnisse unserer Spektralanalyse. T_{eff} , $\log(g)$ und $\log(y)$ sind Mittelwerte von zwei oder mehr Aufnahmen, sofern dies möglich war. Eine Bemerkung “comp” in der letzten Spalte weist auf einen kühlen Begleitstern hin. Dabei bedeutet “comp(H α)”, dass der Begleiter nur durch einen Flussbeitrag bei H α entdeckt wurde, während bei “comp(MgI)” das MgI-Triplett des Begleiters und evtl. weitere spektrale Merkmale zu sehen sind. Eine Bemerkung “one” markiert Sterne für die nur eine (brauchbare) Aufnahme zur Verfügung stand.

Objekt	T_{eff} (K)	$\log(g)$ (cm s ⁻²)	$\log(y)$	$\log(L)$ (L_{edd})	$\log(L)$ (L_{\odot})	M_V	d (kpc)	Bemerkung
HE 0007–2212	28964	5.68	–4.00	–2.95	1.25	4.42	1.51	
HE 0016+0044	28264	5.38	–2.66	–2.70	1.51	3.72	1.86	
HE 0019–5545	35662	5.86	–1.44	–2.76	1.44	4.45	2.24	
HE 0101–2707	35568	5.97	–0.92	–2.88	1.32	4.73	1.34	
HE 0123–3330	36602	5.87	–1.49	–2.73	1.47	4.45	1.64	
HE 0135–6150	27020	5.59	–2.47	–2.99	1.22	4.34	2.88	
HE 0136–2758	28202	5.47	–4.00	–2.79	1.41	3.95	3.11	
HE 0151–3919	20841	4.83	–2.07	–2.68	1.53	2.94	1.67	
HE 0207+0030	31414	5.83	–1.83	–2.95	1.25	4.63	1.41	
HE 0230–4323	31552	5.60	–2.58	–2.72	1.48	4.04	0.87	
HE 0306–0309	26710	5.79	–4.00	–3.20	1.01	4.86	1.99	
HE 0321–0918	25114	5.67	–3.02	–3.18	1.02	4.69	1.45	
HE 0415–2417	32768	5.12	–2.44	–2.18	2.03	2.76	5.59	
HE 0513–2354	26758	5.50	–2.33	–2.91	1.29	4.14	2.47	
HE 0532–4503	25710	5.33	–3.07	–2.81	1.40	3.79	3.13	
HE 0539–4246	23279	5.51	–3.91	–3.16	1.05	4.43	1.17	
HE 0929–0424	29602	5.69	–2.01	–2.92	1.28	4.40	1.88	
HE 1021–0255	35494	5.81	–1.46	–2.73	1.48	4.33	1.84	one
HE 1033–2353	36204	5.76	–1.46	–2.64	1.56	4.19	2.70	
HE 1038–2326	30573 ^a	5.21 ^b	–1.73 ^b					comp (Mg i); one
HE 1047–0436	30280	5.71	–2.35	–2.91	1.30	4.41	1.31	
HE 1050–0630	34501	5.79	–1.40	–2.76	1.45	4.33	0.96	
HE 1140–0500	34522 ^a	4.97 ^b	–2.62 ^b					comp (Mg i)
HE 1200–0931	33419	5.78	–1.88					comp (H α)
HE 1221–2618	32606 ^a	5.51 ^b	–1.84 ^b					comp (Mg i)
HE 1254–1540	29700	5.63	–4.00					comp (H α)
HE 1309–1102	27109 ^a	5.36 ^b	–2.46 ^b					comp (Mg i)
HE 1352–1827	35674 ^a	5.53 ^b	–1.77 ^b					comp (Mg i)

Fortsetzung auf nächster Seite

^a Der angegebene Wert ist eine obere Grenze aufgrund von spektralen Merkmalen eines kühlen Begleiters.

^b Der angegebene Wert ist eine untere Grenze aufgrund von spektralen Merkmalen eines kühlen Begleiters.

Fortsetzung von vorheriger Seite								
Objekt	T_{eff} (K)	$\log(g)$ (cm s^{-2})	$\log(y)$	$\log(L)$ (L_{add})	$\log(L)$ (L_{\odot})	M_V	d (kpc)	Bemerkung
HE 1407+0033	37309	5.54	-2.99	-2.38	1.83	3.61	2.75	
HE 1415-0309	29520	5.56	-2.87	-2.80	1.41	4.09	3.14	
HE 1419-1205	34171	5.71	-1.65					comp (H α)
HE 1421-1206	29570	5.53	-4.00	-2.76	1.45	4.01	1.95	
HE 1422-1851	33896 ^a	5.19 ^b	-3.07 ^b					comp (Mg i); one
HE 1441-0558	36396 ^a	5.79 ^b	-1.63 ^b					comp (Mg i)
HE 1448-0510	34760	5.53	-3.41	-2.48	1.72	3.66	1.59	
HE 1450-0957	34563	5.79	-1.29	-2.75	1.45	4.32	1.70	
HE 1459-0234								comp
HE 1519-0708	34498	5.73	-1.52	-2.70	1.50	4.18	2.30	
HE 2135-3749	29924	5.87	-2.45	-3.08	1.13	4.83	0.69	
HE 2150-0238	29846	5.90	-2.36	-3.12	1.09	4.91	1.78	
HE 2151-1001	34984	5.70	-1.60	-2.64	1.57	4.07	2.32	
HE 2156-3927	27995 ^a	5.50 ^b	-2.35 ^b					comp (Mg i)
HE 2201-0001	27062	5.51	-3.29	-2.90	1.31	4.14	2.73	
HE 2208+0126	24277	5.67	-2.98	-3.25	0.96	4.75	1.42	one
HE 2222-3738	30248	5.69	-3.65	-2.88	1.32	4.36	1.59	
HE 2237+0150	25606	5.38	-1.92	-2.86	1.34	3.92	2.65	
HE 2238-1455	30393	5.47	-2.37	-2.66	1.54	3.80	3.13	
HE 2307-0340	23260	5.51	-3.65	-3.16	1.04	4.44	2.15	
HE 2322-0617	28106 ^a	5.50 ^b	-1.93 ^b					comp (Mg i)
HE 2322-4559	25512 ^a	5.30 ^b	-2.47 ^b					comp (Mg i)
HE 2349-3135	28520	5.44	-3.84	-2.74	1.47	3.86	2.89	
HS 1530+0542								comp
HS 1536+0944	35114 ^a	5.83 ^b	-0.82 ^b					comp (Mg i); one
HS 1710+1614	34826	5.72	-1.64	-2.68	1.53	4.13	2.42	
HS 2033+0821	32706	5.87	-1.56	-2.93	1.28	4.64	1.05	
HS 2043+0615	26157	5.28	-2.38	-2.73	1.48	3.63	3.50	
HS 2125+1105	32542	5.76	-1.86					comp (H α)
HS 2216+1833	34361 ^a	5.51 ^b	-1.70 ^b					comp (Mg i)
HS 2357+2201	27629	5.55	-2.54	-2.90	1.30	4.20	0.78	one
HS 2359+1942	31434	5.56	-3.58	-2.69	1.52	3.95	1.44	one
KPD 1930+2752	34597	5.58	-1.52	-2.55	1.66	3.79	1.01	
PN 1259-470	33644	5.74	-1.64	-2.75	1.46	4.25	0.38	one
PN 2119+226	34060	5.85	-2.77	-2.84	1.37	4.50	0.73	
WD 0021-234	32318 ^a	5.16 ^b	-3.04 ^b					comp (Mg i)
WD 0028-274								comp
WD 0031-274	36097	5.82	-1.33	-2.71	1.49	4.34	0.93	
WD 0048-202	29668	5.50	-4.00	-2.73	1.47	3.93	1.53	
WD 0107-342	24350	5.32	-2.38	-2.90	1.31	3.87	1.13	
WD 0109-264	27738	5.51	-2.50	-2.85	1.36	4.09	0.65	
WD 0154-071	27760	5.44	-2.91					comp (H α)
WD 0258+184	28092 ^a	5.52 ^b	-3.03 ^b					comp (Mg i)
WD 1207-032	35693	5.82	-1.48	-2.73	1.48	4.35	0.69	one
WD 1433-270	29262	5.72	-2.46	-2.97	1.23	4.50	1.27	
WD 1549-000	28252	5.49	-2.66	-2.80	1.40	4.00	1.72	
WD 2122+157	26015 ^a	5.22 ^b	-2.69 ^b					comp (Mg i)
WD 2329-291	34126	5.77	-1.36	-2.76	1.45	4.30	0.79	
WD 2342-157								comp

^a Der angegebene Wert ist eine obere Grenze aufgrund von spektralen Merkmalen eines kühlen Begleiters.^b Der angegebene Wert ist eine untere Grenze aufgrund von spektralen Merkmalen eines kühlen Begleiters.

Anhang B

Klassifikation der SPY-Sterne

Tabelle B.1: Spektralklassifikation der SPY-Objekte. Die Auflistung und Beschreibung der einzelnen Spektralklassen ist in Kap. 4 dargestellt. Zusätzliche Klassen:
sdF: Unterleuchtkräftiger Stern des Spektraltyps F (andere Typen analog).
B-star: Hauptreihenstern des Spektraltyps B (andere Typen analog).
MS: Hauptreihenstern; der Zusatz 'late' bedeutet einen späten Spektraltyp.
HBA: Horizontalaststern des Spektraltyps A.
QSO: Quasar.
CV: Kataklysmischer Veränderlicher.
AM CVn: Kataklysmischer Veränderlicher gemäß dem Prototyp AM CVn.
CSPN (als Zusatz): Zentralstern eines Planetarischen Nebels.
Disk (als Zusatz): Gas-/Staubscheibe um das Objekt.

Objekt	Typ	Objekt	Typ	Objekt	Typ
EC 12438–1346	DBA	HE 0136–2758	sdB	HE 0305–1145	DA
EC 12489–2750	DA	HE 0138–4014	DA	HE 0306–0309	sdB
EC 13123–2523	DA	HE 0145–0610	DA	HE 0308–2305	DA
EC 13349–3237	DA+dM	HE 0151–3919	sdB	HE 0308–5635	DB
EC 13471–1258	DA+dM	HE 0152–5009	DA	HE 0309–2105	DC(DA?)
EC 14329–1625	DA+dM	HE 0155–3710	He-sdO	HE 0315–0118	DA
HE 0001–2443	He-sdO	HE 0201–0513	DA	HE 0317–2120	DA
HE 0007–2212	sdB	HE 0204–3821	DA	HE 0320–1917	DA
HE 0016–3212	He-sdO	HE 0204–4213	DA	HE 0321–0918	sdB
HE 0016–4340	DA+dM	HE 0205–2945	DA	HE 0324–0646	DA
HE 0016+0044	sdB	HE 0207+0030	sdB	HE 0324–1942	DA
HE 0019–5545	sdB	HE 0210–2012	DA	HE 0324–2234	DA
HE 0025–0317	DBA	HE 0211–2824	DA	HE 0325–4033	DA
HE 0031–5525	DA	HE 0215–0225	DB	HE 0330–4736	DA
HE 0031–5607	He-sdB	HE 0219–4049	DA	HE 0331–3541	DA+dM
HE 0032–2744	DA	HE 0221–0535	DA	HE 0333–2201	DA
HE 0040–4838	sdO	HE 0221–2642	DA	HE 0336–0741	DA
HE 0043–0318	DA	HE 0222–2336	DA	HE 0338–3025	DA
HE 0049–0940	DA	HE 0222–2630	DA	HE 0342–1702	(He-)sdO
HE 0101–2707	sdB	HE 0225–1912	DA	HE 0344–1207	DA
HE 0103–3253	DA	HE 0230–4323	sdB	HE 0348–2404	DA
HE 0105–0232	DA+dM	HE 0245–0008	DA	HE 0348–4445	DA
HE 0106–3253	DA	HE 0246–5449	DA	HE 0349–2537	DA
HE 0110–5630	DBAZ	HE 0255–1100	DA	HE 0358–5127	DA
HE 0111–1526	He-sdB	HE 0256–1802	DA	HE 0403–4129	DA
HE 0123–3330	sdB	HE 0257–2104	DA	HE 0404–1852	DA
HE 0130–2721	DA	HE 0300–2313	DA	HE 0409–3233	DA+dM
HE 0131+0149	DA	HE 0301–3039	He-sdB	HE 0409–5154	DA
HE 0135–6150	sdB	HE 0303–2041	DA	HE 0410–1137	DA+DA

Fortsetzung auf nächster Seite

Fortsetzung von vorheriger Seite

Objekt	Typ	Objekt	Typ	Objekt	Typ
HE 0413-3306	DBA	HE 1136-2504	sdO	HE 1429-1209	PG1159
HE 0414-0434	DBA	HE 1140-0500	sdB+MS	HE 1430-0815	He-sdO
HE 0414-4039	DA	HE 1142-2311	He-sdO	HE 1434-1600	QSO
HE 0414-5429	He-sdO	HE 1152-1244	DA	HE 1441-0047	DA
HE 0415-2417	sdB	HE 1200-0931	sdB+late MS	HE 1441-0558	sdB+MS
HE 0416-1034	DA	HE 1200-1924	He-sdO+dM	HE 1446-1058	He-sdO
HE 0416-3852	DA	HE 1203-1048	He-sdO	HE 1448-0510	sdB
HE 0417-3033	DA	HE 1207-2349	DBA	HE 1450-0957	sdB
HE 0417-5357	DB	HE 1208-0736	DA+dM	HE 1459-0234	sdB+MS
HE 0418-1021	DA	HE 1215+0227	DA	HE 1502-1019	sdO
HE 0418-5326	DA	HE 1220-0536	DO	HE 1511-0448	DA
HE 0420-4748	DB	HE 1221-2618	sdB+MS(+Disk?)	HE 1511-1103	He-sdO
HE 0423-1434	DB	HE 1225+0038	DA	HE 1512-0331	DAO/sdO
HE 0423-2822	DA	HE 1233-0519	DA magn.	HE 1513-0432	sdO
HE 0425-2015	DA	HE 1237-1408	sdO	HE 1518-0020	DA
HE 0426-0455	DA	HE 1238-1745	sdO	HE 1518-0344	DA
HE 0426-1011	DA	HE 1247-1130	DA	HE 1518-0948	He-sdO
HE 0429-1651	DB+dM	HE 1251+0159	He-sdO	HE 1519-0708	sdB
HE 0436-1633	DA	HE 1252-0202	DA	HE 1519-1103	HBA
HE 0442-3027	DC(DQ?)	HE 1254-1540	sdB+late MS	HE 1522-0410	DA
HE 0449-2554	DZA	HE 1256-2738	sdO	HE 2123-4446	DA+dM
HE 0452-3429	DA	HE 1257-2021	DO?	HE 2126-4452	CV?
HE 0452-3444	DA	HE 1258+0113	sdO	HE 2133-1332	DA
HE 0455-5315	DA	HE 1258+0123	DA	HE 2135-3749	sdB
HE 0456-2347	DA	HE 1307-0059	DA	HE 2135-4055	DA
HE 0507-1855	DA	HE 1309-1102	sdB+MS	HE 2140-1825	DA
HE 0508-2343	DA	HE 1310-0337	DA(Z)	HE 2147-1405	DA+dM
HE 0513-2354	sdB	HE 1310-2733	sdO	HE 2148-3857	DA
HE 0516-1804	DA	HE 1314+0018	DO	HE 2149-0516	DAB/DBA
HE 0523-3856	DA+dM	HE 1315-1105	DA	HE 2150-0238	sdB
HE 0532-4503	sdB	HE 1316-1834	He-sdO	HE 2151-1001	sdB
HE 0532-5605	DA	HE 1318-2111	sdO	HE 2152-0936	QSO
HE 0539-4246	sdB	HE 1325-0854	DA	HE 2155-3150	DA
HE 0914-0341	He-sdO	HE 1326-0041	DA	HE 2156-3927	sdB+MS
HE 0929-0424	sdB	HE 1328-0535	DA	HE 2159-1649	DA
HE 0952+0227	He-sdO	HE 1333-0622	DA+dM	HE 2200-1341	DA
HE 0958-1151	He-sdO	HE 1335-0332	DA	HE 2201-0001	sdB
HE 0959-0828	DAB	HE 1340-0530	DA	HE 2203-0101	DA
HE 1012-0049	DA	HE 1346-0632	DA	HE 2203-2210	He-sdO
HE 1021-0255	sdB	HE 1349-2305	DBA	HE 2205-1355	DA
HE 1033-2353	sdB	HE 1349-2320	He-sdO	HE 2208+0126	sdB
HE 1038-2326	sdB+MS	HE 1352-1827	sdB+MS	HE 2209-1444	DA+DA
HE 1047-0436	sdB	HE 1355-0622	He-sdO	HE 2217-0433	DA+dM
HE 1047-0637	sdO	HE 1356-1613	sdO	HE 2218-2026	sdO
HE 1050-0630	sdB	HE 1407+0033	sdB	HE 2218-2706	DA
HE 1053-0914	DA	HE 1409-1821	DB	HE 2220-0633	DA
HE 1059-2735	sdO	HE 1413+0021	DA	HE 2221-1630	DA
HE 1103-0049	DA+dM	HE 1414-0848	DA+DA	HE 2222-3738	sdB
HE 1106-0942	DAO/sdO	HE 1415-0309	sdB	HE 2230-1230	DA
HE 1115-0631	sdO	HE 1419-1205	sdB+late MS	HE 2231-2647	DA
HE 1117-0222	DA	HE 1421-1206	sdB	HE 2237-0509	DBA(?)
HE 1124+0144	DA	HE 1422-1851	sdB+MS	HE 2237+0150	sdB
HE 1130-0620	sdO	HE 1423-0119	sdO	HE 2238-0433	DA
HE 1135-1134	sdO	HE 1427+0016	CV	HE 2238-1455	sdB
HE 1136-1641	He-sdO	HE 1429-0343	DA	HE 2241-3235	DA

Fortsetzung auf nächster Seite

Fortsetzung von vorheriger Seite

Objekt	Typ	Objekt	Typ	Objekt	Typ
HE 2246-0658	DA	HS 0949+0935	DA	HS 2220+2146b	DA
HE 2251-6218	DA	HS 1003+0726	DA	HS 2225+2158	DA
HE 2301-6031	HBA	HS 1013+0321	DA	HS 2229+2335	DA
HE 2305-1155	He-sdO	HS 1031+0343	DA	HS 2233+0008	DA
HE 2307-0340	sdB	HS 1043+0258	DA	HS 2244+0305	DA
HE 2315-0511	DA	HS 1053+0844	DA	HS 2244+2103	DA
HE 2322-0617	sdB+MS	HS 1102+0032	DA	HS 2259+1419	DA
HE 2322-4559	sdB+MS	HS 1102+0934	DA	HS 2357+2201	sdB
HE 2334-1355	DA	HS 1115+0321	DA	HS 2359+1942	sdB
HE 2334-4127	DBA	HS 1136+0326	DA	KPD 1930+2752	sdB
HE 2345-4810	DA	HS 1136+1359	DA	MCT 0026-2150	WD?+MS
HE 2347-4130	He-sdO	HS 1144+1517	DA	MCT 0031-3107	DA
HE 2347-4608	DA	HS 1153+1416	DA	MCT 0033-3440	DA
HE 2349-3135	sdB	HS 1204+0159	DA	MCT 0105-1634	DA
HE 2356-4513	DA	HS 1243+0132	DA	MCT 0110-1617	DA
HE 2359-2844	sdO	HS 1249+0426	DA	MCT 0111-3806	DA
HS 0002+1635	DA	HS 1305+0029	DA	MCT 0136-2010	DA
HS 0047+1903	DA	HS 1308+1646	DA	MCT 0149-2518	DB
HS 0051+1145	DA magn.	HS 1334+0701	DA	MCT 2343-1740	DA
HS 0129+1041	DA	HS 1338+0807	DA	MCT 2345-3940	DA
HS 0130+0156	DA	HS 1410+0809	DA	MCT 2349-3627	DA
HS 0145+1737	DA	HS 1426+0130	QSO	MCT 2352-1249	DA
HS 0146+1847	DAZ	HS 1430+1339	DA	PG 0026+136	sdO
HS 0200+2449	DA	HS 1432+1441	DA	PG 2120+062	B-star
HS 0213+1145	DA	HS 1447+0454	DA	PN 0276+169	sdO-CSPN
HS 0223+1211	DA	HS 1517+0814	DA	PN 0361-571	DAO-CSPN
HS 0225+0010	DA	HS 1527+0614	DA	PN 1259-470	sdB-CSPN
HS 0237+1034	DA	HS 1530+0542	sdB+MS	PN 2041+047	sdO-CSPN
HS 0241+1411	DA	HS 1536+0944	sdB+MS	PN 2119+226	sdB-CSPN
HS 0307+0746	DA	HS 1606+0153	DA+dM	PN 2155-308	DAO-CSPN
HS 0309+1001	DA	HS 1609+1426	DA	PN 2191+312	DAO-CSPN
HS 0315+0858	DA	HS 1614+1136	DA	PN 2580-157	PG1159-CSPN
HS 0325+2142	DA	HS 1616+0247	DA	PN 2743+091	PG1159-CSPN
HS 0329+1121	DA	HS 1641+1124	DA	WD 0000-170	DBA
HS 0331+2240	DA	HS 1646+1059	DA	WD 0000-186	DA
HS 0337+0939	DA	HS 1648+1300	DA	WD 0000-345	DC
HS 0344+0944	DA	HS 1705+2228	DA	WD 0005-163	DA
HS 0345+1324	DA	HS 1710+1614	sdB	WD 0011+000	DA
HS 0400+1451	DA	HS 2033+0821	sdB	WD 0013-241	DA
HS 0412+0632	DA	HS 2043+0615	sdB	WD 0016-220	DA
HS 0424+0141	DA	HS 2046+0044	DA	WD 0016-258	DA
HS 0503+0154	DA	HS 2056+0721	DA	WD 0017+061	DA
HS 0507+0434a	DA	HS 2058+0823	DA	WD 0018-339	DA
HS 0507+0434b	DA	HS 2059+0208	DA	WD 0021-234	sdB+MS
HS 0820+2503	DA	HS 2108+1734	DA	WD 0024-556	DA
HS 0844+1803	Abell 30	HS 2120+0356	DA+dM	WD 0027-636	DA
HS 0926+0828	DA	HS 2125+1105	sdB+late MS	WD 0028-274	sdB+MS
HS 0929+0839	DA	HS 2130+1215	DA	WD 0028-474	DA
HS 0931+0712	DAB	HS 2132+0941	DA	WD 0029-181	DA
HS 0933+0028	DA	HS 2138+0910	DA	WD 0031-274	sdB
HS 0937+0130	DA	HS 2148+1631	DA	WD 0032-175	DA
HS 0940+1129	DA	HS 2210+2323	DA	WD 0032-177	DA
HS 0943+1401	DA	HS 2216+1551	DA	WD 0032-317	DA
HS 0944+1913	DA	HS 2216+1833	sdB+MS	WD 0033+016	DA
HS 0949+0823	DA	HS 2220+2146	DA	WD 0034-211	DA+dM

Fortsetzung auf nächster Seite

<i>Fortsetzung von vorheriger Seite</i>					
Objekt	Typ	Objekt	Typ	Objekt	Typ
WD 0037-006	DA	WD 0200-127	DC(DA?)	WD 0347-137	DA+dM
WD 0038-226	DQ(?)	WD 0200-171	HBB(?)	WD 0349+015	DB
WD 0041-102	DBA magn.	WD 0203-181	DB/AM CVn	WD 0352+018	DA
WD 0044-121	PG1159	WD 0204-233	DA	WD 0352+049	DA(magn.?)
WD 0046+051	DZ	WD 0204-306	DA	WD 0352+052	DA
WD 0046+077	DO	WD 0205-136j	DA	WD 0352+096	DA
WD 0047-524	DA	WD 0205-304	DA	WD 0357+081	DA
WD 0048-202	sdB	WD 0205-365	DA	WD 0408-041	DA(Z)
WD 0048-544	DA	WD 0205+133	DA+dM	WD 0410+117	DA
WD 0048+202	DA	WD 0208-263	DA	WD 0416-550	DA
WD 0050-332	DA	WD 0209+085	DA	WD 0419-487	sdB/WD+dM
WD 0052-147	DA	WD 0210+168	sdG/K?	WD 0421+162	DA
WD 0053-117	DA	WD 0212-231	DA	WD 0423+120	DC
WD 0058-044	DA magn.	WD 0216+143	DA	WD 0425+168	DA
WD 0101-182	DO	WD 0220+222	DA	WD 0426+106	DA
WD 0101+048	DA	WD 0226-329	DA	WD 0429+176	DA+dM
WD 0102-142	DA	WD 0227+050	DA	WD 0430+136	DA+dM
WD 0103-278	DA	WD 0229-481	DA	WD 0431+126	DA
WD 0106-358	DA	WD 0230-144	DA	WD 0435-088	DQ
WD 0107-192	DA	WD 0231-054	DA	WD 0437+152	DA
WD 0107-342	sdB	WD 0232+035	DA+dM	WD 0443-037j	DA
WD 0108+143	DA	WD 0237+115	DO+dM	WD 0443-275.1	DQ
WD 0109-264	sdB	WD 0239+109	DA magn.	WD 0443-275.2	MS
WD 0110-139	DA	WD 0242-174	DA	WD 0446-789	DA
WD 0112-195	DA	WD 0243-026	DAZ	WD 0447+176	He-sdO
WD 0113-243	A-star	WD 0243+155	DA	WD 0453-295	DAB+DA
WD 0114-034	DA	WD 0249-052	DB	WD 0455-282	DA
WD 0114-605	DA	WD 0250-007	DA	WD 0501-289	DOZ
WD 0119-004	DB	WD 0250-026	DA	WD 0503-174	DA magn.
WD 0122-753j	PG1159	WD 0252-350	DA	WD 0503+147	DBA
WD 0123-262	DC	WD 0255-705	DA(+DA?)	WD 0504-241	DO
WD 0124-257	DA	WD 0257+080	DA	WD 0507+045.1	DA
WD 0125-236	DBA	WD 0258+184	sdB+MS	WD 0507+045.2	DA
WD 0126+101	DA	WD 0300-013	DBZ	WD 0509-007	DA
WD 0127-050	DA	WD 0302+027	DA	WD 0509+168	MS?
WD 0127-311	AM CVn?	WD 0303-007	DA+dM	WD 0510+163	MS?
WD 0128-387	DAB	WD 0307+149	DA	WD 0511+079	DA
WD 0129-205	DA	WD 0308+096	DA+dM	WD 0512-417j	DA
WD 0130-196	PG1159	WD 0308+188	DA	WD 0518-105	DA
WD 0131-163	DA+dM	WD 0310-688	DA	WD 0548-001	DQ
WD 0133-116	DA	WD 0315-332	DA	WD 0548+000	DA
WD 0135-052	DA+DA	WD 0317+196	DA	WD 0549+158	DA
WD 0137-291	DA	WD 0318-021	DA	WD 0552-041	DZ
WD 0137-349	DA+dM	WD 0320-539	DA	WD 0553+053	DA magn.?
WD 0138-236	DA	WD 0322-019	DZA	WD 0556+172	DA
WD 0140-392	DA	WD 0326-273	DA	WD 0558+165	DA
WD 0143+216	DA	WD 0328+008	DA	WD 0605-483j	DA
WD 0145-221	DA	WD 0330-009	DA	WD 0612+177	DA
WD 0148-255j	DA	WD 0336+040	DA	WD 0615-591	DB
WD 0151+017	DA	WD 0339-035	DA	WD 0621-376	DA
WD 0154-071	sdB+late MS	WD 0341+021	DA	WD 0625-253	DAO-CSPN
WD 0155+069	DA	WD 0341+182	DQ	WD 0628-020	DA
WD 0156+155	DC	WD 0343-007	DA	WD 0630-050	DA
WD 0158-160	DB	WD 0344+073	DA	WD 0642-285	DA
WD 0158-227	DA	WD 0346-011	DA	WD 0648-253j	DA

Fortsetzung auf nächster Seite

Fortsetzung von vorheriger Seite

Objekt	Typ	Objekt	Typ	Objekt	Typ
WD 0659-063	DA	WD 1015+014	DQ magn.?	WD 1150-153	DA(Z?)
WD 0710+216	DA	WD 1015+076	DA	WD 1151-029	PG1159
WD 0715-704j	DA	WD 1015+161	DA	WD 1152-287	DA
WD 0718-316	DA+dM	WD 1017-138	DA	WD 1154+186	DZ
WD 0723-277j	DA	WD 1017+125	DA	WD 1155-243	DA
WD 0726+133	PG1159	WD 1019+129	DA	WD 1159-034	PG1159
WD 0732-427	DA	WD 1020-207	DA	WD 1159-098	DA
WD 0738-172	MS	WD 1022+050	DA	WD 1201-001	DA
WD 0752-676	DA	WD 1023+009	DA	WD 1201-049	DA
WD 0806-661	DC	WD 1026+002	DA+dM	WD 1201+085	MS
WD 0810-728	DA	WD 1026+023	DA	WD 1202-232	DAZ
WD 0830-535	DA	WD 1031-114	DA	WD 1204-136	DA
WD 0839-327	DA	WD 1031+063	DA	WD 1204-322	DA
WD 0839+231	DA	WD 1034+001	DO	WD 1207-032	sdB
WD 0841+033j	DA	WD 1036-204	DQ	WD 1207-157	DA
WD 0845-188	DB	WD 1036+085	DA	WD 1210+140	DA
WD 0852+192	DA	WD 1042-690	DA+dM	WD 1214+032	DA
WD 0853+163	DB magn.	WD 1043-034	HBB(?)	WD 1216+036	DA
WD 0858+160	DA	WD 1046-017	DB	WD 1218-198	DA
WD 0900+142	DB	WD 1049-158	DA	WD 1220-292	DA
WD 0902-041j	DA	WD 1049+103	DA+dM	WD 1225-079	DZAB
WD 0908+171	DA	WD 1053-290	DA	WD 1229-012	DA
WD 0911-076	DA	WD 1053-550	DA	WD 1230-308	DA
WD 0913+103	DQZ	WD 1055-072	DC	WD 1231-141	DA
WD 0916+064	DA	WD 1056-384	DA	WD 1232+238	MS
WD 0921+091	DBA	WD 1058-129	DA	WD 1233-164	DA
WD 0922+162a	DA	WD 1102-183	DA	WD 1236-495	DA
WD 0922+162b	DA	WD 1105-048	DA	WD 1237-028	DA
WD 0922+183	DA	WD 1115-029	DC	WD 1237-230	DA
WD 0928-713	DA	WD 1115+158	DBA	WD 1241-010	DA
WD 0933+025	DA+dM	WD 1115+166	DAB	WD 1241+235	DA
WD 0937-103	DA	WD 1116+026	DA	WD 1244-125	DA
WD 0939-153	DA	WD 1121+216	DA	WD 1247-176	DA+dM
WD 0939+071	MS	WD 1122-324	DA	WD 1249+160	DA
WD 0944-090	DAO/sdO	WD 1123+189	DA	WD 1249+182	DA
WD 0945+245	DA	WD 1124-018	DA	WD 1252-289	DB
WD 0948+013	DBA	WD 1124-293	DA	WD 1254+223	DA
WD 0950+077	DA	WD 1125-025	DA	WD 1257+032	DA
WD 0950+139	DAO+dM	WD 1125+175	DA	WD 1257+037	DA
WD 0950+185	DA+dM	WD 1126-222	DA	WD 1257+047	DA
WD 0951-155	DA	WD 1126+185	CV?Disk?	WD 1300-098	DA
WD 0954+134	DA	WD 1129+071	DA	WD 1305-017	DAO(?)
WD 0955+247	DA	WD 1129+155	DA	WD 1308-301	DA
WD 0956+020	DA	WD 1130-125	DA	WD 1310-305	DA
WD 0956+045	DA	WD 1134+073	DBA	WD 1311+129	DBA
WD 0959+149	DC	WD 1141+077	DA	WD 1314-067	DA
WD 1000-001	DA	WD 1142-645	DQ	WD 1314-153	DA
WD 1001+203	DA+dM	WD 1144-084	DB	WD 1319-288	DA+dM
WD 1003-023	DA	WD 1144-246	DA	WD 1322+076	MS
WD 1004-178	DB+dM	WD 1144+004	PG1159	WD 1323-514	DA
WD 1008-179	sdO	WD 1145+187	DA	WD 1326-037	DB
WD 1010+043	DA	WD 1147+255	DA	WD 1326-236	DA
WD 1013-010	DA	WD 1148-230	sdO	WD 1327-083	DA
WD 1013-050	DA+dM	WD 1149-133	DBA	WD 1328-152	DA
WD 1015-216	DA	WD 1149+057	DA	WD 1330+036	DA

Fortsetzung auf nächster Seite

Anhang B Klassifikation der SPY-Sterne

<i>Fortsetzung von vorheriger Seite</i>					
Objekt	Typ	Objekt	Typ	Objekt	Typ
WD 1332–229	DA	WD 1531+184	DA	WD 1844–654	DA+dM
WD 1334–160	DA	WD 1532+033	DA	WD 1845+019	DA
WD 1334–678	DA	WD 1533–057	DA magn.	WD 1847–223j	DA
WD 1334+039	DCA	WD 1537–152	DA	WD 1857+119	DA
WD 1336+123	DB	WD 1539–035	DA	WD 1911+135	DA
WD 1338–220	DBA(?)	WD 1541–381	DA+dM	WD 1914–598	DA
WD 1342–237	DA	WD 1542–275	DBA	WD 1914+094	DA
WD 1344+106	DA	WD 1542+182	DB	WD 1917–077	DBA/AM CVn?
WD 1345+238	DC	WD 1543–366	DA	WD 1918+110	DA
WD 1348–273	DA	WD 1544–377	DA	WD 1919+145	DA
WD 1349+144	DA	WD 1547+015	DA	WD 1932–136	DA
WD 1350–090	DA	WD 1547+057	DA	WD 1943+163	DA
WD 1352+004	DBA	WD 1548+149	DA	WD 1948–389	DA
WD 1356–233	DA	WD 1549–000	sdB	WD 1950–432	DA
WD 1401–147	DA	WD 1550+183	DA	WD 1952–206	DA
WD 1403–010	DBA	WD 1555–089	DA	WD 1952–584	DA
WD 1403–077	DA	WD 1557+192	DBA	WD 1953–011	DA
WD 1410+168	DA	WD 1609+044	DA	WD 1953–715	DA
WD 1411+135	DA	WD 1609+135	DA	WD 1959+059	DA
WD 1411+218	MS	WD 1612–111	DB	WD 2004–605	DA
WD 1412–109	DA	WD 1614–128	DA	WD 2007–219	DA
WD 1415+132	DA+dM	WD 1614+136	DA	WD 2007–303	DA
WD 1418–088	DA	WD 1614+160	DA	WD 2011+065	DC
WD 1420–244	DA	WD 1615–154	DA	WD 2014–575	DA
WD 1421–011	DBA	WD 1619+123	DA	WD 2018–233	DA
WD 1422+095	DA	WD 1620–391	DA	WD 2020–253	He-sdO
WD 1425–811	DA	WD 1625+093	DA	WD 2020–425	DA
WD 1426–276	DA	WD 1632+222	He-sdB	WD 2021–128	DA
WD 1428–125	DB	WD 1636+057	DA	WD 2029+183	DA
WD 1431+153	DA	WD 1640+113	DA	WD 2032+188	DA
WD 1433–270	sdB	WD 1643+143	DA+dM	WD 2033–435	CV
WD 1434–223	DA	WD 1646+062	DA+dM	WD 2039–202	DA
WD 1436–216	DA+dM	WD 1654+160	DB+dM	WD 2039–682	DA
WD 1444–096	DBA	WD 1655+215	DA	WD 2046–220	DA
WD 1445+152	DB	WD 1659–531	M-star	WD 2049–222	DC
WD 1448+077	DA	WD 1705+030	DZ	WD 2051–208	DA magn.
WD 1449+003	MS	WD 1708–147	DZQ	WD 2051+095	DA
WD 1449+168	DA	WD 1709+230	DBA	WD 2055+221	MS
WD 1451+006	DA	WD 1712+215	DC	WD 2056+033	DA
WD 1456+103	DBA	WD 1716+020	DA	WD 2058+181	DA
WD 1457–086	DA	WD 1733–544	DAZ	WD 2059+190	DA
WD 1458+171	DA+dM	WD 1736+052	DA	WD 2105–820	DAZ
WD 1500–170	DA	WD 1750+098	DC	WD 2115–560	DAZ
WD 1501+032	DA	WD 1751+106	PG1159	WD 2115+010	DA
WD 1503–070	DA magn.	WD 1755+194	DA	WD 2118–333	MS
WD 1503–093	DA	WD 1802+213	DA	WD 2120+054	DA
WD 1507–105	DA	WD 1818+126	DC	WD 2122–467	DA
WD 1507+021	DA	WD 1821–131	DA	WD 2122+157	sdB+MS
WD 1507+220	DA	WD 1824+040	DA	WD 2127–221j	DA
WD 1511+009	DA	WD 1826–045	DA	WD 2129+000	DB
WD 1515–164	DA	WD 1827–106	DA	WD 2130–047	DB
WD 1520–340	DC	WD 1831+197	DQ	WD 2134+125	PG1159
WD 1524–749	DA	WD 1834–781	DA	WD 2134+218	DA
WD 1527+090	DA	WD 1837–619	DQ	WD 2136+229	DA
WD 1531–022	DA	WD 1840+042	DA	WD 2137–379	DA

Fortsetzung auf nächster Seite

Fortsetzung von vorheriger Seite

Objekt	Typ	Objekt	Typ
WD 2139+115	DA	WD 2312-356	DA
WD 2140+207	DQ	WD 2313-330	DA+dM
WD 2142-169	DBA	WD 2314+064	DA
WD 2144-079	DBZ	WD 2316-173	DBA
WD 2146-433	DA	WD 2316+123	DA magn.
WD 2148-294	DO	WD 2318-226	DA
WD 2149+021	DA	WD 2318+126	DA
WD 2150+021	DA	WD 2321-549	DA
WD 2151-015	DA+dM	WD 2322-181	DA
WD 2151-307	DA	WD 2322+118	DZA
WD 2152-045	DA	WD 2322+206	DA
WD 2153-419	DA	WD 2323-241	sdF
WD 2154-061	DA	WD 2323+157	DC(DQ?)
WD 2154-437	DBA	WD 2324-546j	MS
WD 2154-512	DQ	WD 2324+060	DA
WD 2156-546j	DA	WD 2326+049	DA
WD 2157+161	DA	WD 2328+107	DA
WD 2159-414	DA	WD 2329-291	sdB
WD 2159-754	DA	WD 2329-332	DA
WD 2200-136	DA	WD 2330-212	DA
WD 2204+071	DA	WD 2331-475	DA
WD 2204+71	sdO	WD 2333-049	DA
WD 2205-139	DA	WD 2333-165	DA
WD 2207-625	DO	WD 2336-187	DA
WD 2207+142	DA	WD 2336+063	DA
WD 2211-495	DA	WD 2342-157	sdB+MS
WD 2213-451	Seyfert-Galaxy	WD 2347-192	DA
WD 2216-657	DZ	WD 2347+128	DA
WD 2220+133	DA	WD 2348-244	DA
WD 2226-449	DA	WD 2349-283	DA
WD 2226+061	DA	WD 2350-083	DA
WD 2229+139	DBA	WD 2350-248	DA
WD 2234+064	DB	WD 2351-368	DA
WD 2235+082	DA	WD 2352-255	HBA
WD 2240-017	DA	WD 2353+026	DA
WD 2240-045	DA	WD 2354-151	DA
WD 2240+125.1	DA	WD 2354-305	DB
WD 2240+125.2	DA	WD 2354+159	DB
WD 2241-325	MS	WD 2359-324	DA
WD 2248-504	DA	WD 2359-434	DA magn.
WD 2251-070	DZ		
WD 2253-062	DBA		
WD 2253-081	DA		
WD 2253+054	DA		
WD 2254+126	DA		
WD 2258+155	He-sdO		
WD 2303+017	DA		
WD 2303+242	DA		
WD 2306+124	DA		
WD 2306+130	DA		
WD 2308+050	DA		
WD 2309+105	DA		
WD 2311-068	DQ		
WD 2311-260	DA		
WD 2312-024	DZ		

Literaturverzeichnis

- Ahmad, A. & Jeffery, C. S. 2003, *A&A*, 402, 335
- Allard, F., Wesemael, F., Fontaine, G., Bergeron, P., & Lamontagne, R. 1994, *AJ*, 107, 1565
- Aller, L. H., Appenzeller, I., Baschek, B., et al., eds. 1982, *Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology - New Series, Gruppe / Group 6 Astronomy and Astrophysics, Volume 2 Schaifers/Voigt: Astronomy and Astrophysics / Astronomie und Astrophysik, Stars and Star Clusters / Sterne und Sternhaufen*
- Aznar Cuadrado, R. & Jeffery, C. S. 2001, *A&A*, 368, 994
- Aznar Cuadrado, R. & Jeffery, C. S. 2002, *A&A*, 385, 131
- Bessell, M. S. & Brett, J. M. 1988, *PASP*, 100, 1134
- Brown, T. M., Sweigart, A. V., Lanz, T., Landsman, W. B., & Hubeny, I. 2001, *ApJ*, 562, 368
- Charpinet, S., Fontaine, G., & Brassard, P. 2001, *PASP*, 113, 775
- Cox, A. N., ed. 2000, *Allen's astrophysical quantities* (New York: AIP Press; Springer)
- D'Cruz, N. L., Dorman, B., Rood, R. T., & O'Connell, R. W. 1996, *ApJ*, 466, 359
- Dorman, B., Rood, R. T., & O'Connell, R. W. 1993, *ApJ*, 419, 596
- Dreizler, S., Heber, U., Werner, K., Moehler, S., & de Boer, K. S. 1990, *A&A*, 235, 234
- Edelmann, H. 2003, *Doktorarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg*
- Edelmann, H., Heber, U., Hagen, H.-J., et al. 2003, *A&A*, 400, 939
- Fontaine, G. & Chayer, P. 1997, in *The Third Conference on Faint Blue Stars*, 169
- Han, Z., Podsiadlowski, P., Maxted, P. F. L., & Marsh, T. R. 2003, *MNRAS*, 341, 669

- Han, Z., Podsiadlowski, P., Maxted, P. F. L., Marsh, T. R., & Ivanova, N. 2002, MNRAS, 336, 449
- Heber, U. 1986, A&A, 155, 33
- Heber, U., Hunger, K., Jonas, G., & Kudritzki, R. P. 1984, A&A, 130, 119
- Heber, U., Maxted, P. F. L., Marsh, T. R., Knigge, C., & Drew, J. E. 2003, in ASP Conf. Ser. 288: Stellar Atmosphere Modeling, 251
- Heber, U., Reid, I. N., & Werner, K. 2000, A&A, 363, 198
- Iben, I. J. 1990, ApJ, 353, 215
- Iben, I. J. 1993, ApJ, 415, 767
- Jeffery, C. S. & Pollacco, D. L. 1998, MNRAS, 298, 179
- Karl, C. 2003, Doktorarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, in Vorbereitung
- Klein, H. J. 1908, Die Welt der Sterne (Strecker & Schröder, Stuttgart)
- Le Borgne, J.-F., Bruzual, G., Pelló, R., et al. 2003, A&A, 402, 433
- Lemke, M., Heber, U., Napiwotzki, R., Dreizler, S., & Engels, D. 1997, in The Third Conference on Faint Blue Stars, 375
- Maxted, P. F. L., Heber, U., Marsh, T. R., & North, R. C. 2001, MNRAS, 326, 1391
- McCook, G. P. & Sion, E. M. 1999, ApJS, 121, 1
- Mengel, J. G., Norris, J., & Gross, P. G. 1976, ApJ, 204, 488
- Miller, G. E. & Scalo, J. M. 1979, ApJS, 41, 513
- Moehler, S., Heber, U., & Rupprecht, G. 1997, A&A, 319, 109
- Moehler, S., Sweigart, A. V., Landsman, W. B., & Dreizler, S. 2002, A&A, 395, 37
- Morales-Rueda, L., Maxted, P. F. L., Marsh, T. R., North, R. C., & Heber, U. 2003, MNRAS, 338, 752
- Napiwotzki, R. 1997, A&A, 322, 256
- Napiwotzki, R. 1999, A&A, 350, 101
- Napiwotzki, R. 2001, A&A, 367, 973
- Napiwotzki, R., Christlieb, N., Drechsel, H., et al. 2001, AN, 322, 411
- Napiwotzki, R., Green, P. J., & Saffer, R. A. 1999, ApJ, 517, 399

- Ochsenbein, F., Bauer, P., & Marcout, J. 2000, A&AS, 143, 23
- Paczyński, B. 1971, Acta Astron., 21, 1
- Pauldrach, A., Puls, J., Kudritzki, R. P., Mendez, R. H., & Heap, S. R. 1988, A&A, 207, 123
- Pavković, Z. 2003, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, in Vorbereitung
- Saffer, R. A., Bergeron, P., Koester, D., & Liebert, J. 1994, ApJ, 432, 351
- Saio, H. & Jeffery, C. S. 2000, MNRAS, 313, 671
- Stark, M. A. & Wade, R. A. 2003, AJ, im Druck (astro-ph/0305511)
- Sweigart, A. V. 1997, ApJ, 474, L23
- Unglaub, K. & Bues, I. 2001, A&A, 374, 570
- Unsöld, A. & Baschek, B. 1999, Der neue Kosmos (Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York)
- Wesemael, F., Greenstein, J. L., Liebert, J., et al. 1993, PASP, 105, 761

DANKE

Horst Drechsel
Rainer Sterzer
Martin Altmann
Jorick Vink
Manfred Lisker
Uli Heber
Eva-Maria Pauli
Simon O'Toole
Zhanwen Han
Markus Ramspeck
Ralf Napiwotzki
Thomas Friedel
Rosina Holzner
Herold Mönch
Stefan Bärthlein
Michael Bauer
Gertraud Windisch
Norbart Schell
Stefan Nesslinger
Christian Karl
Mike Reed
Discipulum Illium
Edwin Wehner
Heinz Edelmann
Gisela Wehner
Alex Strder
Sigi Falter
Irmela Bues
Zorica Pavkovic