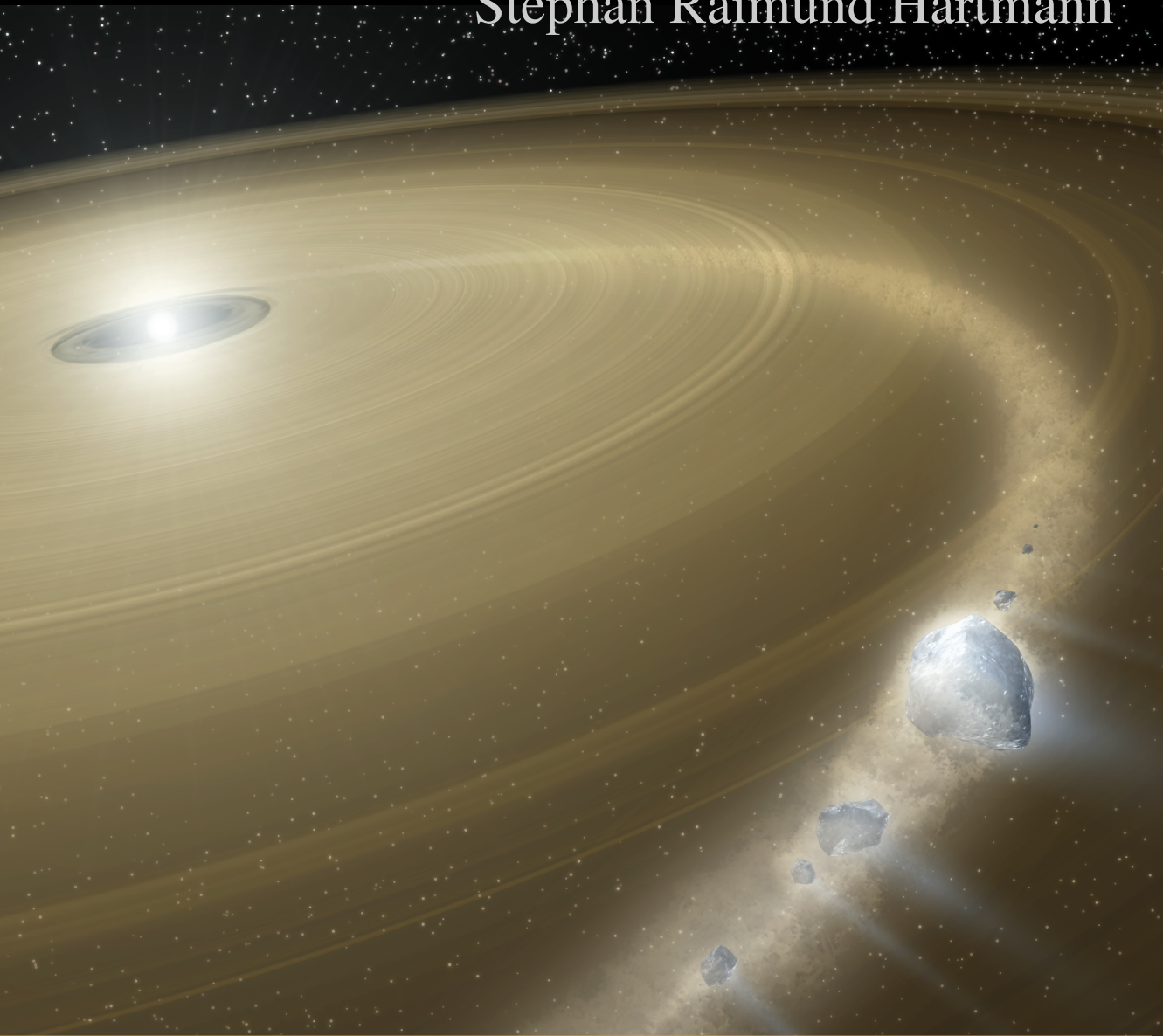


Metallreiche Gasscheiben um einzelstehende Weiße Zwerge

Promotionsschrift
Stephan Raimund Hartmann



Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Eberhard Karls Universität Tübingen

Metallreiche Gasscheiben um einzelnstehende Weiße Zwerge

Dissertation

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard Karls Universität Tübingen
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von

Stephan Raimund Hartmann

aus Würzburg

Tübingen
2016

Gedruckt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Eberhard Karls Universität Tübingen.

Tag der mündlichen Prüfung: 2016-02-18
Dekan: Prof. Dr. W. Rosenstiel
1. Berichterstatter: Prof. Dr. K. Werner
2. Berichterstatter: PD Dr. T. Nagel

The wonder is,
not that the field of stars is so vast,
but that man has measured it.

The Garden of Epicurus
Anatole France (1894)

Abbildung auf dem Einband:

Künstlerische Darstellung eines durch die Gezeitenkräfte zerstörten Kometen und der daraus resultierenden metallreichen Trümmerscheibe um den Weißen Zwerg G 29-38.

Freundlicherweise zur Verfügung gestellt von NASA/JPL-Caltech.

Kurzfassung

In den vergangenen Jahren wurden erstmals Hinweise auf Planetensysteme um Weiße Zwerge gefunden. Diese staubhaltigen Scheiben in der unmittelbaren Nähe zu Objekten in der finalen Phase der Sternentwicklung bilden eine mögliche Zukunft des Sonnensystems ab. Die Untersuchung dieser Systeme erfolgt normalerweise über das detailarme Infrarotsignal des kalten Staubs oder indirekt über die durch Akkretion verunreinigte Atmosphäre des Weißen Zwerges.

In der vorliegenden Arbeit wurden die in einigen Fällen zusätzlich um diese einzelnstehenden Weißen Zwerge vorhandenen, gashaltigen Scheiben untersucht. Mittels eines Berechnungsgitters aus NLTE-Modellen konnten die Auswirkungen unterschiedlicher chemischer Häufigkeitsverteilungen, Temperatur- und Dichteprofile, sowie verschiedener geometrischer und dynamischer Parameter auf das Spektrum der Gasscheiben analysiert werden. Die im Anschluss für mehrere Beobachtungsdaten erfolgten Anpassungen der Modelle an die Emissionslinien des Scheibengases bestätigen die Theorie, dass die Scheiben aus gravitativ zerstörten Planetesimalen entstanden sind und stellen erstmals einen direkten Zugang zur Zusammensetzung und Physik des exoplanetaren Materials dar.

Abstract

In recent years, first evidence for planetary systems around white dwarfs has been found. Such dust disks in close vicinity to an object in the final stage of stellar evolution represent a possible future of the Solar System. Usually these systems are investigated by means of the almost featureless infrared signal of the cold dust or, indirectly, via the atmosphere of the white dwarfs, which is contaminated by the accreted material.

In this work, the sometimes coexisting gaseous disks around the single white dwarfs were studied. Using a calculated grid of NLTE-models the impact of different chemical abundance patterns, temperature and density profiles, as well as several geometrical and dynamical parameters on the gas disks' spectrum have been analyzed. Fitting the models to describe the emission lines of the gas in observational data confirms the theory that the disks originate from tidally destroyed planetesimals and grants the first direct approach to the composition and physics of the exoplanetary material.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	XI
Tabellenverzeichnis	XIII
1. Einleitung	1
1.1. Sternentwicklung	4
1.1.1. Sternentstehung	5
1.1.2. Hauptreihenphase	6
1.1.3. Späte Entwicklungsphasen	10
1.1.4. Weiße Zwerge	13
1.2. Planetenentwicklung	14
1.2.1. Planetenentstehung	15
1.2.2. Planeten nach der Hauptreihe	18
2. Planetares Material um Weiße Zwerge	21
2.1. Staubscheiben um Weiße Zwerge	22
2.2. Gasscheiben um Weiße Zwerge	26
3. Modellierung von Akkretionsscheiben	33
3.1. Scheibenmodell	33
3.2. Strahlungs- und Strukturgleichungen	35
3.2.1. Strahlungstransport	36
3.2.2. Ratengleichungen	38
3.2.3. Energiegleichgewicht	39
3.2.4. Hydrostatisches Gleichgewicht	40
3.2.5. Ladungs- und Teilchenzahlerhaltung	40
3.3. Scheibenspektrum	41
4. Parameterstudie für metallreiche Akkretionsscheiben	43
4.1. Chemische Zusammensetzung	45
4.1.1. Grundmischungen	47
4.1.2. Reduzierte Mischungen	56
4.2. Effektivtemperatur	59

4.3. Oberflächendichte	67
4.4. Scheibengeometrie	74
4.4.1. Inklination	74
4.4.2. Außenrand	74
4.4.3. Innenrand	77
4.4.4. Nicht-axialsymmetrische Scheiben	78
5. Resultate für beobachtete Trümmerscheiben	85
5.1. Objekt: SDSS 1228	85
5.1.1. Modellierung	87
5.1.2. Weitere Scheibenkennzeichen	88
5.1.3. Asymmetrie	93
5.1.4. Variabilität	96
5.2. Objekt: Ton 345	101
5.2.1. Variabilität	103
5.2.2. Modellierung	105
6. Zusammenfassung	109
A. Programme	113
A.1. AcDC-CircumCision	113
A.2. Mapping-Modifikation	119
A.3. Mapping-Daten	120
A.4. Äquivalentbreite	125
B. Modifizierte Modellangaben	129
B.1. Ausgeschlossene Spektrallinien	129
B.2. Ersetzte Ringspektren	131
C. Zusätzliche Grafiken	133
Glossar	145
Akronyme	145
Objekte	146
Symbole	147
Literaturverzeichnis	151
Curriculum Vitae	163
Acknowledgments und Danksagung	167

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Entdeckungsjahre extrasolarer Planeten	3
1.2.	Globulen in IC 2944	4
1.3.	Hertzsprung-Russell-Diagramm	9
1.4.	Sternentwicklungswege im HRD	11
1.5.	HST-Aufnahmen protoplanetarer Scheiben	15
2.1.	VLT-Spektrum von vMA 2	22
2.2.	Chemische Zusammensetzung von GD 40	25
2.3.	WHT-Spektrum von SDSS 1228	27
2.4.	Doppler-Profil einer Akkretionsscheibe	29
3.1.	Schema einer ACDC-Scheibe	35
3.2.	Kopplung der Strahlungs- und Strukturgleichungen	36
4.1.	Vertikale Struktur beider Grundmischungsmodelle .	48
4.2.	Temperaturverlauf beider Grundmischungsmodelle	49
4.3.	Temperaturverlauf der CH.0-Modelle	50
4.4.	Ionisationsbruchteile des CH.0-Modells	51
4.5.	Ionisationsbruchteile des BE.0-Modells	52
4.6.	Radiale Struktur beider Grundmischungsmodelle . .	53
4.7.	Spektrum beider Grundmischungsmodelle	54
4.8.	Spektrum beider Grundmischungsmodelle (IRT) . .	55
4.9.	Temperaturverlauf verschiedener Mischungsmodelle	58
4.10.	Si-Ionisationsbruchteile des CH.1-Modells	59
4.11.	Spektrum unterschiedlicher Mischungsmodelle (IRT)	60
4.12.	Vertikale Struktur verschiedener T_{eff} -Modelle	61
4.13.	Temperaturverlauf verschiedener T_{eff} -Modelle	62
4.14.	Radiale Struktur verschiedener T_{eff} -Modelle	64
4.15.	Spektrum verschiedener T_{eff} -Modelle	65
4.16.	Spektrum verschiedener T_{eff} -Modelle (IRT)	66
4.17.	Vertikale Struktur verschiedenen Σ -Modelle	68
4.18.	Temperaturverlauf verschiedenen Σ -Modelle	69
4.19.	Radialer Verlauf verschiedener Σ -Modelle	70

4.20.	Spektrum verschiedener Σ -Modelle	72
4.21.	Spektrum verschiedener Σ -Modelle (IRT)	73
4.22.	Spektrum für unterschiedliche ι (IRT)	75
4.23.	Spektrum für unterschiedliche R_{out} (IRT)	76
4.24.	Spektrum für unterschiedliche R_{in} (IRT)	77
4.25.	Asymmetrische Modellscheibe (Spiralarm)	79
4.26.	Verschiedene Orientierungen der Spiralstruktur	80
4.27.	Spektrum einer Spiralstruktur (IRT)	81
4.28.	Asymmetrische Modellscheibe (weitender Spiralarm)	83
4.29.	Spektrum einer sich weitenden Spiralstruktur (IRT)	84
5.1.	SDSS-Spektrum von SDSS 1228	86
5.2.	Symmetrisches Modellspektrum zu SDSS 1228 (IRT)	87
5.3.	Äquivalentbreiten-Anpassung (IRT)	89
5.4.	Modellspektrum zu SDSS 1228 (IRT)	90
5.5.	Modellspektrum zu SDSS 1228 (Mg II)	91
5.6.	Modellspektren zu SDSS 1228 (UV)	92
5.7.	COS-Spektrum von SDSS 1228 (UV)	93
5.8.	Asymmetrische Modellscheiben für SDSS 1228	94
5.9.	Asymmetrisches Modellspektrum zu SDSS 1228 (IRT)	95
5.10.	Asymmetrisches Modellspektrum zu SDSS 1228 (IRT)	97
5.11.	SDSS- und XSHOOTER-Spektrum von SDSS 1228 (IRT)	98
5.12.	Asymmetrisches Modellspektrum zu SDSS 1228 (IRT)	99
5.13.	SDSS-Spektrum von Ton 345	102
5.14.	TWIN-Spektrumsserie von Ton 345 (IRT)	104
5.15.	SDSS- und TWIN-Spektrum von Ton 345 (IRT)	105
5.16.	Symmetrisches Modellspektrum zu Ton 345 (IRT)	107
C.1.	Ionisationsbruchteile des CH.1-Modells	134
C.2.	Spektrum modifizierter CH-Mischungsmodelle (IRT)	135
C.3.	Verlauf der optischen Tiefe verschiedener Σ -Modelle	136
C.4.	Spektrum unterschiedlicher Modellringe (IRT)	137
C.5.	Vertikale Struktur mit zusätzlichen Modellringen	138
C.6.	Radiale Struktur mit zusätzlichen Modellringen	139
C.7.	Komplettes COS-Spektrum von SDSS 1228 (UV)	140
C.8.	Breite, asymmetrische Scheibengeometrien	141
C.9.	Weite, asymmetrische Scheibengeometrien	142
C.10.	Fläche einer asymmetrischen Scheibengeometrie	143
C.11.	Gemittelttes TWIN-Spektrum von Ton 345	144

Tabellenverzeichnis

1.1. Einteilung der primären Spektralklassen für WZ . . .	13
4.1. Parameter des synthetischen und der realen WZ . . .	43
4.2. Parametergitter der Modellrechnungen	45
4.3. Statistik der Modellatomdaten	46
4.4. Häufigkeiten der CH- und BE-Mischungen	47
4.5. Abgewandelte Häufigkeiten	57
4.6. Äquivalentbreite des IRT für unterschiedliche T_{eff} . .	66
4.7. Äquivalentbreite des IRT für unterschiedliche Σ	71
5.1. Äquivalentbreite des IRT für Ton 345	106
A.1. Berechnungszeit unterschiedlich großer Modelle . . .	119
B.1. Entfallene Spektrallinien	129
B.2. Ersetzte Ringspektren	131

KAPITEL 1.

Sterne und Planeten

Nur wenige astronomische Konferenzen der letzten Jahrzehnte dürften einen so großen Eindruck außerhalb der Astronomie hinterlassen haben, wie die 26. Generalversammlung der IAU^[1] im August 2006 in Prag, Tschechien. In der verabschiedeten RESOLUTION 5A^[2] wurde der Begriff „Planet“ definiert, als ein Himmelskörper, der

- sich auf einer Umlaufbahn um die Sonne befindet und
- eine ausreichend große Masse besitzt, so dass seine Eigengravitation alle anderen auf starre Körper wirkenden Kräfte dominiert und somit eine Form gemäß dem hydrostatischen Gleichgewichts annimmt (annähernd rund) und
- den umgebenden Bereich seiner Umlaufbahn bereinigt hat.

Bereits 2001 (und nochmals 2003) hatte die IAU-Arbeitsgruppe WGESP^[3] einen Vorschlag für eine Definition für „Planeten“ vorgelegt, welche sich eher an der Masse des Objektes orientiert. Gemäß Punkt 1 der Stellungnahme^[4] gelte:

Objekte, deren tatsächliche Masse^[5] unterhalb der Massengrenze für die Deuteriumfusion liegt (derzeit

[1] International Astronomical Union, <www.iau.org>

[2] Englischer Wortlaut der Resolution von 2006 (abgerufen am 2015-09-04): <www.iau.org/news/pressreleases/detail/iau0603>

[3] Working Group on Extrasolar Planets, <home.dtm.ciw.edu/users/boss/IAU/div3/wgesp>

[4] Englischer Wortlaut der WGESP-Stellungnahme von 2003 (abgerufen am 2015-09-04): <home.dtm.ciw.edu/users/boss/definition.html>

[5] In vielen Fällen ist die Masse eines Begleitobjektes auf Grund der unbekanntenen Inklination i des Orbits nur mit $M \sin i$ bekannt.

$M \leq 13M_{\text{Jup}}$ ^[6] bei solarer Metallizität) und die sich im Umlauf um einen Stern oder einen Sternüberrest befinden, sind Planeten (unabhängig von ihrem Entstehungsprozess). Die minimale Masse und Größe sollte sich an der Definition der Planeten im Sonnensystem orientieren.

Diese Definition umfasst (im Gegensatz zu der IAU-Resolution von 2006) auch nicht-stellare Begleiter im Orbit um andere Sterne als die Sonne, sogenannte extrasolare Planeten. Beginnend mit den Entdeckungen durch [Campbell et al. \(1988\)](#), [Latham et al. \(1989\)](#) und schließlich [Wolszczan und Frail \(1992\)](#) und [Mayor und Queloz \(1995\)](#) nimmt die Erkenntnis über solche Exoplaneten rasant zu. [Abbildung 1.1](#) zeigt die Entwicklung der Zahl bekannter extrasolarer Planeten in den letzten Jahrzehnten, wobei der starke Anstieg der letzten Jahre insbesondere durch den großen Erfolg der Weltraumteleskop-Missionen CoRoT^[7] (von 2006 bis 2013 durch ESA^[8] betrieben) und Kepler/K2^[9] (seit 2009 durch NASA^[10] betrieben) zu erklären ist.

Statistisch betrachtet beheimatet jeder Stern der Milchstraße $1,6^{+0.72}_{-0.89}$ Planeten mit einer Masse zwischen $5M_{\oplus}$ ^[11] und $10M_{\text{Jup}}$ ([Cassan et al., 2012](#)). Über 97% ([Fontaine et al., 2001](#)) dieser Sterne werden sich wahrscheinlich zu sogenannten Weißen Zwergen (WZ) entwickeln. Die hierbei vonstattengehenden physikalischen Änderungen des Zentralsterns beeinflussen dessen Umgebung in erheblichem Maße. Es stellt sich daher die Frage, was mit Planetensystemen während der stellaren Entwicklung passiert und ob Planeten am Ende auch um WZ existieren können.

Trotz einiger Bemühungen (z. B. [Hogan et al., 2011](#)) gibt es aktuell nur einen Kandidaten für ein solches Planetensystem um einen WZ (WD 1145+017, [Vanderburg et al., 2015](#)). Jedoch bildete sich in den vergangenen Jahren eine umfassende Theorie aus, welche Besonderheiten in den Beobachtungen einiger WZ als

[6] Jupitermasse mit $M_{\text{Jup}} \approx 1,899 \times 10^{30}$ g ([Weigert et al., 2009](#)).

[7] COncvection, ROTation et Transit planétaires, <smc.cnes.fr/COROT>

[8] European Space Agency, <www.esa.int/ESA>

[9] Bei Kepler (<kepler.nasa.gov>) und K2 (<www.nasa.gov/mission_pages/kepler/>) handelt es sich um denselben Satelliten.

[10] National Aeronautics and Space Administration, <www.nasa.gov>

[11] Erdmasse mit $M_{\oplus} \approx 5,974 \times 10^{27}$ g ([Weigert et al., 2009](#)).

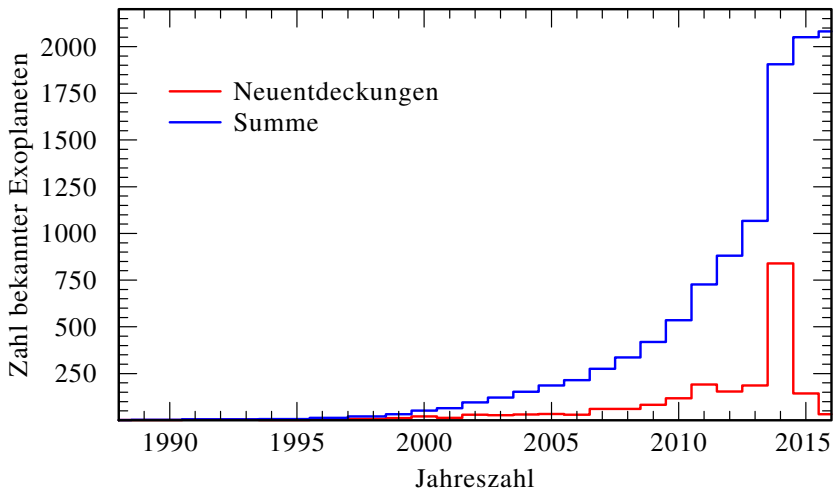


Abbildung 1.1.: Histogramm der neuentdeckten (rot) und Summe aller bekannten (blau) extrasolaren Planeten. (Datensatz von exoplanet.eu, abgerufen am 2016-02-18)

indirekte Nachweise für die Existenz von planetaren Begleitern ansieht (u. a. [Debes und Sigurdsson, 2002](#)). Die in der vorliegenden Arbeit betrachteten metallreichen Trümmerscheiben um einzelstehende WZ sind ein entscheidender Teil jener Theorie. Ihre Existenz und Zusammensetzung kann mit dem Zerschellen eines Exoplaneten oder Planetesimalen^[12] in der Nähe des WZ erklärt werden. Insbesondere soll der Fokus dieser Arbeit auf den metallreichen Gasscheiben liegen, die sich neben den staubhaltigen Trümmerscheiben in einigen Systemen gebildet haben. Diese ermöglichen erstmals eine direkte Analyse des Scheibenmaterials und geben damit Hinweis darauf, aus welchem Material Planeten außerhalb des Sonnensystems zusammengesetzt sind.

[12] Mit „Planetesimalen“ werden in dieser Arbeit zusammenfassend alle feststofflichen Körper mit einer Ausdehnung von einigen Kilometern bezeichnet.

1.1. Entwicklung von Sternen

Aus kosmologischen Betrachtungen kann abgeschätzt werden, dass die mittlere Dichte der baryonischen Materie im Universum gerade einmal im Bereich um $10^{-28} \text{ kg m}^{-3}$ (Planck Collaboration XIII, 2015) liegt. Die Verteilung dieser Materie ist jedoch hochgradig inhomogen. In einer netzartigen Struktur konzentriert sich die Materie in den Knotenpunkten zu Galaxienhaufen aus mehreren 100 000 Galaxien. Auch innerhalb dieser Galaxien ist die Masse im Allgemeinen ungleichmäßig und formt unter anderem großräumige Molekülwolken. Die Entstehung von Sternen findet in verdichteten Bereichen dieser Molekülwolken, den sogenannten Globulen (Abbildung 1.2) statt.



Abbildung 1.2.: IC 2944 mit eingebetteten Globulen. Die dunklen Molekülwolken der Sternentstehungszentren zeichnen sich deutlich gegen die Emission der umgebenden, aufgeheizten H II-Region und Sterne ab. (ESO^[13], CC-BY nach CC v3.0)

[13] European Southern Observatory, <www.eso.org>

1.1.1. Sterne bis zur Hauptreihe

Globulen setzen sich hauptsächlich aus molekularem Wasserstoff H_2 zusammen, enthalten jedoch auch eine Vielzahl weiterer, zum Teil komplexerer Moleküle, wie Kohlenmonoxid, Wasser, Blausäure oder Alkohol. Turbulente Bewegungen des Gases innerhalb der Globule führen zu Dichteschwankungen. Übersteigt die hierbei angehäuften lokale Masse den von [Jeans \(1902\)](#) erstmals abgeleiteten kritischen Wert der Jeansmasse M_J mit

$$M_J \propto \sqrt{\frac{T^3}{\mu^3 \rho}} \quad , \quad (1.1)$$

wobei T die lokale Temperatur, μ das mittlere Molekulargewicht und ρ die lokale Massendichte bezeichnen, kollabiert der entsprechende Teil der Wolke unter seiner Eigengravitation. Auf Grund der im Vergleich zur Freifallzeit t_{ff} sehr kurzen Anpassungszeit t_{adj} des Gases, typischerweise $t_{\text{ff}} \approx t_{\text{adj}} \times 10^4$ ([Kippenhahn et al., 2012](#)), erfolgt der Kollaps zunächst isotherm. Ab einer zentralen Massendichte von etwa $1 \times 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$ kann die Gravitationsenergie des Kollapses nicht mehr radiativ abgeleitet werden und die Temperatur des Zentralbereichs steigt adiabatisch an. Der hierdurch zunehmende Gasdruck dämpft den Zusammenbruch und stabilisiert den Kernbereich in einem ersten hydrostatischen Gleichgewicht. Weiterhin auftreffendes Material stört diesen stabilisierten Zustand jedoch schockartig und erhitzt dabei das Zentrum auf $T \geq 2000 \text{ K}$. Das bis dahin noch molekulare Kernmaterial dissoziiert, womit sich die Gleichgewichtsbedingungen stark ändern und ein weiterer Kollaps einsetzt. Erst wenn der Kernbereich vollständig ionisiert ist, bildet sich eine erneute hydrostatische Gleichgewichtssituation aus.

Dieser Protostern genannte Kern besitzt eine Masse von $M \approx 1,5 \times 10^{-3} M_{\odot}$ ^[14] und eine Zentraltemperatur von $T_c = 2 \times 10^4 \text{ K}$ ([Kippenhahn et al., 2012](#)). Da noch keine Fusionsprozesse eingesetzt haben, ergibt sich die beobachtete Leuchtkraft des Systems nahezu ausschließlich aus der Energie, die das auf den Protostern einfallende Material abgibt. Reicht die hierbei nach und nach akkretierte Masse aus, den Kern über die erforderliche

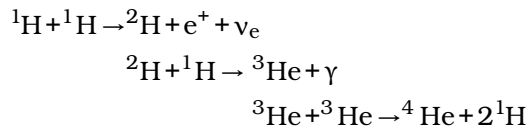
[14] Sonnenmasse mit $M_{\odot} \approx 1,989 \times 10^{33} \text{ g}$ ([Weigert et al., 2009](#)).

Grenztemperatur von $T \approx 4 \times 10^5$ K (Weigert et al., 2009) zu erhitzen, beginnt der angesammelte Wasserstoff (H) mit Deuterium zu Helium (He) zu fusionieren. Bei anhaltender Massen- und Temperaturerhöhung stabilisiert das Einsetzen des zentralen Wasserstoffbrennens durch die freigesetzte Energie sowohl Kern als auch Hülle und die Phase der Sternentstehung kann als abgeschlossen betrachtet werden.

1.1.2. Sterne auf der Hauptreihe

Da es im Entstehungsvorgang keine elementspezifisch wirkenden Prozesse gibt, besitzen neu entstandene Sterne die gleiche chemische Zusammensetzung wie die kollabierende Globule beziehungsweise die ursprüngliche Molekülwolke. H macht hierbei etwa 73 % und He etwa 25 % der Masse aus, während sich die restlichen 2 % auf die übrigen Metalle^[15] verteilen. Durch die im Folgenden ablaufenden Fusionsprozesse ändert sich die Zusammensetzung.

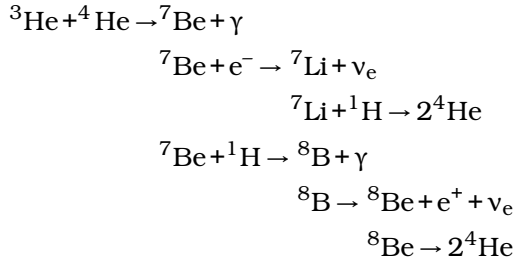
Für die Umwandlung von H zu He stehen zwei unterschiedliche Kanäle zur Verfügung. Ab $T_c \approx 10^6$ K ist die Geschwindigkeitsverteilung der Protonen ausreichend, die repulsive Wirkung der Kerne untereinander mittels quantenmechanischen Tunneleffekts hinreichend oft zu umgehen und einen stabilen Fusionsablauf zu gewährleisten. In der sogenannten Proton-Proton-Reaktion (von Weizsäcker, 1937; Bethe und Critchfield, 1938) fusioniert H stufenweise zu He:



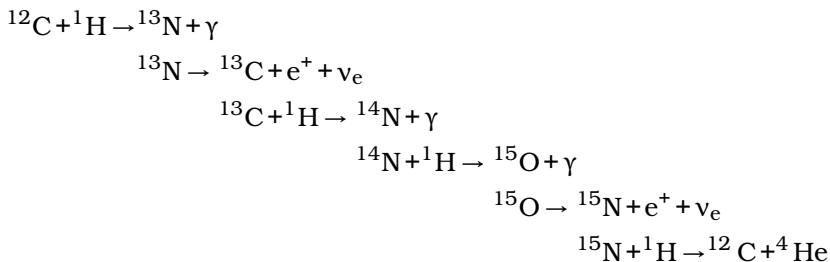
Alternativ können anstelle des letzten Reaktionsschritts auch zwei untergeordnete Reaktionsketten mit den Zwischenprodukten Beryllium (Be), Lithium (Li) und Bor (B) die Fusion fortsetzen,

^[15] In der Astronomie werden traditionell alle Elemente schwerer als He als „Metall“ bezeichnet.

wobei kein H in den Fusionskreislauf zurückgegeben wird:



Wurde in der Entstehungsphase genug Masse im Kernbereich angesammelt, so dass $T_c > 1,7 \times 10^7 \text{ K}$, kann der Bethe-Weizsäcker- oder CNO-Zyklus^[16] einen zusätzlichen Anteil an der Energieproduktion des Sternes haben:



Ab $T_c > 2 \times 10^7 \text{ K}$ übersteigt die CNO-Energieproduktionsrate die der Proton-Proton-Reaktion deutlich und wird erst bei extrem hohen Temperaturen wiederum durch die Fusionsprozesse von He und C übertroffen. Wie bei den Proton-Proton-Ketten gibt es auch für den CNO-Zyklus alternative Teilreaktionen, die mit Wahrscheinlichkeiten $< 0,1\%$ jedoch nur eine untergeordnete Rolle einnehmen.

Mit direkter Wärmeleitung, Konvektion und Strahlungstransport stehen grundsätzlich drei Transportmöglichkeiten für die im Sterninneren durch Fusion erzeugte Energie^[17] zur Verfügung, bevor sie den Stern schlussendlich aus der Photosphäre heraus

[16] Die von [von Weizsäcker \(1938\)](#) und [Bethe \(1939\)](#) erstmals beschriebene Fusionskette wird alternativ nach den entscheidenden Katalysatorelementen Kohlenstoff (C), Stickstoff (N) und Sauerstoff (O) bezeichnet.

[17] Etwa 2 % bis 30 % der Energie wird durch die in den Fusionsprozessen entstehenden Neutrinos (ν_e) direkt aus dem System entfernt.

verlässt. Die Leuchtkraft L des Sterns ist die gesamte hierbei abgestrahlte Energie pro Zeit

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4, \quad (1.2)$$

wobei R der Radius der Photosphäre (damit der beobachtbare Radius des Sterns) und σ die Stefan-Boltzmann-Konstante^[18] ist. Die Effektivtemperatur T_{eff} bezeichnet genau jene Temperatur, die ein idealisierter schwarzer Körper mit gleicher Leuchtkraft und Oberfläche hätte.

Trägt man T_{eff} gegen L ^[19] in einem sogenannten HRD^[20] auf, bevölkern die beobachteten Sterne einige bestimmte Regionen deutlich stärker als andere. **Abbildung 1.3** zeigt ein aktuelles HRD anhand von Daten des Hipparcos^[21]-Katalogs (Perryman et al., 1997). Beim Einsetzen des zentralen Wasserstoffbrennens befinden sich die Sterne auf der Zero Age Main Sequence (ZAMS). Da einem Stern durch die Fusion der im Kern befindlichen Masse an H ein großes Energiereservoir zur Verfügung steht, um den hydrostatischen Gleichgewichtszustand aufrecht zu erhalten, verändern sich die im HRD betrachteten Größen äußerst langsam. Die Sterne verbleiben daher während der nuklearen Zeitskala t_{nuk} des H-Kernbrennens mit

$$t_{\text{nuk}} \propto \frac{M}{L} \propto 10 \times 10^{10} \text{ a} \cdot \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{\beta-1} \quad (1.3)$$

im Bereich nahe der ZAMS und bilden somit die breitere Main Sequence (MS) im HRD aus. β ist hierbei der Exponent einer meist empirisch ermittelten Masse-Leuchtkraft-Beziehung $L \propto M^{\beta}$ für eine ausgewählte Klasse an Objekten. Für das Gros der MS-Sterne ergibt sich $\beta = 3$ bis 4 (Kippenhahn et al., 2012). An **Gleichung 1.3** ist ebenfalls erkennbar, dass massereichere

[18] $\sigma = 5,670 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ (Mohr et al., 2015).

[19] Meist wird L relativ zur Sonnenleuchtkraft mit $L_{\odot} = 3,846 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ (Weigert et al., 2009) angegeben.

[20] Historisch (Rosenberg, 1910) wurden im Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD) zunächst die absolute Helligkeit M_V und der Farbindex $B-V$ gegeneinander aufgetragen. Die umgekehrte Proportionalität von $B-V$ und T_{eff} erklärt die unkonventionelle Orientierung der Abszisse im heute üblichen HRD.

[21] High Precision Parallax Collecting Satellite, <www.cosmos.esa.int/web/hipparcos>

[22] Sonnenradius mit $R_{\odot} \approx 6,960 \times 10^{10} \text{ cm}$ (Weigert et al., 2009).

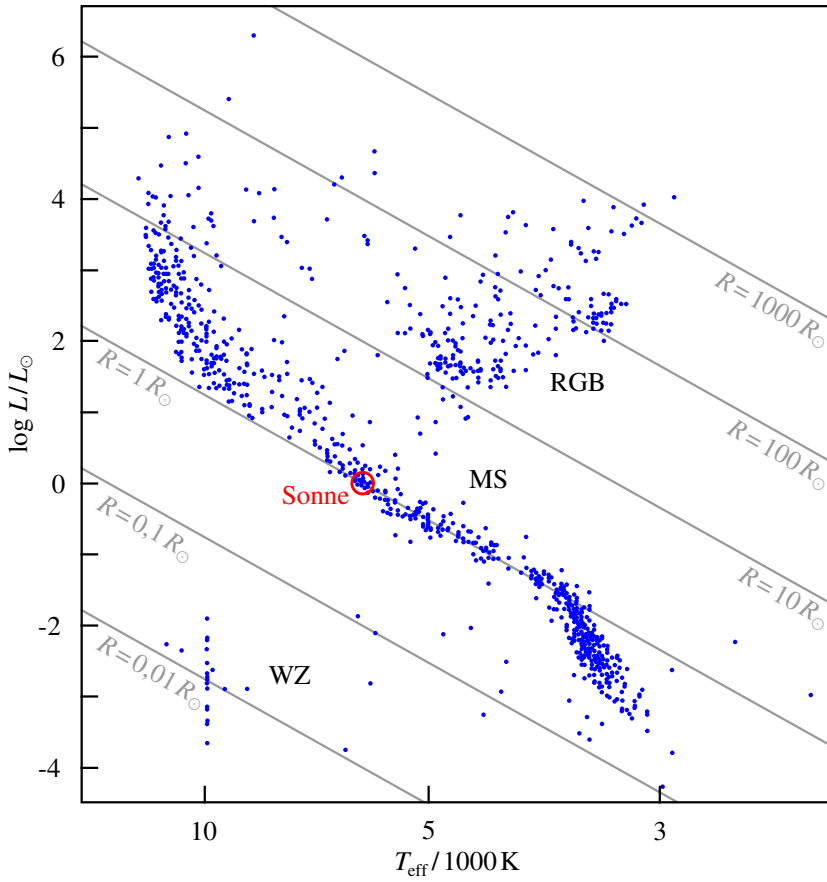


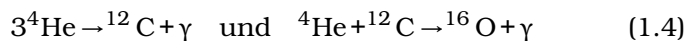
Abbildung 1.3.: (Physikalisches) HRD mit ausgewählten Sternen (blau) und Linien gleichen Radius ^[22] (grau). Die Position der Sonne ist mittels eines (roten) Kreises markiert. (Basierend auf einer Grafik aus [Karttunen et al., 2007](#))

Sterne die Phase des H-Kernbrennens (wie auch alle anderen Fusionsphasen) schneller durchlaufen als masseärmere.

1.1.3. Sterne nach der Hauptreihe

Durch die anhaltende H-Fusion nimmt der He-Anteil im Kern im Laufe der Zeit immer mehr zu. Sofern durch Konvektion kein neuer H aus den äußeren Schichten in den Zentralbereich transportiert wird, verlagert sich der Brennvorgang auf eine den Heliumkern umgebende Wasserstoffschale. Dem Kern entfällt damit die zuvor stabilisierende Energiequelle, weshalb eine weitere Kontraktionsphase beginnt. Die freigesetzte gravitative Energie führt zu einer Expansion der Sternhülle ohne zunächst die Leuchtkraft deutlich zu verändern. Da die durch das Schalenbrennen erzeugte Strahlungsleistung etwa auf dem Niveau des Kernbrennens oder leicht darunter liegt, sinkt die Effektivtemperatur während der Hüllenexpansion und der Stern bewegt sich im HRD nach rechts ([Abbildung 1.4](#)). Erst wenn die Abkühlung die kritischen Ionisationstemperaturen (für H etwa 3800 K) erreicht, verändern sich die optischen Eigenschaften der Hülle. Energie kann im Folgenden effektiver abgestrahlt werden, womit eine deutliche Zunahme der Leuchtkraft einhergeht. In Summe bevölkern die Sterne nach ihrer MS-Phase den als Red Giant Branch (RGB) bezeichneten oberen rechten Bereich des HRD.

Auch der weitere Verlauf der Entwicklung wird maßgeblich durch die Masse ^[23] des Sterns bestimmt. Für $2,3M_{\odot} \leq M \leq 8M_{\odot}$ heizt sich das angesammelte He hingegen durch die Kontraktion und die umgebende Brennschale soweit auf, dass die Fusion des He einsetzen kann und den Kernbereich wieder stabilisiert. Die Umwandlung des verfügbaren Brennstoffs im Sternzentrum erfolgt durch zwei Reaktionen:



Grob lässt sich die Struktur des Sterns in dieser Phase als ein He-fusionierender Kern, umgeben von einer H-Brennschale

[23] Die folgenden Massengrenzen aus [Kippenhahn et al. \(2012\)](#) hängen zum Teil stark von der Zusammensetzung des Sterns und den verwendeten Entwicklungsmodellen ab.

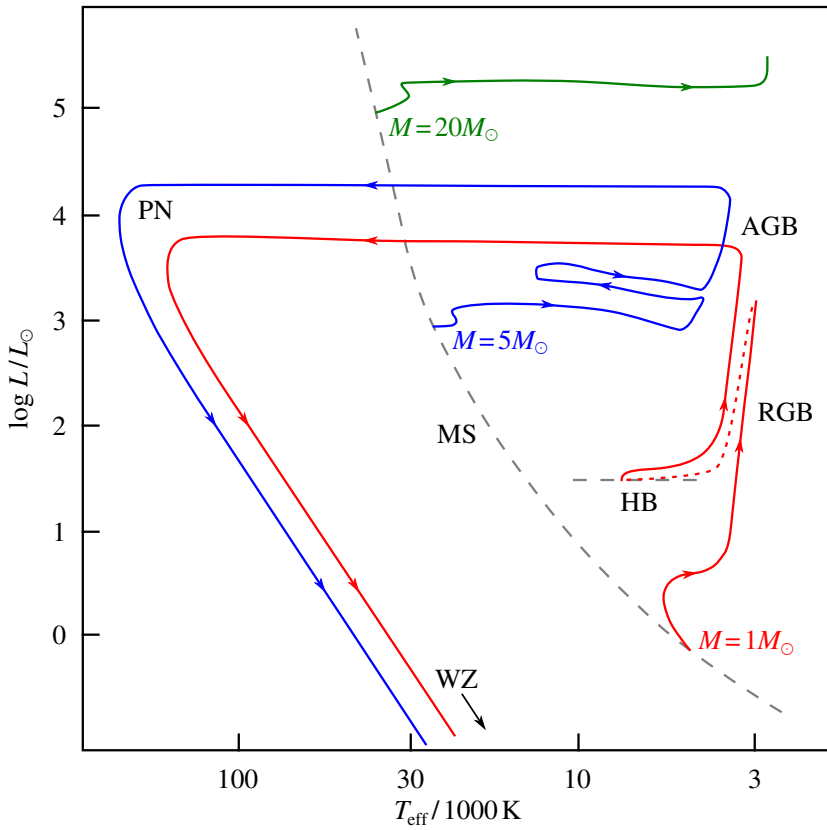


Abbildung 1.4.: Schematischer Verlauf der Sternentwicklung im HRD am Beispiel dreier Sterne mit Massen auf der MS (grau) von $M = 1M_{\odot}$ (rot), $M = 5M_{\odot}$ (blau) und $M = 20M_{\odot}$ (grün). (Basierend auf einer Grafik aus [Langer, 1995](#))

und einer ausgedehnten, konvektiven Wasserstoffhülle beschreiben. Die physikalischen Vorgänge der jeweils äußeren Schichten (Wasserstofffusion und Konvektion) reichern die tiefer liegenden Bereiche beständig mit zusätzlichem Brennmaterial an. Die Effektivtemperatur variiert im Verlauf der weiteren Entwicklung, wodurch im HRD ein schleifenförmiger Weg durchlaufen wird.

Bei Sternen mit Massen $0,47M_{\odot} \leq M \leq 2,3M_{\odot}$ führt die Kernkontraktion zunächst zu einer Entartung des Elektronengases, wodurch die Zustandsgrößen T und p voneinander entkoppelt sind. Die Temperaturerhöhung des Kerns hat demnach keine stabilisierende Wirkung und erst das einsetzende Heliumbrennen hebt die Entartung innerhalb von Minuten auf. Dieser als Helium-Flash bezeichnete Vorgang lässt den Kern schlagartig expandieren und gleichzeitig die Hülle kontrahieren. Der Stern stabilisiert sich im HRD auf dem Horizontal Branch (HB) in einer vergleichbaren Konfiguration wie die der zuvor beschriebenen massereichen Sterne.

Nach **Gleichung 1.3** verbraucht der im Vergleich zu seiner MS-Phase nun leuchtkräftigere, aber nahezu gleich schwere Stern während des He-Kernbrennens das Fusionsmaterial deutlich schneller (etwa 20% der MS-Zeit). Hernach verlagert sich auch die Heliumfusion in eine Brennschale, die den hauptsächlich aus Kohlenstoff und Sauerstoff bestehenden Kern umgibt. In Analogie zur Entwicklung hin zum RGB, kommt es ein weiteres Mal zu einer gespiegelten Entwicklung von Kernkontraktion und Hüllenexpansion. T_{eff} sinkt erneut ab, während L deutlich gesteigert wird. Im HRD bevölkern Sterne in dieser Phase den Asymptotic Giant Branch (AGB). Sammelt sich ausreichend viel Masse im Zentralbereich an, entartet das Elektronengas des CO-Kerns. Die Sternhülle ist hingegen auf Grund ihrer Ausdehnung nur noch schwach gravitativ gebunden. Strahlungsdruck und mechanische Störungen, die durch die Instabilität des Zwei-Schalen-Brennens hervorgerufen werden, resultieren in einem erheblichen Massenverlust des Sterns im Verlauf der AGB-Phase. Durch das Abstoßen dieser Hüllenschichten werden dem Beobachter zunehmend die heißeren Innenbereiche zugänglich und dominieren folglich die Effektivtemperaturbestimmung. Entsprechend wandert der Stern nahezu horizontal vom AGB zum heißeren, linken Bereich des HRD mit $T_{\text{eff}} \geq 10^5 \text{K}$. Das vormalige Hüllenmaterial wird durch die Strahlung des heißen Reststerns

teilweise ionisiert und oft als sogenannter Planetarischer Nebel (PN) wahrgenommen. Zuletzt reichen die Bedingungen auch für das Schalenbrennen nicht mehr aus. Der Stern beendet seine Fusionsprozesse endgültig, beginnt abzukühlen und schließt seine Entwicklung als WZ ab.

Besitzt der Stern zu Beginn seiner MS-Phase eine Masse $M < 0,47M_{\odot}$ reicht der erste Temperaturanstieg im Kernbereich nicht aus, He zu fusionieren. Nach $t_{\text{nuk}} > 13,7 \times 10^9 \text{ a}$ verbleibe auf Grund des durchgehend konvektiven Aufbaus solcher massenarmer Sterne ein WZ mit reinem He-Kern (Laughlin et al., 1997).

Bei einer sehr großen MS-Masse ($8 \geq M \geq 10M_{\odot}$) kann hingegen nach dem He-Kernbrennen auch der entartete C-Kern schlagartig (C-Flash) mit der Fusion beginnen. Zusammen mit einer sich im Folgenden ausbildenden C-Brennschale formt sich ein WZ mit Sauerstoff-Neon-Kern. Auf noch massereichere Sterne mit $M > 10M_{\odot}$ soll hier nicht weiter eingegangen werden, da sie ihre Entwicklung nicht als WZ beenden.

1.1.4. Weiße Zwerge als Endstadium

Von einem Stern mit einer MS-Masse von $0,47M_{\odot} \leq M \leq 8M_{\odot}$ verbleibt nach der Sternentwicklung ausschließlich ein kleiner Anteil mit $M < 1,4M_{\odot}$ gravitativ gebunden. Dieses typischerweise $R_{\text{WZ}} \approx 0,01R_{\odot}$ große Endstadium der Sternentwicklung wird WZ genannt. Statistisch betrachtet werden um die 90 % (Koester und Weidemann, 1980) aller Einzelsterne in Form eines WZ enden.

Tabelle 1.1.: Definition der Spektralklassen für WZ gemäß Sion et al. (1983). Bei komplexeren Spektren mit Linien weiterer Elemente wird der Spektraltyp entsprechend um zusätzliche Stellen erweitert.

Spektralklasse	Merkmal innerhalb des Spektrums
DA	ausschließlich Balmer-Linien von H I
DB	ausschließlich Linien von He I
DC	Kontinuum ohne deutliche Linien
DO	deutliche Linien von He II, evtl. He I und H I
DZ	ausschließlich Metalllinien
DQ	atomare oder molekulare C-Linien

Eine Kategorisierung der WZ in verschiedene Spektralklassen (**Tabelle 1.1**) erfolgt anhand der (im optischen) dominantesten Spektrallinien. Die hohe Oberflächenschwerebeschleunigung der WZ hat zur Folge, dass die Photosphäre eine nach atomarem Gewicht geordnete Schichtung aufweist, wobei schwere chemische Elemente sich unterhalb der sichtbaren Photosphäre anreichern (**Schatzman, 1948**). Radiativer Auftrieb und Konvektion in heißen WZ wirkt dem gravitativen Absinken der Metalle zwar entgegen (**Vauclair et al., 1979; Paquette et al., 1986**), in den meisten Fällen kann die Atmosphäre aber als vollständig aus H (Spektraltyp DA^[24]) oder He (Spektraltypen DB und DO) bestehend angenommen werden. Bei anhaltender Akkretion von Material aus einer externen Quelle sind jedoch stets gewisse Mengen an Metallen in der sonst reinen WZ-Atmosphäre vorhanden. WZ mit solchen metallischen Verunreinigungen werden **Tabelle 1.1** folgend zum Beispiel als DAZ oder DBZ klassifiziert. Die Analyse der Verunreinigungen erlaubt es, auf die Herkunft des Materials und damit die Art der externen Quelle zu schließen.

Die von einem WZ abgestrahlte Energie kann nicht durch Fusionsprozesse oder gravitative Kontraktion ersetzt werden. Mit der Zeit werden daher Effektivtemperatur und Leuchtkraft beständig abnehmen und die WZ im HRD eine nahezu lineare Abkühlreihe durchlaufen. Für die kältesten beobachteten WZ kann eine Abkühlzeit von 10^{10} a abgeschätzt werden, was der Größenordnung des Alters der Milchstraße oder des Universums entspricht.

1.2. Entwicklung von Planeten

Nicht die gesamte zum Beginn der Sternentstehung kollabierende Masse bildet am Ende das Zentralobjekt. Durch den magnetischen und radiativen Einfluss des entstehenden Sterns wird ein Großteil des Materials wieder aus dem System heraus transportiert, wo er zu den Dichteschwankungen in der ursprünglichen Molekülwolke beiträgt und so unter Umständen zusätzliche Sternentstehungsprozesse initiiert. Ein weiterer Teil bleibt zwar

[24] Das allen Spektraltypen gemeine D für „degenerate“, bezieht sich auf die Entartung des Elektronengases.

gravitativ im System gebundenen, formt jedoch einen den Protostern umgebenden Gas- und Staubvorrat, der Ausgangspunkt für die Entstehung von Planeten und Planetesimalen sein kann.

1.2.1. Entstehung von Planeten

Abschnitt 1.1.1 beschreibt, wie die Sternentstehung mit dem gravitativen Kollaps eines Teilbereiches einer Globule beginnt. Die im Allgemeinen anzunehmende Eigenbewegung dieser Materieansammlung hat jedoch zur Folge, dass die Masse nicht ungehindert radial kontrahieren kann. Auf Grund der Drehimpulserhaltung gibt es mit der Rotationsachse eine Vorzugsrichtung, wohingegen die Zentrifugalkraft den Materieeinfall senkrecht zur Rotationsachse deutlich abbremst. Dies führt zu einer Abflachung der kontrahierenden Wolke von den Polen her und schließlich zur Bildung einer äquatorialen Scheibe. Der für die Akkretion nötige Drehimpulstransfer erfolgt mechanisch über Stöße, strahlungsgetrieben über Scheibenwinde und über die sogenannte α -Viskosität (Shakura und Sunyaev, 1973). Hierbei dehnt sich die Scheibe radial auf $\Delta R \approx 100 \text{ au}$ ^[25] aus. Solche sogenannten protoplanetaren Scheiben besitzen eine Masse von etwa 1 % bis 10 % der Sternmasse und eine relativ kurze Lebensdauer von 10^6 a bis 10^7 a (Montmerle et al., 2006), in der sie teilweise den neugebildeten Stern vor der Beobachtung verdecken können (Abbildung 1.5).

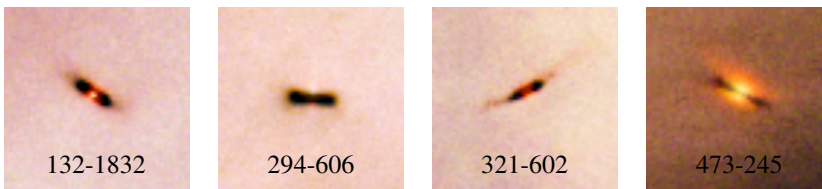


Abbildung 1.5.: HST/ACS^[26]-Aufnahmen von protoplanetaren Scheiben in M42 mit Identifikationsnummern. Die gezeigten, kalten Staubscheiben verdecken zum Großteil ihre gerade entstandenen Zentralsterne. (NASA/ESA und L. Ricci (ESO), CC-BY nach CC v3.0)

^[25] Astronomische Einheit mit $1 \text{ au} \approx 1,496 \times 10^{13} \text{ cm}$ (Weigert et al., 2009).

Innerhalb der Lebensdauer der protoplanetaren Scheibe kann es zur Bildung von Planeten kommen. Hierfür werden mehrheitlich zwei Theorien herangezogen. Gravitative Instabilitätsmodelle (z. B. [Kuiper, 1951](#); [Goldreich und Ward, 1973](#); [Boss, 1997](#)) setzen das bisherige Erklärungsmodell der Sternentstehung direkt fort. Wie die ursprüngliche Globule selbst, ist eine kalte, massereiche Scheibe instabil und fragmentiert in dichtere Einzelobjekte, sofern die Kühlung des Materials schnell genug erfolgen kann. Kontrahiert das kondensierte Material schneller als der Einfall weiterer Materie, entkoppelt das Objekt von der Scheibe und kann einen hydrostatischen Gleichgewichtszustand einnehmen. Auf diese Weise bilden sich innerhalb der beobachteten Lebensdauer massereiche Gasplaneten auf weiten Bahnradien ($R < 50 \text{ au}$), die über die Wechselwirkung mit der verbliebenen Scheibe ins Systeminnere migrieren können.

[Pollack \(1984\)](#) beginnt im alternativen Erklärungsmodell der Kernakkretion die Planetenentwicklung mit den in der ursprünglichen Globule bereits vorhandenen Staubteilchen. Die feststofflichen Anteile der Scheibe sind an die Bewegung des Gases gebunden, so dass sich lokal alle Teilchen mit der gleichen Geschwindigkeit bewegen. Elektromagnetische Wechselwirkungen naher Partikel führen zu inelastischen Stößen, wodurch größere Staubkoagulate entstehen. Sofern weitere Kollisionen nicht zur Fragmentierung führen, wachsen die Koagulate an und verändern entsprechend ihrer steigenden Masse ihre Umlaufbahnen. In den hierbei durchstreiften Scheibenbereichen können weitere Stoßpartner aufgenommen werden. Bilden sich schließlich kilometergroße Objekte, dominiert die Eigengravitation des Körpers den weiteren Wachstumsprozess. Neben Staub wird zusätzlich Gas auf den Planetoiden akkretiert, wodurch sich wiederum das Gravitationspotential und damit das Akkretionsreservoir vergrößert. Durch dieses sich selbstverstärkende Wachstum formen die größten Planetenkerne ($M > 5M_{\oplus}$) jupiterähnliche Gasriesen. Leichtere Planetoiden binden hingegen vergleichsweise wenig oder gar kein Gas und bilden hernach die Gruppe der erdähnlichen Gesteinsplaneten.

[26] Die [Advanced Camera for Surveys \(ACS\)](#), (www.stsci.edu/hst/acs) ist ein Instrument an Bord des [Hubble Space Telescope \(HST\)](#), (hubblesite.org).

Beide Modelle versagen jedoch in Teilaspekten, die Planetenentstehung zu erklären (Armitage, 2007). So kann auf der einen Seite die Bildung von Gesteinsplaneten im Rahmen der gravitativen Instabilität nicht direkt erklärt werden. Auf der anderen Seite bedarf es im Kernakkretionsmodell länger als die vorhergesagte typische Lebensdauer protoplanetarer Scheiben, um jupiterähnliche Gasriesen zu formen. Zudem entkoppeln Staubansammlungen nach Weidenschilling (1977) ab einer Größe von einigen Zentimetern von der umgebenden Gasbewegung. Mit dem Wegfall des hierüber verbundenen Strahlungsdrucks beginnen die Staubkoagulaten zum Rotationszentrum der Scheibe zu driften, wo sie auf den Zentralstern akkretiert werden und nicht Ausgangspunkt der Planetenentstehung sein können.

Die chemische Zusammensetzung der jungen Planeten sollte mit der ursprünglichen Molekülwolke und damit mit dem Stern zu Beginn seiner MS-Phase vergleichbar sein (Montmerle et al., 2006). Je nach Entfernung des Planeten zum Zentralobjekt liegt das zu akkretierende Material jedoch in unterschiedlicher Menge und verschiedenen Aggregatzuständen vor (Unsöld und Baschek, 2002). So wird der Gasanteil, insbesondere H und He, im Innenbereich der Scheibe vornehmlich vom gravitativ dominierenden Zentralobjekt akkumuliert und steht damit den sich in dieser Region bildenden Planeten nicht mehr zur Verfügung. Weiter außen liegende planetare Körper sind hingegen von großen Reservoirs an Gas umgeben und können jenseits der sogenannten Schneelinie Wasser, Methan und andere Verbindungen direkt in kristalliner Form aufnehmen.

Planeten, die Material aus der Gasscheibe aufnehmen, erfahren eine Drehimpulsänderung und damit einhergehend eine Änderung hin zu weiteren oder engeren Orbits. Unterschreitet ein Körper bei dieser Migrationsbewegung den von Roche (1849) ermittelten Gezeitenradius

$$R_{\text{tidal}} = \delta \cdot \sqrt[3]{\frac{\rho_S}{\rho_P}} \cdot R \quad , \quad (1.5)$$

mit dem Sternradius R , der Massendichte ρ_S des Sterns und der Massendichte ρ_P des planetaren Körpers, reichen die inneren Bindungskräfte nicht mehr aus, die Anziehungskraft des Zentralobjekts zu kompensieren. Das Objekt wird gravitativ zerstört und vom Zentralobjekt akkretiert. Der genaue Wert von

R_{tidal} hängt über den Roche-Faktor $\delta \approx 0,5-3$ von der Form, der Eigenrotation, den inneren Bindungskräften und anderen Materialeigenschaften des Planeten ab (z. B. [Davidsson, 1999](#); [Holsapple und Michel, 2008](#)).

Bei massereichen Planeten hat der Migrationsvorgang auch erheblichen Einfluss auf die Bewegung der anderen Körper im System. Über resonante Wechselwirkungen werden einige Planeten und Planetesimale auf bestimmten Umlaufbahnen stabilisiert, während andere Streuprozedesse durchlaufen, miteinander kollidieren oder vom Zentralobjekt akkretiert werden können.

Diese Veränderungen sind zu keinem Zeitpunkt vollständig abgeschlossen und setzen sich über die gesamte Lebensdauer des Systems fort. Häufigkeit und Intensität verringern sich jedoch deutlich, sobald der gasförmige Anteil der planetaren Scheibe aufgebraucht wurde. Das entstandene, beruhigte Planetensystem besteht im Folgenden aus einem oder mehreren Planeten mit unterschiedlich ausgedehnter Gasatmosphäre und einer Vielzahl kleiner verbliebener Planetesimalen.

1.2.2. Planeten nach der Hauptreihe

Nach dem Verlassen der MS dehnt sich die Sternhülle während der Entwicklung entlang der Riesenäste stark aus ([Abschnitt 1.1.3](#)). Liegt die Umlaufbahn eines planetaren Körpers innerhalb des Expansionsradius, bildet sich ein sogenannter Common Envelope (CE) um Stern und Planet. Der durch die Bewegung innerhalb des CE-Materials ausgeübte Staudruck kann den Planeten in Teilen oder gar vollständig zerstören ([Murray et al., 1993](#)). Zusätzlich wird das Objekt abgebremst und spiralisiert näher an das Zentrum des Systems heran, wo es gegebenenfalls gravitativ zerstört wird ([Gleichung 1.5](#)). [Passy et al. \(2012\)](#) wiesen jedoch darauf hin, dass sehr massereiche Begleiter die CE-Phase nahezu unverändert überstehen können.

Für Körper auf Umlaufbahnen weiter als die maximale Ausdehnung der Sternhülle kommt es zu keinem direkten Kontakt mit dem Hüllenmaterial. Nach [Villaver und Livio \(2007\)](#) ist die während der RGB- und AGB-Entwicklung abgestoßene Materie auf Grund der Entfernung im Allgemeinen nicht dicht genug, um einen entfernten Planeten oder Planetesimalen direkt zu

beeinflussen. Die Änderung der stellaren L , insbesondere in der PN-Phase, kann jedoch auf Grund der Störung des Energiegleichgewichts eines planetaren Begleiters zu einer Evaporation der Planetenoberfläche bis hin zur vollständigen Auflösung führen. Mit dem zentralen Massenverlust der späten Sternentwicklung geht zudem eine Abschwächung des Gravitationsfelds einher. Erfolgt diese Änderung hinreichend langsam, nehmen die planetaren Körper weiter außen liegende Umlaufbahnen ein (Duncan und Lissauer, 1998). Im Zuge dieser Umstrukturierung durchlaufen insbesondere kleinere Planetesimale erneut eine Vielzahl von Streuprozessen. Erreichen sie hierbei R_{tidal} können sie gravitativ zerstört und letztlich vom sich gebildeten WZ akkretiert werden (Debes und Sigurdsson, 2002).

KAPITEL 2.

Planetares Material um Weiße Zwerge

Weiße Zwerge sind das Endprodukt der Sternentwicklung der überwiegenden Mehrheit aller bekannten Sterne ([Abschnitt 1.1.4](#)). Auf Grund ihrer hohen Oberflächenschwerebeschleunigung g , sollte ihr Spektrum nahezu ausschließlich H- oder He-Linien aufweisen. In WZ mit $T_{\text{eff}} < 25000\text{K}$ befördern zudem die Konvektionsbewegungen in der Atmosphäre schwerere Elemente in tiefere Schichten (u. a. [Fontaine und Michaud, 1979](#)). Doch bereits der dritte „klassische“ WZ, [Van Maanens Stern](#) (vMA2, [van Maanen, 1917](#)) mit $T_{\text{eff}} = 6220\text{K}$ und $\log g = 8,19$ ^[1] ([Sion et al., 2009](#)), besitzt starke Metallabsorptionslinien im ultravioletten (UV) und optischen Spektralbereich ([Abbildung 2.1](#)). [Weidemann \(1960\)](#) erkannte, dass es sich bei vMA2 um einen heliumreichen WZ handelt, dessen Atmosphäre im Vergleich zu anderen WZ stark mit diesen Metallen angereichert ist. Insgesamt lassen sich in den Spektren von etwa einem Drittel ([Zuckerman et al., 2003, 2010](#)) aller WZ solche metallischen Verunreinigungen in unterschiedlicher Stärke nachweisen.

Da für vMA2 und viele weitere metallreiche WZ kein stellarer Begleiter gefunden wird, kann das Material nicht durch die Akkretion in einem Binärsystem erklärt werden. Die Aufnahme interstellarer Materie (ISM) wurde zunächst als alternatives Erklärungsmodell herangezogen. [Koester \(1976\)](#) und [Wesemael \(1979\)](#) konnten jedoch zeigen, dass der Anteil des Wasserstoffs in den DBZ-Atmosphären zu gering für eine vermeintliche Akkretion des wasserstoffreichen ISM ist. Außerdem befinden sich

^[1] g wird in der Astronomie üblicherweise in $g\text{s}^{-2}$ gemessen und in logarithmischer Form ($\log g$) angegeben.

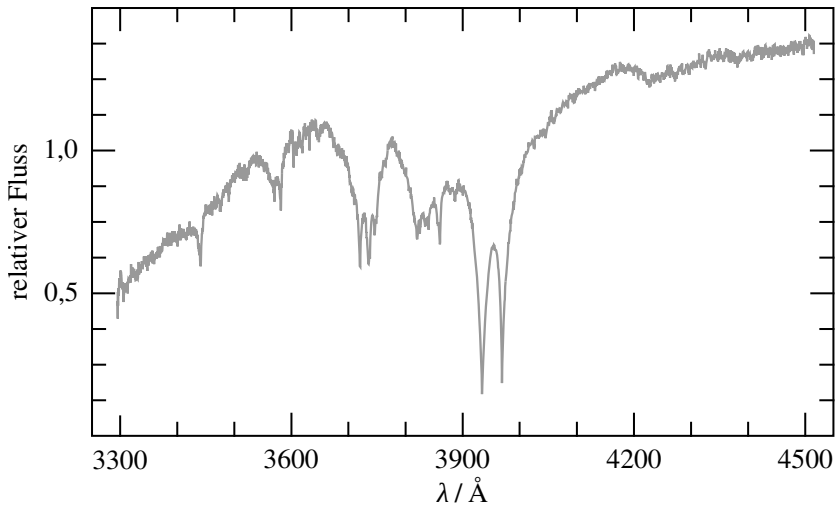


Abbildung 2.1.: Optisches UVES/VLT^[2]-Spektrum des metallreichen vMA2. Die deutlich erkennbaren Absorptionslinien werden durch Verunreinigungen der He-Atmosphäre mit Magnesium, Calcium und Eisen hervorgerufen. (Basierend auf einer Grafik aus Farihi, 2011)

in der unmittelbaren Umgebung der meisten einzelstehenden DAZ und DBZ keine ausreichend großen Ansammlungen des ISM (Aannestad et al., 1993).

2.1. Staubscheiben um Weiße Zwerge

Zuckerman und Becklin (1987) stellten fest, dass G 29-38, ein wasserstoffreicher WZ, einen deutlich höheren Flussverlauf im infraroten Spektralbereich (IR) aufweist, als für eine $T_{\text{eff}} = 11040\text{K}$ (Holm et al., 1985) anzunehmen wäre. Anschließende Beobachtungen (z. B. Graham et al., 1990; Telesco et al., 1990) ließen sich nicht mit einem zuvor präferierten Braunen Zwerg^[3] als Be-

^[2] Der Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES, <www.eso.org/public/teles-instr/vlt/vlt-instr/uves>) ist ein Instrument am Very Large Telescope (VLT, <www.eso.org/public/teles-instr/vlt>).

^[3] Braune Zwerge sind stellare Objekte, deren Anfangsmasse $M < 0,08M_{\odot}$ nicht ausreicht, das zentrale Wasserstoffbrennen (Abschnitt 1.1.2) zu zünden.

gleiter und Quelle des IR-Exzesses erklären, sondern sprachen für eine Staubscheibe mit $T_{\text{eff}} = 1200\text{K}$ als Verursacher. Verschiedene Autoren (u. a. [Graham et al., 1990](#); [Debes und Sigurdsson, 2002](#)) hatten bereits vorher eine entsprechende Scheibenstruktur vorgeschlagen, die sich nach der AGB-Phase aus einem durch die Gezeitenkräfte des WZ zerstörten Asteroiden (oder Kometen) bilden könnte. Modellrechnungen von [Jura \(2003\)](#) ergaben einen inneren Radius $R_{\text{in}} = 0.14R_{\odot}$ und einen äußeren Radius $R_{\text{out}} < 0.9R_{\odot}$, um den IR-Exzess zu erklären. Damit läge die Scheibe innerhalb des Gezeitenradius $R_{\text{tidal}} = 1.5R_{\odot}$ von G 29-38.

Die Formung einer solchen nahen Staubscheibe und die anschließende Akkretion des Materials würde nicht instantan nach dem Auseinanderbrechen am R_{tidal} einsetzen. Ein durch den Einfluss eines ([Debes et al., 2012b](#)) oder mehrerer verbliebener Planeten ([Bonsor et al., 2011](#)) in seiner Umlaufbahn veränderter Planetesimal wird zunächst einen weiten exzentrischen Orbit einnehmen. [Veras et al. \(2014\)](#) berechneten, dass die bei Durchquerungen der Gezeitensphäre des WZ gebildeten Bruchstücke auch nach mehreren Umläufen auf der elliptischen Bahn verbleiben. Erst durch Einschläge weiterer einfallender Planetesimale ([Jura, 2008](#)) in eine bereits bestehende Ringstruktur aus Trümmerstücken werden ausreichend viele millimeter- bis zentimetergroße Staubteilchen innerhalb des R_{tidal} gebildet. In dieser Größenordnung verteilt sich das Material auf Grund des Poynting-Robertson-Effektes^[4] ([Poynting, 1903](#); [Robertson, 1937](#)) radial und bildet eine geometrisch dünne Staubscheibe aus. [Rafikov und Garmilla \(2012\)](#) zeigten, dass Staub von metallreicher, jedoch wasserstoffarmer Zusammensetzung auch bei Temperaturen oberhalb der Sublimationstemperatur T_{sub} der Metalle und damit, wie im Fall von G 29-38, auch innerhalb des theoretischen Sublimationsradius

$$R_{\text{sub}} = \frac{R_{\text{WZ}}}{2} \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{sub}}} \right)^2, \quad (2.1)$$

mit R_{WZ} der Radius und T_{eff} die Effektivtemperatur des WZ, bestehen kann. Nur ein kleiner Bereich am innersten Scheibenrand

^[4] Kleine Teilchen, die sich um einen Stern bewegen, werden auf Grund des Impulsübertrags bei der Absorption eines Photons abgebremst und nähern sich dem Stern daher auf einer Spiralbahn an.

wird hierbei durch den WZ sublimiert, wobei das entstehende Gas die restliche Scheibe vor der direkten Bestrahlung abschirmt. Für eine solche Staubscheibe aus silikatreichem Material, wie es für einen Planetesimalen des Sonnensystems üblich ist (Lodders, 2003), stellt sich nach Rafikov und Garmilla (2012) eine zu den IR-Beobachtungen passende T_{eff} für die Scheibe ein.

Im Bereich zwischen R_{in} und dem WZ bildet das sublimierte Scheibenmaterial eine viskose Gasscheibe aus und wird mit einer Akkretionsrate $\dot{M}_Z \approx 10^8 \text{ g s}^{-1}$ schlussendlich vom WZ aufgenommen (Rafikov, 2011a; Bochkarev und Rafikov, 2011). Die daraus resultierende Verunreinigung der WZ-Atmosphäre wurde im Fall von G 29-38 erstmals von Koester et al. (1997) nachgewiesen. Durch die Beobachtungsmöglichkeiten des SST^[5], nahm die Zahl der bekannten DAZ mit IR-Exzess in der Folge stetig zu (Tabelle 5 in Hoard et al., 2013). Statistisch sind etwa 5% (z. B. Barber et al., 2012) aller wasserstoffreichen WZ und 27% bis 50% (Koester et al., 2014) aller heißen ($17000\text{K} \leq T_{\text{eff}} \leq 27000\text{K}$) wasserstoffreichen WZ von einer Staubscheibe umgeben, aus der sie metallreiches Material akkretieren können. Mit GD 40 (Jura et al., 2007) und anderen DBZ sind auch um die heliumreichen WZ ausreichend viele Trümmerscheiben entdeckt worden, um die metallischen Verunreinigungen der Atmosphären auf die Akkretion von planetarem Material zurückzuführen.

Das aufgenommene Material macht sich in Form von Absorptionslinien im Spektrum des WZ bemerkbar und kann somit spektroskopisch analysiert werden. Für GD 40 wurden bereits vor der Entdeckung der zugehörigen Staubscheibe Häufigkeiten für Kohlenstoff, Magnesium (Mg), Silicium (Si), Calcium (Ca) und Eisen (Fe) bestimmt (u. a. Friedrich et al., 1999). Klein et al. (2010) erweiterten diese Liste um Häufigkeiten für Titan (Ti), Chrom (Cr), Mangan (Mn) und obere Häufigkeitsgrenzen für Stickstoff, Natrium (Na), Aluminium (Al), Phosphor (P), Scandium (Sc), Vanadium (V), Nickel (Ni) und Strontium (Sr). Die so erhaltene Häufigkeitsverteilung ist, in ihrer auffällig geringen C-Häufigkeit und der Abwesenheit von Schwefel (S) vergleichbar mit der chemischen Zusammensetzung der asteroidenähnlichen CI^[6] Chondriten (Lodders, 2003) oder Objekten des Sonnensys-

[5] Spitzer Space Telescope <www.spitzer.caltech.edu>

[6] Kohlige Chondrite benannt nach dem ersten Fundort Ivuna, Tansania.

tems mit BE^[7]-Mischung (Allègre et al., 1995). Dies unterstützt somit die Theorie eines zerstörten Planetesimalen als Ursprung der metallischen Verunreinigungen. Spektroskopische Analysen der Atmosphären anderer DBZ (z. B. GD 362 in Zuckerman et al., 2007) und der verunreinigten Atmosphären von DAZ (z. B. Gänsicke et al., 2012) ergaben ähnliche Resultate.

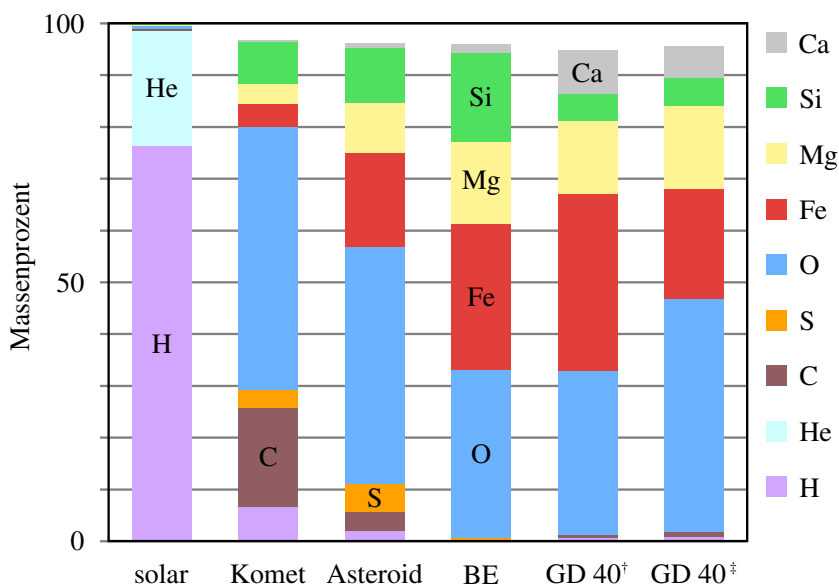


Abbildung 2.2.: Chemische Zusammensetzung von GD 40 in einer frühen (†) und einer späten (§) Phase der Akkretion im Vergleich zu verschiedenen Mischungen im Sonnensystem. (Basierend auf einer Grafik aus Klein et al., 2010)

Koester (2009) weist darauf hin, dass die ermittelten atmosphärischen Häufigkeiten der Metalle nicht zwangsläufig mit der Zusammensetzung des akkretierten Materials übereinstimmen muss (Alcock und Illarionov, 1980). Zudem ändern sich die relativen Häufigkeiten der Elemente in der Photosphäre auf Grund der elementspezifischen Diffusionszeitskalen in sehr unterschiedlichem Maße. Hieraus resultieren unterschiedliche Häufigkeiten

[7] „Bulk Earth (-Mischung)“ bezeichnet die chemische Zusammensetzung der Erdkruste und des Erdmantels.

zu unterschiedlichen Zeitpunkten des Akkretionsvorgangs (Modelle für zwei unterschiedliche Akkretionsphasen sind in [Abbildung 2.2](#) durch † und ‡ gekennzeichnet). Im Allgemeinen wird für die Analyse von einem Gleichgewicht zwischen Akkretions- und Diffusionsrate ausgegangen, obschon der tatsächliche Zustand des akkretierenden WZ nicht bestimmbar ist.

2.2. Gasscheiben um Weiße Zwerge

[Gänsicke et al. \(2006\)](#) bemerkten bei einer Suche nach Begleitobjekten zu anscheinend einzelnstehenden WZ innerhalb des SDSS ^[8]-Katalogs (Data Release 4, [Adelman-McCarthy et al., 2006](#)) im Spektrum von [SDSS J122859.93+104033.0](#) (hiernach mit SDSS 1228 abgekürzt) eine starke Metallabsorptionslinie von Mg II bei einer Wellenlänge von $\lambda = 4482 \text{ \AA}$. Noch auffallender sind jedoch die zusätzlich vorhandenen Emissionslinien von Fe II bei $\lambda = 5018 \text{ \AA}$ und 5169 \AA und das sogenannte IR-Triplett von Ca II bei $\lambda = 8498 \text{ \AA}$, 8542 \AA und 8662 \AA (hiernach mit IRT abgekürzt).

Die drei Komponenten des IRT zeigen je zwei symmetrisch zur jeweiligen Ruhewellenlänge verschobene Linienmaxima ([Abbildung 2.3](#)). Solche Linienprofile mit Doppelpeak in Emission sind das charakteristische Zeichen einer heißen rotierenden Gasscheibe. Da ähnlich geformte H-Emissionslinien in den Beobachtungen fehlen, schlossen [Gänsicke et al. \(2006\)](#), dass SDSS 1228 von einer metallreichen, jedoch wasserstoffarmen, gasförmigen Akkretionsscheibe umgeben ist. Aus dem Abstand der Linienmaxima berechneten sie unter Annahme einer nahezu (Exzentrizität $\varepsilon = 0,021$) Kepler'sch rotierenden Scheibe eine maximale Scheibenausdehnung von $R_{\text{out}} = 1,2 R_{\odot} < R_{\text{tidal}}$. Der Nachweis einer metallreichen Staubscheibe im selben Bereich durch [Brinkworth et al. \(2009\)](#) bestätigte die Annahme, dass auch die gasartige Scheibe mit der Zerstörung eines Planetesimalen in der Nähe des WZ in Verbindung steht.

Durch die anschließende Suche nach dieser IRT-Emission, insbesondere in den SDSS-Datensätzen, wurden in den letzten Jahren weitere gasförmige Trümmerscheiben um einzelnstehende WZ entdeckt:

^[8] Sloan Digital Sky Survey, <www.sdss.org>

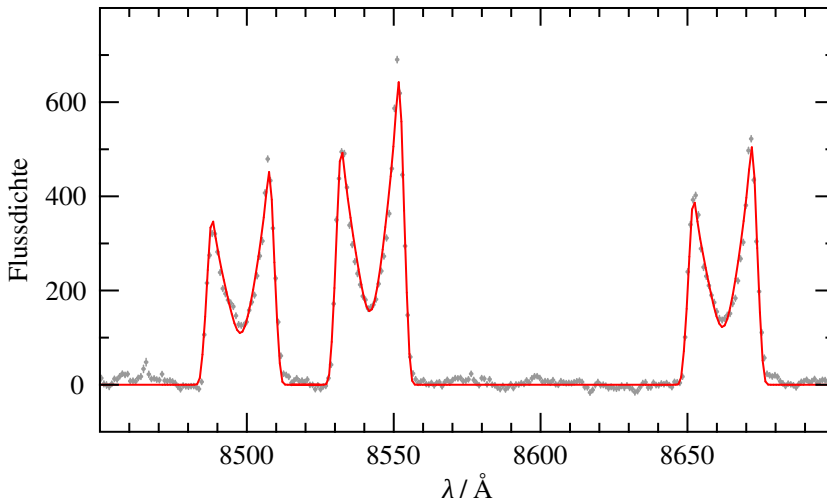


Abbildung 2.3.: WHT^[9]-Beobachtung (grau) von SDSS 1228 und synthetisches Spektrum einer Modellscheibe (rot, Gänsicke et al., 2006) im Bereich des IRT. (Basierend auf einer Grafik aus Gänsicke et al., 2006)

- SDSS J104341.53+085558.2 (Gänsicke et al., 2006, 2007)
- Ton 345 (Gänsicke et al., 2008)
- SDSS J161717.04+162022.4 (Brinkworth et al., 2012)
- SDSS J073842.56+183509.6 (Dufour et al., 2012)
- SDSS J095904.69-020047.6 (Farihi et al., 2012)
- HE 1349-2305 (Melis et al., 2012)
- SDSS J114404.74+052951.6 (Guo et al., 2015)

Statistisch ergibt sich, dass etwa 20% aller WZ mit einer staubhaltigen auch eine zusätzliche gasförmige Trümmerscheibe besitzen (Jura, 2014). Für jedes System mit einer Gasscheibe, ausgenommen WD 1124-296^[10] (Debes et al., 2012a), konnte anderer-

^[9] William Herschel Telescope, <www.ing.iac.es/Astronomy/telescopes/wht>

^[10] Die Gasscheibe von WD 1124-296 wurde nicht anhand des IRT, sondern mittels einer langzeitlichen Variation der H&K-Linien von Ca II bei $\lambda = 3934\text{\AA}$ und 3969\AA in Absorption, identifiziert.

seits der IR-Exzess einer zugehörigen Staubscheibe festgestellt werden (z. B. [Melis et al., 2010](#); [Brinkworth et al., 2012](#)).

Die Erzeugung des Gasvorkommens ist derzeit noch nicht abschließend geklärt. Nach [Jura et al. \(2007\)](#) besitzen die Trümmerstücke bereits bei kleinen Abweichungen von idealen, kreisförmigen Umlaufbahnen ausreichend hohe relative Geschwindigkeiten von $v_{\text{rel}} = 10 \text{ km s}^{-1}$, um bei Kollisionen die Staubanteile größtenteils in Gas umzuwandeln. [Rafikov \(2011b\)](#) merkte vielmehr an, dass der Sublimationsvorgang ausreicht, die Gasscheibe zu erklären. Nach der Produktion am $R_{\text{sub}} = R_{\text{in}}$ verteilt sich das Gas viskos sowohl in Richtung des WZ, als auch in den Bereich der ursprünglichen Staubscheibe. Die anschließende hydrodynamische Kopplung einer massiven Gasscheibe an die Trümmerscheibe würde die zum Teil sehr hohen Akkretionsraten ($\dot{M}_Z = 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ [Farihi et al., 2009](#)) einiger beobachteten Systeme mit Staubscheiben ermöglichen, die durch den Poynting-Robertson-Effekt alleine nicht erklärbar sind.

Auch der Heizvorgang innerhalb des Gases ist bisher unbekannt. Während für die staubhaltigen Scheiben typischerweise $T_{\text{eff}} \approx 1000 \text{ K}$ bestimmt werden, um den Flussexzess im IR zu beschreiben, sind im Falle der Gasscheiben $T_{\text{eff}} \approx 6000 \text{ K}$ nötig, um die beobachteten Emissionslinien in passendem Maße anzuregen ([Gänsicke et al., 2006](#)). Die direkte Reemission der vom WZ stammenden Photonen ist auf Grund des schnell abfallenden Sternspektrums im IR-Bereich nicht ausreichend. [Werner et al. \(2009\)](#) gingen daher in ihrer Modellierung ([Kapitel 3](#)) von einer aktiv durch viskose Effekte selbst heizenden Scheibe aus. Entsprechend wurde die Massenakkretionsrate \dot{M} so gewählt, dass die Modelle die beobachtete Emission des IRT gut wiedergaben. Alternativ entwickelten [Melis et al. \(2010\)](#) ein sogenanntes Z II-Modell, das vergleichbar zur gängigen Beschreibung einer H II-Region ist. Die gasförmigen Metalle werden hierbei durch den stärkeren UV-Fluss des WZ photoionisiert. Die so passiv geheizte Scheibe kann jedoch auf Grund der hohen Teilchendichte $n \gg 10^6 \text{ cm}^{-3}$ des Gases die Energie nur über bestimmte Emissionslinien wie das IRT abgeben. Das resultierende Verhältnis der Flussanteile von Staub- und Gasscheibe stimmt mit den Beobachtungen überein. Unter der Annahme einer jeweils Planck'schen Strahlungsverteilung, erhält man die typischen T_{eff} für die beiden Scheibenanteile.

Besonders auffallend ist die oft beobachtete Asymmetrie des IRT-Linienprofils der Gasscheiben (z. B. [Gänsicke et al., 2006, 2007, 2008](#)). Die Doppelpeakstruktur resultiert aus der Rotation der emittierenden Materie um den WZ, wobei sich die v_{rel} bezüglich eines Beobachters mit der Kepler'schen Bahngeschwindigkeit v_{K} ändert:

$$v_{\text{K}} = \sqrt{GM_{\text{WZ}} \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)} \quad (2.2)$$

$$v_{\text{rel}} = v_{\text{K}} \cdot \cos \varphi \quad (2.3)$$

Hierbei ist G die Gravitationskonstante^[11], M_{WZ} die Masse des WZ, r der orbitale Abstand und a die große Halbachse einer elliptischen Umlaufbahn. φ bezeichnet den Azimutwinkel der Scheibenmittelebene. Für eine kreisrunde ($a = r$) Akkretions-scheibe ergibt sich so die in [Abbildung 2.4](#) gezeigte typische Geschwindigkeitsverteilung.

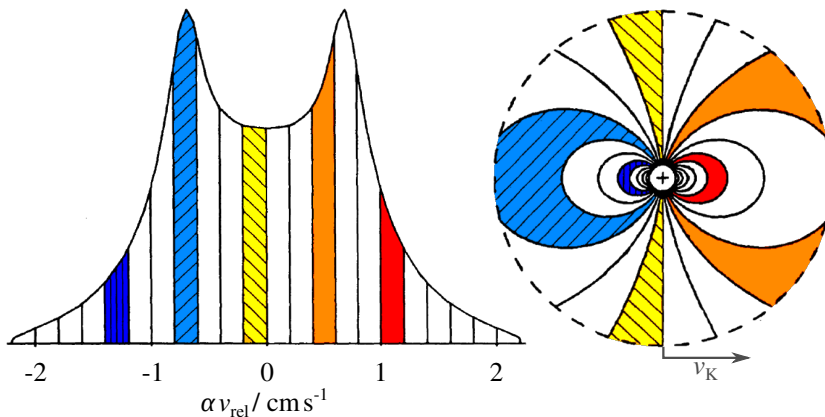


Abbildung 2.4.: Typisches Geschwindigkeitsprofil (links) einer kreisrunden, in Richtung v_{K} rotierenden Akkretionsscheibe (rechts). Die einzelnen Abschnitte des Verteilung resultieren aus den entsprechend eingefärbten Scheibenbereichen mit jeweils gleichem v_{rel} . (Basierend auf einer Grafik aus [Horne und Marsh, 1986](#))

[11] Newton'sche Gravitationskonstante $G = 6,674 \times 10^{-8} \text{cm}^3 \text{g}^{-1} \text{s}^{-2}$ ([Mohr et al., 2015](#)).

Die emittierte Strahlung erfährt durch die relative Geschwindigkeitsänderung gemäß dem Doppler-Effekt (Doppler, 1842) eine Verschiebung hin zur Wellenlänge

$$\lambda = \lambda_0 \cdot \sqrt{\frac{c + v_{\text{rel}}}{c - v_{\text{rel}}}} \quad , \quad (2.4)$$

wobei λ_0 die Ruhewellenlänge und c die Lichtgeschwindigkeit^[12] sind. Die Doppelppeakstruktur der Geschwindigkeitsverteilung überträgt sich somit auf das Profil der Emissionslinie. Gemäß [Abbildung 2.4](#) hängt die Emissionsstärke des einzelnen Profilanteils von der emittierenden Fläche ab. Eine asymmetrische Emissionsverteilung kann folglich als räumliche Asymmetrie der Scheibe interpretiert werden. [Gänsicke et al. \(2006\)](#) nahmen für ihre dynamischen Modelle (z. B. [Abbildung 2.3](#)) eine exzentrische Scheibe an. [Jura \(2008\)](#) vermutete, dass die Exzentrizität der Scheibe durch einen bisher unbeobachteten planetaren Begleiter verursacht werden könnte. Das metallreiche Material würde zudem durch die gravitative Wechselwirkung mit einem solchen Begleiter erhitzt.

In vielen Fällen zeigt das IRT und dessen Asymmetrie ein sehr dynamisches Verhalten. Verschiedene Beobachtungen ([Melis et al., 2010](#); [Manser et al., 2016](#)) zu SDSS 1228 lassen erkennen, dass sich das Ungleichgewicht der Linienmaxima zwischen 2003 und 2015 sukzessive vom zuvor dominanten roten zum blauen Linienmaximum umgekehrt hat. Im Fall von Ton 345 nahm der Fluss des ebenfalls zuvor dominierenden rotverschobenen Maximums in der Zeit von Dezember 2004 bis Januar 2008 deutlich ab, während die Intensität des blauverschobenen Linienmaximums jedoch fast unverändert blieb ([Gänsicke et al., 2008](#); [Melis et al., 2010](#)). Neuere Beobachtungen ([Abschnitt 5.2](#)) zeigen nunmehr ein nahezu symmetrisches Linienprofil. Während [Gänsicke et al. \(2008\)](#) von einem allmählichen Abbau der Exzentrizität und der Umformung einer, nach einem kürzlich erfolgten Einschlag eines weiteren Planetesimalen, stark elliptischen Materieverteilung hin zu einer kreisförmigeren Scheibe ausgingen, erklärten [Melis et al. \(2010\)](#) das zeitliche Verhalten mit der orbitalen Bewegung einer dichteren Materieansammlung innerhalb der Scheibe.

[12] Lichtgeschwindigkeit im Vakuum $c = 2,998 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$ ([Mohr et al., 2015](#)).

Für [SDSS J161717.04+162022.4](#) protokollierte [Wilson et al. \(2014\)](#) anhand zeitlich aufeinanderfolgender Beobachtungen das Erscheinen und vollständige Verschwinden des IRT innerhalb eines Zeitraums von 8 Jahren, wobei im Rahmen der Auflösungsgenauigkeit der unterschiedlichen verwendeten Instrumente keine starke Asymmetrie und zeitliche Veränderung derselben festgestellt werden konnte. Auch ließ sich bisher für keine der anderen Emissionslinien der metallreichen Trümmerscheiben, sofern eindeutig beobachtbar, ein gleichartiges Variationsverhalten nachweisen.

KAPITEL 3.

Physikalische Beschreibung und Modellierung von Akkretionsscheiben

Zur Analyse der physikalischen und chemischen Eigenschaften der metallreichen, gasförmigen Trümmerscheiben bedarf es eines Vergleichs der Beobachtungsdaten mit synthetischen Spektren von Modellscheiben. In der vorliegenden Arbeit erfolgte die Berechnung der Modellspektren mit Hilfe des Programmpakets Accretion Disk Code (ACDC) von Nagel et al. (2004), das für einen gegebenen Satz an Modellparametern anhand eines numerischen Iterationsverfahrens die gekoppelten Struktur- und Strahlungstransportgleichungen unter der Annahme von Non-Local Thermodynamic Equilibrium-Bedingungen (NLTE) konsistent löst.

3.1. Modellierung der Akkretionsscheibe

Ausgangspunkt für die Beschreibung der Akkretionsscheibe in ACDC ist die Annahme von Shakura und Sunyaev (1973), dass lokale, subsonische Turbulenzen innerhalb des Gases zu einer kinematischen Viskosität w führen, die mit

$$w = \alpha c_S H \quad (3.1)$$

über die Schallgeschwindigkeit c_S des Gases, die Scheibendicke H und einem einheitenlosen Effizienzmaß $0 < \alpha < 1$, beschrieben werden kann. Geht man davon aus, dass die Scheibendicke $H(r)$ klein gegenüber dem zugehörigen Radius r und die in der Scheibe angesammelte Masse $M_{\text{disk}} \ll M_{\text{WZ}}$ ist, dann lässt sich

w zur Massenakkretionsrate \dot{M} in Verbindung setzen:

$$\dot{M} = 3\pi w \Sigma \left(1 - \sqrt{\frac{R_{WZ}}{r}}\right)^{-1} . \quad (3.2)$$

Die hier mit Σ bezeichnete Oberflächenmassendichte entspricht der entlang der geometrischen Höhe z integrierten Dichte ρ zwischen Mittelebene ($z=0$) und Oberfläche ($z=\frac{H}{2}$) der Scheibe:

$$\Sigma = 2 \int_0^{\frac{H}{2}} \rho dz . \quad (3.3)$$

Nach [Lynden-Bell und Pringle \(1974\)](#) wird das Scheibengas durch die viskose Dissipation geheizt und die gewonnene Energie an der Oberfläche der Scheibe abgestrahlt. Der beobachtete astrophysikalische Fluss \mathcal{F}_v ergibt sich aus dem Strahlungsfluss F_v beziehungsweise der spezifischen Intensität I_v und dem Kosinus $\xi = \cos \vartheta$ des Winkels ϑ der Strahlungsrichtung bezüglich der Flächennormalen zu:

$$\mathcal{F}_v = \pi F_v = 2\pi \int_{-1}^1 I_v \xi d\xi . \quad (3.4)$$

Nimmt man eine Schwarzkörperverteilung des abgestrahlten Flusses an, kann der Scheibe ein charakteristisches T_{eff} von

$$T_{\text{eff}}^4 = \frac{9}{8} \frac{GM_{WZ}}{\sigma r^3} w \Sigma \quad (3.5)$$

zugeordnet werden.

Zur Modellierung mit ACDC in der vorliegenden Arbeit wird eine Akkretionsscheibe mittels der stellaren Parameter M_{WZ} und R_{WZ} , der chemischen Zusammensetzung, sowie dem radialen Verlauf von $T_{\text{eff}}(r)$ und $\Sigma(r)$ beschrieben. Für die Berechnung sollte die Scheibe in einen Satz von Modellringen mit Radius R_k diskretisiert ([Abbildung 3.1](#)) und jedem Ring die entsprechenden Werte $\Sigma(R_k)$, $T_{\text{eff}}(R_k)$ und eine Häufigkeitsverteilung der betrachteten Elemente zugewiesen werden. Auf Grund der Implementierung

innerhalb ACDC ist die direkte Angabe von T_{eff} jedoch nicht möglich. Vielmehr wird diese gemäß **Gleichung 3.5** über $w(R)$ ausgedrückt und kann auf Grund der numerischen Umsetzung in den Berechnungen von der angestrebten Solltemperatur abweichen. Die Beschreibung der atomaren Übergänge, die für die Lösung der in **Abschnitt 3.2** beschriebenen Strahlungstransport- und Strukturgleichungen benötigt werden, liegt in Form von Atomdaten aus TMAD^[1] vor. Da in α -Scheiben die vertikale und radiale Struktur der Scheibe voneinander entkoppelt sind, kann die Berechnung für jeden Ring unabhängig erfolgen. Geht man zudem von axialsymmetrischen Bedingungen innerhalb der Scheibe aus, reduziert sich die Modellierung der dreidimensionalen Scheibe auf eine eindimensionale Problemstellung entlang z .

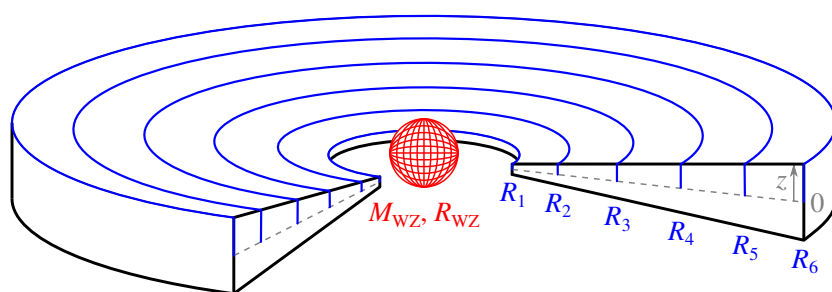


Abbildung 3.1.: Schema einer ACDC-Modellscheibe mit sechs diskreten Ringen (blau) an den Radien R_1, \dots, R_6 und dem durch M_{WZ} , R_{WZ} beschriebenen WZ. Die gestrichelte (graue) Linie verdeutlicht die Mittelebene der Scheibe bei einer geometrischen Höhe $z=0$.

3.2. Strahlungstransport und Struktur der Modellringe

Zur Berechnung der physikalischen Größen fasst ACDC jeden Ring als planparallele Gasschichtung auf und bedient sich bekannter Methoden aus der Beschreibung planparalleler Sternatmosphären. Da die im Folgenden vorgestellten Gleichgewichtsbedingungen stark untereinander gekoppelt sind (**Abbildung 3.2**),

^[1] Tübingen Model Atom Database, <astro.uni-tuebingen.de/~TMAD>

ist die Lösung in ACDC mit Hilfe eines iterativen Aufbaus realisiert, um die geforderten Gleichgewichtsbedingungen der vertikalen Struktur konsistent zu erfüllen. Eine ausführliche Beschreibung der Implementierung findet sich in Nagel (2003).

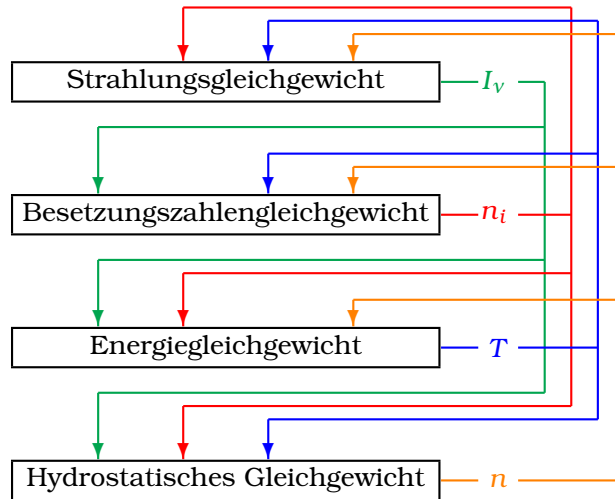


Abbildung 3.2.: Schema der wechselseitigen Kopplung zwischen den konsistent in jeder Höhe zu lösenden Gleichgewichtsbedingungen. Die Kopplung erfolgt über die Intensität I_v (grün), die Besetzungsdichten n_i (rot), Temperaturschichtung T (blau) und die Gesamteilchendichte n (orange).

3.2.1. Strahlungstransportgleichung

In der angenommenen planparallelen Schichtungsgeometrie der Scheibe ist $I_v = I_v(v, z, \xi)$ und die zugehörige mittlere Intensität

$$J_v(v, z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_v(v, z, \xi) d\xi \quad . \quad (3.6)$$

Die Entwicklung von I_ν entlang z wird durch die Differentialgleichung des Strahlungstransports

$$\xi \frac{\partial I_\nu(\nu, z, \xi)}{\partial z} = \eta_\nu(\nu, z) - \chi_\nu(\nu, z) I_\nu(\nu, z, \xi) \quad (3.7)$$

beschrieben, wobei in ACDC eine Ersetzung der Entwicklungsvariablen z mit der Säulenmasse m erfolgt:

$$m(z') = \int_{z'}^{\infty} \rho dz \quad \text{mit} \quad m(0) = \frac{1}{2} \Sigma \quad . \quad (3.8)$$

χ_ν und η_ν bezeichnen die frequenzabhängigen Absorptions- und Emissionskoeffizienten, welche über die Quellfunktion S_ν miteinander verknüpft sind:

$$S_\nu = \frac{\eta_\nu}{\chi_\nu} \quad . \quad (3.9)$$

Gleichung 3.7 kann hierdurch in der Form

$$\xi \frac{\partial I_\nu(\nu, z, \xi)}{\partial z} = \chi_\nu(\nu, z) (S_\nu(\nu, z, \xi) - I_\nu(\nu, z, \xi)) \quad (3.10)$$

geschrieben werden. Mit dem flussgewichteten Frequenzmittel $\tilde{\chi}_{\text{Ross}}$ des Absorptionskoeffizienten wird die Rosseland'sche optische Tiefe τ_{Ross} definiert:

$$\tau_{\text{Ross}}(z') = \int_0^{z'} \tilde{\chi}_{\text{Ross}}(z) dz \quad . \quad (3.11)$$

Da die Funktionen S_ν und J_ν wechselseitig voneinander abhängen, kann die Strahlungstransportgleichung **3.10** formal jedoch nur bei bekannter Quellfunktion gelöst werden. ACDC wendet daher das von **Werner und Husfeld (1985)** beschriebene Λ -Operatorverfahren an, um sich der formalen Lösung

$$J_\nu = \Lambda[S_\nu] \quad (3.12)$$

durch einen Ansatz der Störungstheorie

$$J_\nu^i = \tilde{\Lambda}[S_\nu^i] + (\Lambda - \tilde{\Lambda})[S_\nu^{i-1}] \quad (3.13)$$

iterativ zu nähern. Erreichen die beiden Quellfunktionen S_v^i und S_v^{i-1} zweier aufeinanderfolgender Iterationsschritte $i \geq 1$ und $i-1$ Konvergenz ($S_v^i = S_v^{i-1}$), entfallen die Anteile des genäherten Operators \hat{A} und **Gleichung 3.13** entspricht der formalen Lösung **3.12** mit der nun bekannten Quellfunktion S_v^{i-1} des vorherigen Iterationsschritts.

3.2.2. Ratengleichungen der Besetzungszahlen

Die in **Gleichung 3.7** und **Gleichung 3.9** verwendeten Koeffizienten χ_v und η_v sind ein Maß für die Wechselwirkung der teils freien, teils gebundenen Elektronen des Scheibenmaterials mit dem vorherrschenden Strahlungsfeld und setzen sich aus Anteilen der Elektronenstreuung sowie der Be- und Entvölkerungsprozesse der atomaren Energieniveaus aller vorhandenen chemischen Elemente zusammen. Ob und in welcher Weise ein Energieniveau eines Elements zur Absorption oder Emission der transportierten Strahlung beiträgt, hängt entscheidend von seinem Besetzungszustand ab.

ACDC geht bei der Bestimmung der Besetzungsdichte n_i eines Niveaus i für jedes Ion vom statischen Gleichgewichtsfall aus:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = n_i \sum_{i \neq j} P_{ij} - \sum_{j \neq i} n_j P_{ji} \stackrel{!}{=} 0 \quad (\text{stat.}) \quad (3.14)$$

Die Ratenkoeffizienten P_{ij} und P_{ji} zwischen den Niveaus i und j setzen sich jeweils aus verschiedenen Anteilen der Übergangsraten radiativer und stoßender Prozesse zusammen. Die radiativen Anteile hängen ihrerseits vom lokalen J_v ab. Beispielsweise lässt sich die radiative Bevölkerungsrate R_{ij} als

$$R_{ij} = 4\pi \int_0^\infty \frac{\sigma_{ij}^{\text{rad}}(\nu)}{h\nu} J_\nu d\nu \quad (3.15)$$

schreiben, wobei $\sigma_{ij}^{\text{rad}}(\nu)$ der frequenzspezifische, radiative Wirkungsquerschnitt und h das Wirkungsquantum^[2] sind. Auf Grund dieser erneuten Koppelung mit dem gleichzeitig zu bestimmenden J_ν erfolgt die Lösung des Systems aller Ratengleichungen für alle Energieniveaus aller beachteten chemischen

^[2] Planck'sches Wirkungsquantum $h = 6,626 \times 10^{-27}$ ergs (Mohr et al., 2015).

Elemente über das Preconditioning-Verfahren nach [Rybicki und Hummer \(1992\)](#), welches einen vom Λ -Iterationsverfahren abgeleiteten Operatoransatz ([Abschnitt 3.2.1](#)) verfolgt.

3.2.3. Makroskopischer Energiehaushalt

Wie bereits in der Einleitung zu [Abschnitt 3.1](#) beschrieben, soll die Energieerzeugung innerhalb der Scheibe ausschließlich auf die dissipativ wirkende Viskosität zurückzuführen sein. Die daraus resultierende Energieflussdichte Φ_{mech} kann in Anlehnung an [Gleichung 3.5](#) mit

$$\Phi_{\text{mech}}(z) = \frac{9}{4} \frac{GM_{\text{WZ}}}{r^3} \tilde{w}(z) \Sigma \quad (3.16)$$

angegeben werden. Da die viskose Dissipation in jeder Höhe der Scheibe Beiträge zu Φ_{mech} liefern kann, wird die bisher verwendete gemittelte kinematische Viskosität w durch die höhenabhängige Viskosität $\tilde{w}(z)$ ersetzt. Für diese gilt die Randbedingung:

$$w = \frac{2}{\Sigma} \int_0^{\frac{H}{2}} \rho \tilde{w}(z) dz \quad . \quad (3.17)$$

Geht man des Weiteren davon aus, dass der Energietransport ohne konvektive Anteile erfolgt, stellt sich ein Gleichgewicht zwischen $\Phi_{\text{mech}}(z)$ und der radiativen Energieflussdichte $\Phi_{\text{rad}}(z)$ ein:

$$\Phi_{\text{mech}}(z) \stackrel{!}{=} \Phi_{\text{rad}}(z) = 4\pi \int_0^{\infty} \left(\eta_{\nu}(\nu, z) - \chi_{\nu}(\nu, z) J_{\nu}(\nu, z) \right) d\nu \quad . \quad (3.18)$$

Folglich hängt auch das Energiegleichgewicht vom jeweils gleichzeitig zu bestimmenden J_{ν} ab. Die daher nötige iterative Näherung erfolgt in ACDC über ein verallgemeinertes Unsöld-Lucy-Verfahren ([Lucy, 1964](#); [Dreizler, 2003](#)), mit welchem die Temperaturschichtung $T(z)$ derart bestimmt wird, dass sich im Konvergenzfall $(T^i(z) - T^{i-1}(z)) = 0$ für zwei aufeinander folgende Iterationen i und $i-1$ der Gleichgewichtszustand zwischen $\Phi_{\text{mech}}(z)$ und $\Phi_{\text{rad}}(z)$ einstellt.

3.2.4. Hydrostatisches Gleichgewicht

Für die modellierten Gasscheiben wird in ACDC angenommen, dass M_{disk} klein gegenüber M_{WZ} sei und die Eigengravitation der Scheibe somit die vertikale Schichtung nicht beeinflusst. Soll zudem kein Materieabfluss in Form von Scheibenwinden erfolgen, stellt sich in jeder Höhe z ein hydrostatisches Gleichgewicht zwischen dem Gasdruck p_{gas} , dem Strahlungsdruck p_{rad} und der Gravitationswirkung des WZ ein:

$$\frac{dp_{\text{gas}}}{dz} + \frac{dp_{\text{rad}}}{dz} + \frac{GM_{\text{WZ}}}{r^3} \rho z \stackrel{!}{=} 0 \quad . \quad (3.19)$$

Folgt p_{gas} der Zustandsgleichung idealer Gase,

$$p_{\text{gas}} = nk_{\text{B}}T \quad , \quad (3.20)$$

lässt sich **Gleichung 3.19** mittels m aus **Gleichung 3.8** als

$$k_{\text{B}} \frac{d(nT)}{dm} = \frac{GM_{\text{WZ}}}{r^3} z - \frac{dp_{\text{rad}}}{dm} \quad (3.21)$$

ausdrücken, wobei n die Gesamtteilchenzahldichte bezeichnet. Die konkrete Umsetzung innerhalb ACDC erfolgt über eine in **Mihalas (1978)** beschriebene Diskretisierung von **Gleichung 3.21**.

Da sowohl T (**Abschnitt 3.2.3**) als auch p_{rad} mit

$$\frac{dp_{\text{rad}}}{dm} = \frac{2\pi}{c\rho} \int_0^{\infty} \chi_{\nu} \int_{-1}^1 I_{\nu} \xi d\xi d\nu \quad (3.22)$$

wieder vom lokalen J_{ν} beziehungsweise I_{ν} abhängen, ist auch zur konsistenten Berechnung der Gleichgewichtsbedingung erneut ein iterativer Lösungsansatz nötig.

3.2.5. Ladungs- und Teilchenzahlerhaltung

Den Abschluss der Strukturgleichungen in ACDC bildet die Forderung, dass die Gesamtteilchenzahldichte n und die Gesamtladung, repräsentiert durch die Elektronenzahldichte n_e jeweils Erhaltungsgrößen des Gesamtsystems sind. Soll die Modellierung j chemische Elemente berücksichtigen, wobei jedes Element

mit $l(j)$ Ionen der Ladung q_i und jedes Ion wiederum mit $l(j)$ atomaren Niveaus beschrieben wird, dann ergeben sich n und n_e aus der Summe beziehungsweise der mit q_i gewichteten Summe über die Besetzungsdichten n_l :

$$n = n_e + \sum_j \sum_{i(j)} \sum_{l(i)} n_l \quad (3.23)$$

$$n_e = \sum_j \sum_{i(j)} q_i \sum_{l(i)} n_l \quad (3.24)$$

Die Entwicklung der Besetzungsdichten entlang m kann in ACDC optional für jedes Niveau und jedes Ion ausgegeben werden. Ist n_i die Gesamtbesetzungsdichte aller Niveaus eines Ions i ,

$$n_i = \sum_{l(i)} n_l \quad , \quad (3.25)$$

ergeben sich die Ionisationsbruchteile ζ_i jeweils zu

$$\zeta_i = \frac{n_i}{\sum_{i'} n_{i'}} \quad , \quad (3.26)$$

mit der normierenden Randbedingung:

$$\sum_i \zeta_i \stackrel{!}{=} 1 \quad . \quad (3.27)$$

3.3. Gesamtspektrum der Modellscheibe

Konnten mit den implementierten Iterationsverfahren konsistente Modelle für alle Ringe berechnet werden, kann in einem finalen Schritt mittels des Teilprogramms ACDC-RingRot das Spektrum der ursprünglichen dreidimensionalen Scheibe wiederhergestellt werden. Zusätzlich zur Abhängigkeit vom Azimutwinkel φ muss die Bahngeschwindigkeit v_K für die Doppler-Verschiebung ([Gleichung 2.4](#)) auch auf Grund der Inklination ι des Systems bezüglich eines Beobachters auf der Erde modifiziert werden:

$$v_{\text{rel}} = v_K \cos \varphi \cdot \sin \iota \quad . \quad (3.28)$$

Da die Gasscheibe nicht räumlich aufgelöst betrachtet wird, ergibt sich der Gesamtfluss der Scheibe aus der Flächenintegration

der dopplerverschobenen Ringspektren $I(\nu, r, \varphi)$, wobei erneut die Projektion der abstrahlenden Fläche auf Grund der Inklination zu beachten ist:

$$F_{\text{disk}}(\nu, \iota) = \cos \iota \cdot \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} \int_0^{2\pi} I(\nu, r, \varphi) r d\varphi dr \quad . \quad (3.29)$$

Auf Grund der diskreten Beschreibung der Scheibe in ACDC stellt sich **Gleichung 3.29** tatsächlich als Summation über die nach der Trapezformel gewichteten Mittelwerte benachbarter Ringe mit R_k und R_{k+1} dar. Zudem erfolgen die Berechnungen nicht für alle Strahlungswinkel beziehungsweise alle Inklinationen sondern beschränken sich auf fünf Werte $\vartheta, \iota \in \{18^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 77^\circ, 87^\circ\}$, die sich aus der verwendeten Gauß'schen Quadraturformel als Integrationsverfahren ergeben.

Da die Zusammenführung der Ringe für jeden Frequenzpunkt ν unabhängig erfolgen kann, wurde der Programmaufsatz CICI zu ACDC entwickelt (**Anhang A.1**), welcher die Einzelringspektren in kleinere, frei wählbare Frequenzbereiche unterteilt. Somit kann die finale Integration eines Scheibenmodells gleichzeitig auf mehrere Rechner verteilt werden, was insbesondere bei chemischen Mischungen mit vielen Elementen und damit vielen spektrumsrelevanten Frequenzpunkten eine deutliche kürzere Berechnungsdauer ermöglicht.

Des Weiteren wurde die bisherige FORTRAN^[3]-Programmierung von RINGROT dahingehend verändert (**Anhang A.2**), die Ringspektren $I(\nu, R_k, \varphi)$ bei der Integration des Scheibenspektrums nur in bestimmten Azimutwinkelbereichen $[\varphi_{k,1}, \varphi_{k,2}]$ zu berücksichtigen. Sei Θ die Heaviside-Funktion, so gilt in der geänderten Programmierung für den in der φ -Integration verwendeten Fluss I' eines Rings mit R_k :

$$I'(\nu, R_k, \varphi) = I(\nu, R_k, \varphi) \cdot \Theta(\varphi_{k,1} - \varphi) \cdot \Theta(\varphi - \varphi_{k,2}) \quad . \quad (3.30)$$

Zugehörige Mapping-Dateien für $\varphi_{k,1}$ und $\varphi_{k,2}$ können mit Hilfe der in **Anhang A.3** beschriebenen IDL^[4]-Routine erstellt werden, um nicht-axialsymmetrische Scheibengeometrien zu modellieren.

[3] FORmula TRANslation, <www.nag.co.uk/sc22wg5>

[4] Interactive Data Language, <www.exelisvis.com/ProductsServices/IDL>

KAPITEL 4.

Parameterstudie für metallreiche Akkretionsscheiben

Um den Einfluss verschiedener physikalischer Parameter auf das synthetische Gesamtspektrum der Scheibe zu untersuchen, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Modellierung auf Basis eines Parametergitters durchgeführt. Die hierbei variierten Größen betrafen die chemische Zusammensetzung (Abschnitt 4.1), T_{eff} (Abschnitt 4.2), Σ (Abschnitt 4.3) und die Größe der Modellscheibe durch Wahl von R_{in} und R_{out} , sowie nicht-axialsymmetrische Geometrien (Abschnitt 4.4).

Die den zentralen WZ beschreibenden Werte M_{WZ} und R_{WZ} (Tabelle 4.1) wurden im Hinblick auf den Vergleich mit SDSS 1228 (Abschnitt 5.1) gewählt. Da sich die Werte für Ton 345 nur in geringem Maße hiervon unterscheiden, können auch beim Vergleich mit den Beobachtungsdaten der dortigen Gasscheibe (Abschnitt 5.2) dieselben synthetischen Modellspektren herangezogen werden, ohne sie dem zentralen WZ anpassen zu müssen.

Tabelle 4.1.: Parameter des generischen WZ für die Modellrechnungen im Vergleich zu den Werten (Melis et al., 2010) der beiden in Kapitel 5 untersuchten Objekte.

	generisch	SDSS 1228	Ton 345
$T_{\text{eff}}/10^3 \text{ K}$	—	22,020	18,600
$\log(g/\text{cm s}^{-2})$	—	8,24	8,28
R_{WZ}/R_{\odot}	0,011	0,011	0,010
M_{WZ}/M_{\odot}	0,77	0,77	0,70

Zur Modellierung der Scheibe wurden jeweils Sets aus 21 Ringen mit äquidistantem radialen Abstand von je

$$R_{k+1} - R_k = 3,85 \times 10^9 \text{ cm} \approx 5R_{\text{WZ}} \quad (4.1)$$

berechnet. Die Modellscheibe sollte eine radiale Ausdehnung von etwa $100R_{\text{WZ}}$ bis zum Bereich des Gezeitenradius des generischen WZ hin abdecken, woraus sich für den äußersten Modellring $R_{21} = 1,093 \times 10^{11} \text{ cm} \approx R_{\text{tidal}}$ und für den innersten $R_1 = 3,08 \times 10^{10} \text{ cm}$ ergibt. Um den Einfluss von Scheibenbereichen $R < R_1$ abzuschätzen, wurden ausgewählte Scheiben um 5 zusätzliche Ringe mit entsprechenden Radien erweitert (**Abschnitt 4.4.3**).

Für die Verteilung der chemischen Elemente in der Scheibe und die radiale Beschreibung von $T_{\text{eff}}(r)$ und $\Sigma(r)$ gibt es bisher keinerlei detailliertere Überlegungen oder Untersuchungen. Insbesondere der ungeklärte Heiz- und Erzeugungsprozess des Gasanteils der Trümmerscheiben (**Abschnitt 2.2**) lässt eine Vielzahl an $T_{\text{eff}}(r)$ -Verläufen möglich erscheinen. Daher gehen alle in dieser Arbeit präsentierten Scheibenmodelle vom einfachsten Fall mit $\Sigma(r) = \text{const.}$ und einer homogenen chemischen Mischung innerhalb der kompletten Scheibe aus. Auf Grund der Implementierung des Energiegleichgewichts (**Abschnitt 3.2.3**) in ACDC weicht $T_{\text{eff}}(r)$ vom ebenfalls konstant angestrebten Temperaturwert teilweise ab. Komplexere Scheiben mit Temperatur-, Dichte- oder Mischungsgradienten könnten theoretisch durch die Kombination entsprechender Ringmodelle unterschiedlicher Sets realisiert werden. Für die vorliegende Arbeit wurde dies jedoch, bis auf wenige Vorversuche, nicht weiter verfolgt. Das schließlich umgesetzte Modellgitter ist in **Tabelle 4.2** dargestellt.

Um die Konvergenz einer ausreichend großen Zahl an Ringmodellen zu erreichen, mussten für die unterschiedlichen Parameterkombinationen ausgewählte Linienübergänge (**Tabelle B.1**), insbesondere im Bereich $\lambda > 1,1 \times 10^5 \text{ \AA}$, manuell aus den in **Tabelle 4.3** zusammengefassten Atomdaten entfernt werden. Hierbei wurde stichprobenartig sichergestellt, dass der spektrale Verlauf nicht beeinflusst wird. Des Weiteren war es in einigen Ausnahmefällen notwendig, einzelne nicht berechenbare Ringe durch Spektren benachbarter Ringe auszutauschen (**Tabelle B.2**). Auf Grund des geringen Abstands (**Gleichung 4.1**), des angenomme-

Tabelle 4.2.: Σ - T_{eff} -Parameterraum der Modellrechnungen. Für mit ✓ markierte Parameterkombinationen erreichten ausreichend viele Ringmodelle einer chemischen Mischung (Mix, Abschnitt 4.1) Konvergenz. Für × konnte hingegen kein Scheibenspektrum erstellt werden.

T_{eff}/K	Σ/gcm^{-2}	Chondrit				Mix	Bulk Earth			
		0,1	0,3	0,5	0,7		0,1	0,3	0,5	Mix
4500	·	✓	·	·	CH.0	·	✓	·	BE.0	
	·	✓	·	·	CH.1	·	✓	·	BE.1	
	·	✓	·	·	CH.2	·	✓	·	BE.2	
5000	✓	✓	✓	✓	CH.0	✓	✓	✓	BE.0	
	✓	✓	✓	✓	CH.1	✓	✓	✓	BE.1	
	✓	✓	✓	✓	CH.2	✓	✓	✓	BE.2	
6000	×	✓	✓	·	CH.0	·	✓	✓	BE.0	
	·	✓	×	·	CH.1	·	✓	✓	BE.1	
	·	✓	×	·	CH.2	·	✓	✓	BE.2	

nen konstanten T_{eff} - und Σ -Verlaufs und der homogenen chemischen Zusammensetzung der Scheibe ist anzunehmen, dass sich Spektren benachbarter Ringe nur geringfügig unterscheiden und die Ersetzung somit keinen entscheidenden Einfluss auf das Gesamtspektrum der Scheibe hat.

4.1. Einfluss der chemischen Zusammensetzung

Die chemische Zusammensetzung der hier vorgestellten Modelle wurde in ACDC über die Angabe der Massenbruchteile ω_j für jedes in den Atomdaten betrachtete Element j festgelegt, wobei sich ω_j als Verhältnis der gesamten Masse M_j des jeweiligen Elements zu M_{disk} ergibt:

$$\omega_j = \frac{M_j}{M_{\text{disk}}} \quad (4.2)$$

Tabelle 4.3.: Statistik der atomaren Niveaus und Übergänge der in den Modellen verwendeten TMAD-Daten.

Ion	Niveaus	Übergänge	Ion	Niveaus	Übergänge
H I	16	45	Si I	30	29
H II	1	0	Si II	25	35
C I	33	19	Si III	34	27
C II	47	32	Si IV	1	0
C III	1	0	S I	33	52
O I	96	13	S II	23	37
O II	47	26	S III	1	0
O III	1	0	Ca I	28	3
Mg I	38	31	Ca II	44	21
Mg II	31	29	Ca III	1	0
Mg III	1	0			

ACDC überprüft vor der Berechnung die Randbedingung

$$\sum_j \omega_j \stackrel{!}{=} 1 \quad (4.3)$$

und renormiert gegebenenfalls alle ω_j entsprechend. Technisch bedingt ist die Angabe einer H-Häufigkeit in ACDC für jedes Modell zwingend erforderlich. Die Absenz der H α -Emissionslinie in den beobachteten Spektren lässt jedoch darauf schließen, dass $\omega_{\text{H}} < 1\%$ (Werner et al., 2009) ist. Für die Modellierung in dieser Arbeit wurde daher $\omega_{\text{H}} = 10^{-8}$, vor der Renormierung, gewählt.

Für die Häufigkeitsverteilung der verunreinigenden Metalle in den WZ-Atmosphären stellten verschiedene Arbeiten (z. B. Klein et al., 2010; Farihi et al., 2013) eine große Ähnlichkeit (Abbildung 2.2) zur chemischen Zusammensetzung von CI Chondriten (CH) und der BE-Mischung (Tabelle 4.4) fest. Unter der Prämisse, dass die Verunreinigungen eine Staubscheibe als Ursprung haben und die gasförmige Scheibe aus demselben Material hervorgeht, sollte die chemische Mischung der gasförmigen Komponente ebenfalls der CH- oder BE-Häufigkeitsverteilung entsprechen.

Beide Mischungen ähneln einander insofern, als die Hauptbestandteile (in Summe > 84%) durch die Elemente O, Fe, Mg und Si gebildet werden, wohingegen die nächst häufigeren Elemente

wie Ca, Ni und Al, mit je $\omega_j \approx 1\%$ beziehungsweise 2% deutlich geringer vorhanden sind. Große Unterschiede zwischen beiden Zusammensetzungen zeigen sich bei S und C mit einer größeren Häufigkeit im Fall von CH gegenüber $\omega_j < 1\%$ bei BE.

Tabelle 4.4.: Häufigkeiten der Hauptbestandteile der CH- (Lodders, 2003) und BE-Zusammensetzung (McDonough, 2003), sowie der zur Modellierung verwendeten renormierten Basiswerte (XX.0) in $\omega_j \times 100$.

Element	CH	Mischung		
		CH.0	BE	BE.0
H	2,10	$1,27 \times 10^{-6}$	0,03	$1,42 \times 10^{-6}$
C	3,52	4,70	0,07	$1,42 \times 10^{-6}$
O	45,82	60,15	29,70	47,78
Mg	9,59	12,62	15,40	23,33
Al	0,85	—	1,59	—
Si	10,65	14,11	16,10	25,56
S	5,41	7,18	0,64	0,83
Ca	0,91	1,24	1,71	2,50
Fe	18,28	—	32,00	—
Ni	1,06	—	1,82	—

4.1.1. Modelle für die Grundmischungen

Diese Arbeit erweitert mit O, Mg, Si, C und S den Ansatz einer reinen Ca-Scheibe von Werner et al. (2009) um die wichtigsten nicht-Eisen Elemente der CH-Mischung und zusätzliche BE-Modelle. Um hierbei dieselben atomaren Datensätze benutzen zu können, wurden im Fall der BE-Zusammensetzung vor der Renormierung die Häufigkeit von C auf $\omega_C = 10^{-8}$ gesetzt. Eine Übersicht der verwendeten Häufigkeiten ist in Tabelle 4.4 mit den Mischungen CH.0 und BE.0 angegeben.

Auf Grund der hohen Zahl an möglichen Übergängen erfordert die Berücksichtigung von Fe eine komplexere Beschreibung der atomaren Energieniveaus und Spektrallinien (Rauch und Deetjen, 2003). Entsprechende Atomdaten wurden über den zu TMAD

komplementären Webdienst TIRO^[1] erstellt. Die Modelle mit Fe erwiesen sich jedoch in der Folge als numerisch instabil, so dass keines erfolgreich berechnet werden konnte.

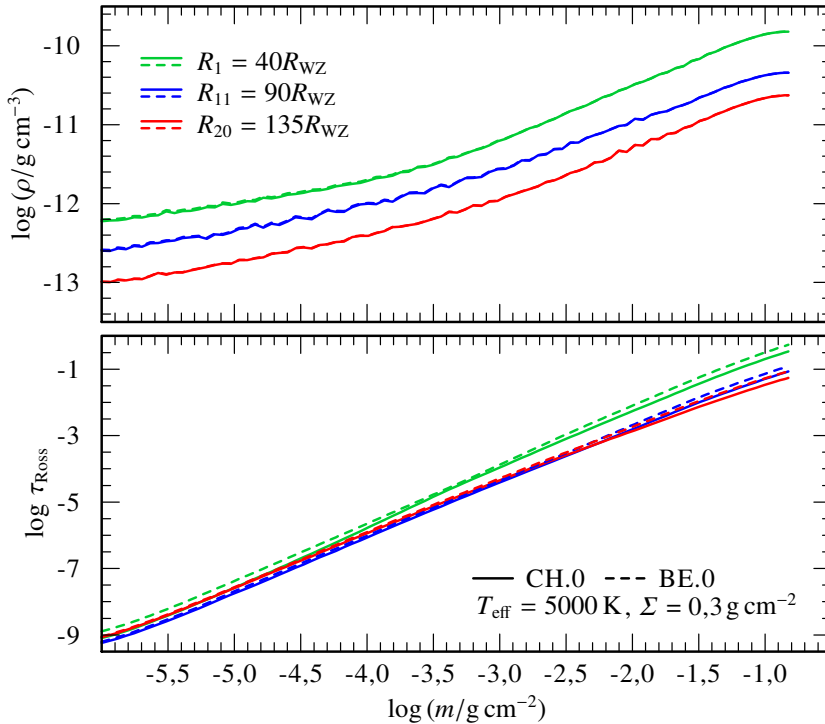


Abbildung 4.1.: Vertikaler Verlauf der Dichte (oben) und der optischen Tiefe (unten) für drei Beispielringe der beiden Grundmischungen CH.0 (durchgezogen) und BE.0 (gestrichelt).

Die vertikale Struktur der Modellscheibe kann anhand der mit ACDC berechneten einzelnen Ringe nachvollzogen werden. **Abbildung 4.1** gibt den Verlauf der Dichteverteilung $\rho(m)$ und der optischen Tiefe $\tau_{\text{Ross}}(m)$ entlang der Säulenmasse m für drei Beispielringe $R_1 = 40R_{\text{WZ}}$, $R_{11} = 90R_{\text{WZ}}$ und $R_{20} = 135R_{\text{WZ}}$ der zentralen Modelle in **Tabelle 4.2** wieder. Hierbei entspricht

[1] Tübingen Iron-Group Opacity, <astro.uni-tuebingen.de/~TIRO> (Müller-Ringat, 2013)

$\log m \rightarrow -\infty$ der Scheibenoberfläche und $\log m = \frac{H}{2}$ der Scheibenmittelebene. Beide Mischungen zeigen keine wesentlichen Unterschiede bezüglich $\rho(m)$ und $\tau_{\text{Ross}}(m)$. Die Scheiben sind in beiden Fällen durchgehend optisch dünn ($\tau_{\text{Ross}} < 1$). Die Dichte nimmt von der Scheibenmittelebene zur Oberfläche hin gleichförmig ab, wobei innere Ringe dichter sind als weiter außen liegende.

In **Abbildung 4.2** ist die vertikale Temperaturschichtung $T(m)$ derselben Beispielringe dargestellt. Für den Bereich nahe der Scheibenmittelebene gleichen sich die Verläufe, wobei $T(m = \frac{H}{2})$ mit dem Radius stetig zunimmt. Die chondritischen Ringe weisen eine geringfügig höhere Temperatur von $\Delta T \approx 200\text{K}$ auf. Nahe der Oberfläche ist in den CH-Modellen ein deutlicher Temperaturanstieg zu erkennen, welcher umso stärker ausfällt, je näher der entsprechende Ring am zentralen WZ liegt (**Abbildung 4.3**). Ab $R_{15} = 110R_{\text{WZ}}$ verschwindet diese Temperaturüberhöhung wieder vollständig und die Verläufe beider Mischungen gleichen sich erneut einander an (Ring 20 in **Abbildung 4.2**). Da keines der Modelle die Einstrahlungseffekte des WZ auf die Scheibenoberfläche berücksichtigt, muss es sich bei dem Heizeffekt um einen internen Effekt der verwendeten CH-Zusammensetzung handeln.

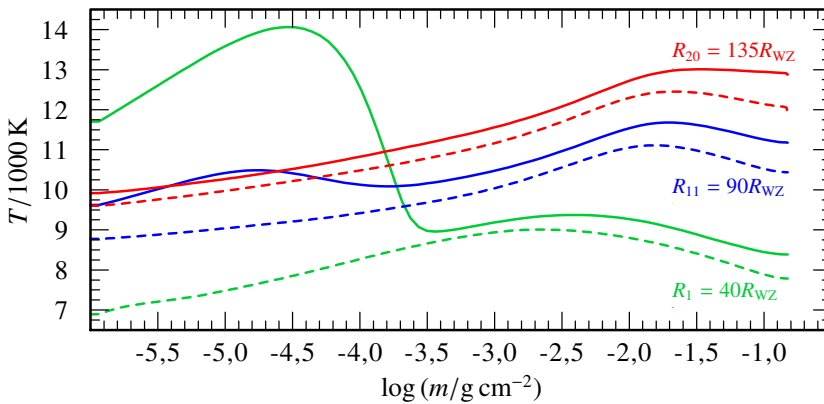


Abbildung 4.2.: Vertikaler Verlauf der Schichtungstemperatur für dieselben Modelle wie in **Abbildung 4.1**.

Ein entsprechender Unterschied in der vertikalen Struktur bei verschiedener chemischer Mischung lässt sich ebenfalls im Ioni-

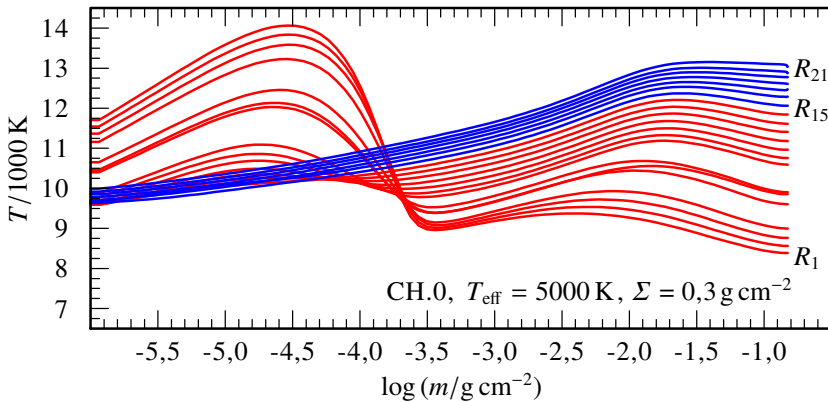


Abbildung 4.3.: Vertikaler Verlauf der Schichtungstemperatur aller CH.0-Modellringe. Der Temperaturanstieg innerer Ringe ($R < R_{15}$, rot) verschwindet zum Scheibenaußenrand hin ($R \geq R_{15}$, blau).

sationsbruchteil ζ_i wiederfinden. Die in [Abbildung 4.4](#) deutlich zu erkennenden Wechsel der Ionisationsstufen I und III für C, O, Mg, S und Ca beziehungsweise Si I und Si IV bei CH.0-Modellen, erfolgen jeweils bei demselben $\log m$ wie der Temperaturanstieg in [Abbildung 4.3](#). Wie zuvor fällt der Ionisationsumschlag bei Ringen mit größerem Radius zunehmend schwächer aus und in den BE-Modellen ([Abbildung 4.5](#)) ist ein derartiger Wechsel gar nicht zu beobachten.

Aus den oben beschriebenen einzelnen Ringmodellen kann eine ausgedehnte Akkretionsscheibe zusammengesetzt werden ([Abschnitt 3.3](#)). Zum Vergleich der beiden Basismischungen CH.0 und BE.0 wurden hierfür 20 der 21 modellierten Ringe herangezogen, so dass sich eine Scheibenausdehnung von $R_{\text{in}} = 40R_{\text{WZ}}$ bis $R_{\text{out}} = 135R_{\text{WZ}}$ ergibt. Die radiale Struktur der modellierten Scheiben ist in [Abbildung 4.6](#) gezeigt. Im Gegensatz zum konstanten $\Sigma(R) = 0,3 \text{ g cm}^{-2}$, kann T_{eff} in ACDC nur näherungsweise eingestellt werden. In den gezeigten Modellen ([Abbildung 4.6](#) oben) liegt der gewählte Wert für alle Ringe bei konstanten $T_{\text{eff}} = 5000 \text{ K}$. Die vom Scheibeninnenrand her abklingende Abweichung von der Soll-Temperatur beträgt sowohl für CH.0 als auch BE.0 weniger als 5,5%. Die Scheibenhöhe $\frac{H}{2}$ ([Abbildung 4.6](#) unten) zeigt für beide Mischungen einen identischen Verlauf. Die beiden auf-

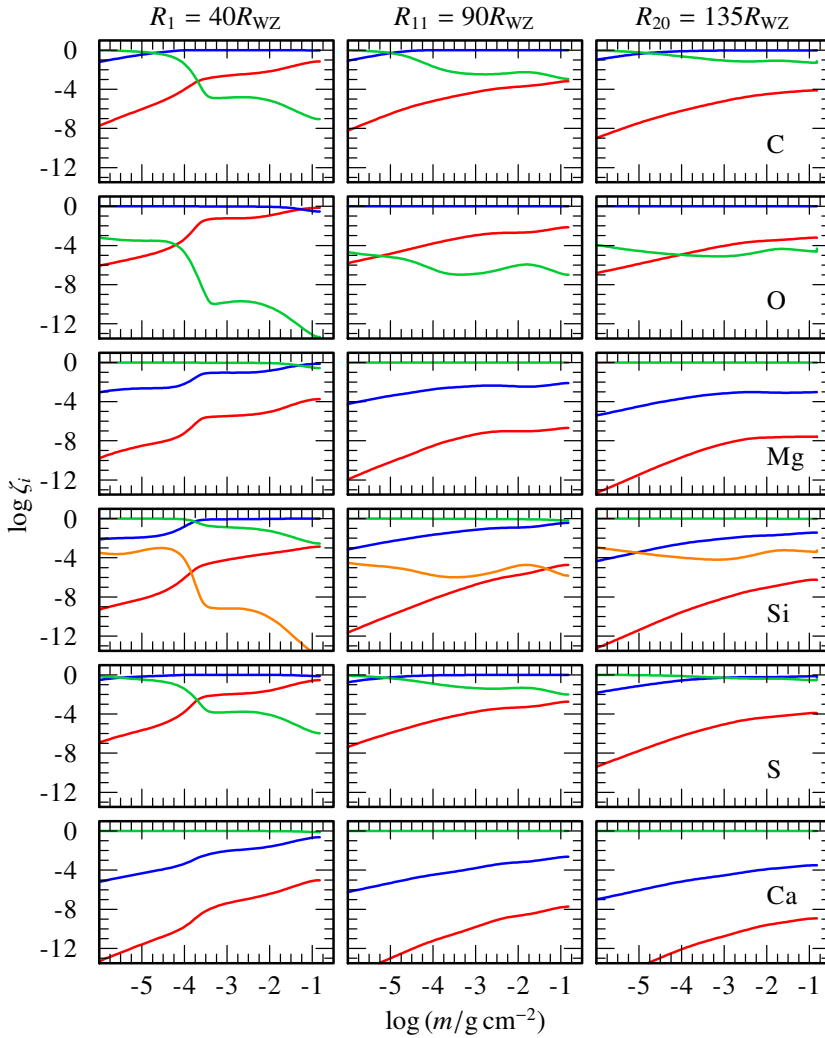


Abbildung 4.4.: Verlauf der Ionisationsbruchteile (Ionisationsstufe I in rot, II in blau, III in grün und IV in orange) der in CH.0 berücksichtigten Elemente C, O, Mg, Si, S und Ca.

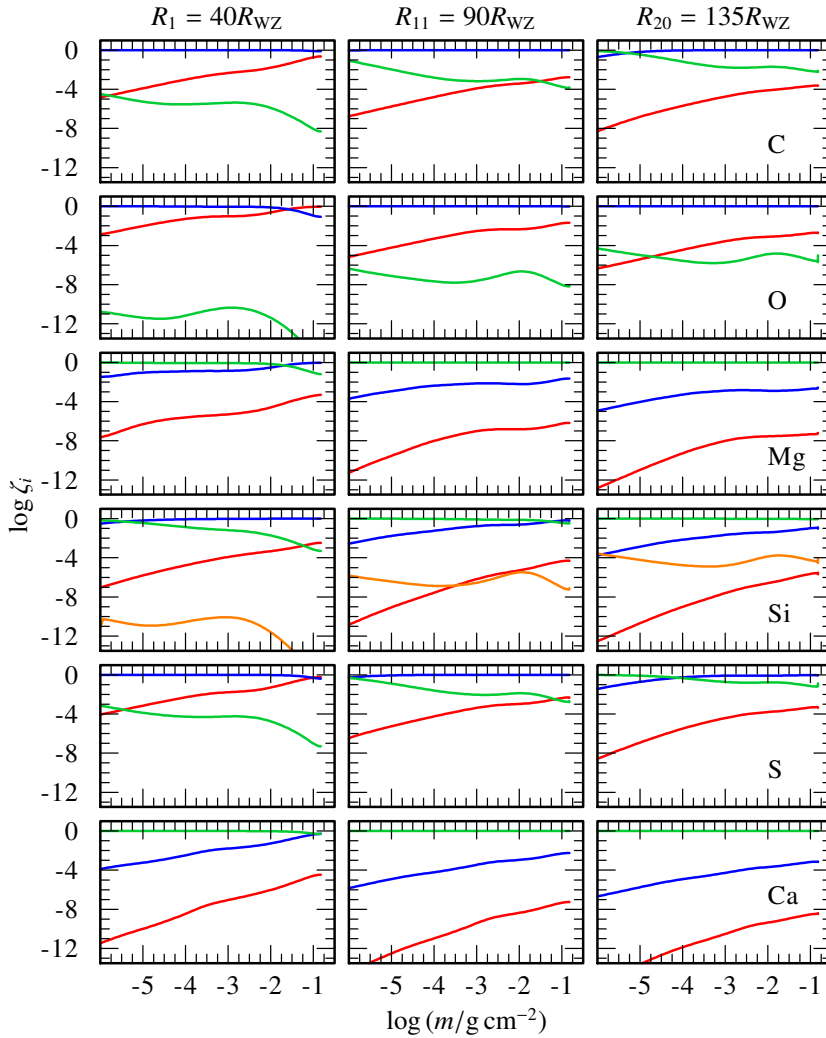


Abbildung 4.5.: Verlauf der Ionisationsbruchteile (Ionisationsstufe I in rot, II in blau, III in grün und IV in orange) der in BE.0 berücksichtigten Elemente C, O, Mg, Si, S und Ca.

fälligen Sprünge bei R_5 und R_8 , die sich auch in der Temperaturstruktur wiederfinden lassen, ergeben sich numerisch bereits in der ersten Iteration der Ringmodelle.

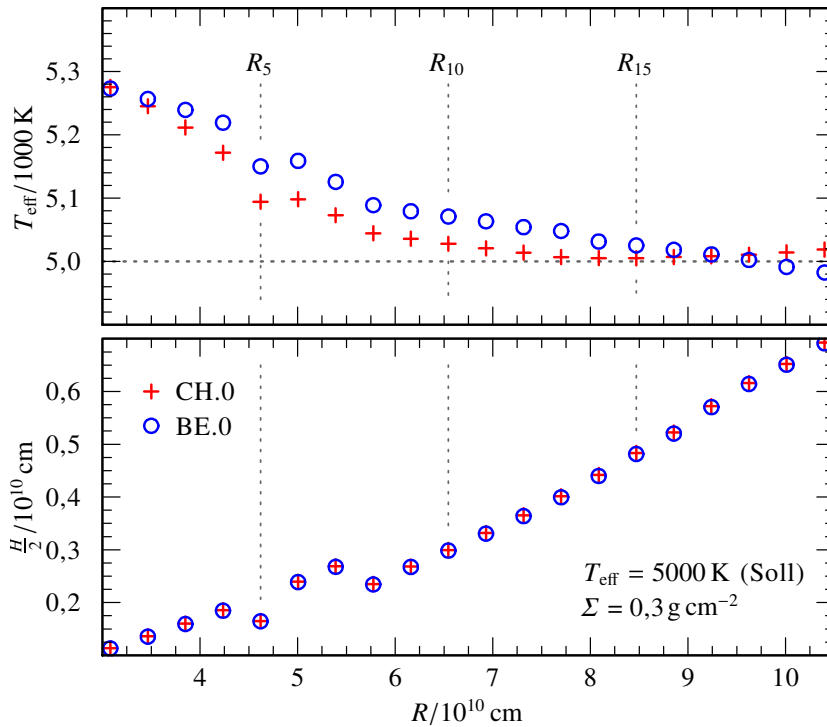


Abbildung 4.6.: Radialer Verlauf der Effektivtemperatur (oben, mit der Soll-Temperatur $T_{\text{eff}} = 5000$ K repräsentiert durch eine gestrichelte, horizontale Linie) und Scheibenhöhe (unten) für die Akkretionsscheibenmodelle mit CH.0 (rote Kreuze) und BE.0 (blaue Kreise).

Abbildung 4.7 zeigt die synthetischen Spektren beider Modellscheiben für einen Inklinationwinkel von $i = 60^\circ$ im Bereich zwischen $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ und $10\,000 \text{ \AA}$. Diese und alle weiteren in der Arbeit gezeigten Modellspektren wurden für eine bessere Darstellung mittels einer Gauß-Funktion mit einer Halbwertsbreite von 2 \AA geglättet. Zur Identifikation sind jene Linien mit einem

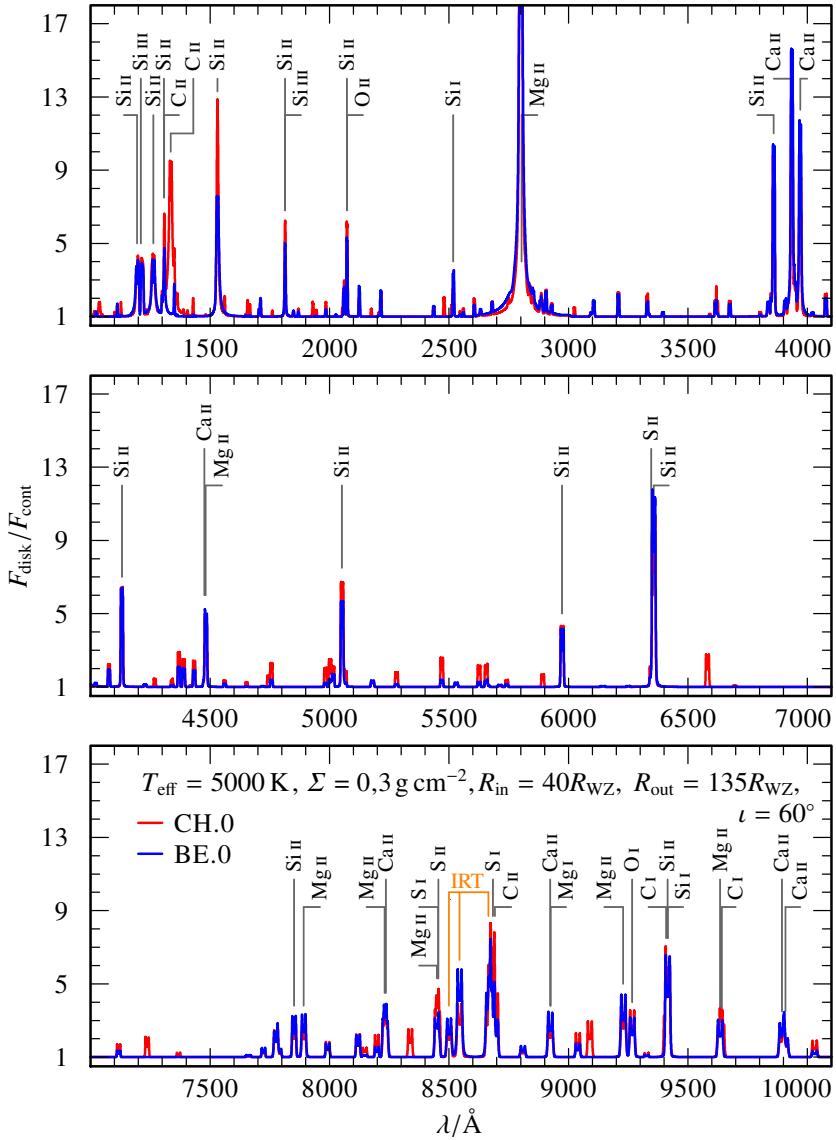


Abbildung 4.7.: Synthetische Spektren der Modellscheiben für die Mischungen CH.0 (rot) und BE.0 (blau). Die Linienmarkierung beschränkt sich auf Linien mit $F_{\text{rel}} \geq 3,0$.

relativen Flussmaximum im Linienpeak von

$$F_{\text{rel}} = \frac{F_{\text{disk}}}{F_{\text{cont}}} \geq 3,0 \quad , \quad (4.4)$$

bezogen auf den Kontinuumsfluss F_{cont} des jeweiligen Modells, markiert. Wegen des stark unterschiedlichen C-Anteils (Tabelle 4.4), zeigen sich die deutlichsten Abweichungen zwischen den Modellen in den Emissionslinien von C, insbesondere in der Abwesenheit der 1335 Å-Linie im BE.0-Modell. Die überlagernde Emission anderer Elemente maskieren ähnliche Befunde für die C-Linien bei $\lambda = 1308 \text{ \AA}$, 8760 \AA , 9408 \AA und 9642 \AA . Darüber hinaus fällt auf, dass die Si II-Linien des BE.0-Modells mit $\omega_{\text{Si}} = 25,56\%$ durchwegs schwächer ausgeprägt sind, als für CH.0 mit einem Massenanteil von $14,11\%$. F_{rel} der Si-Linie bei 1531 \AA reduziert sich um einen Faktor 0,55 besonders stark gegenüber dem CH-Fall.

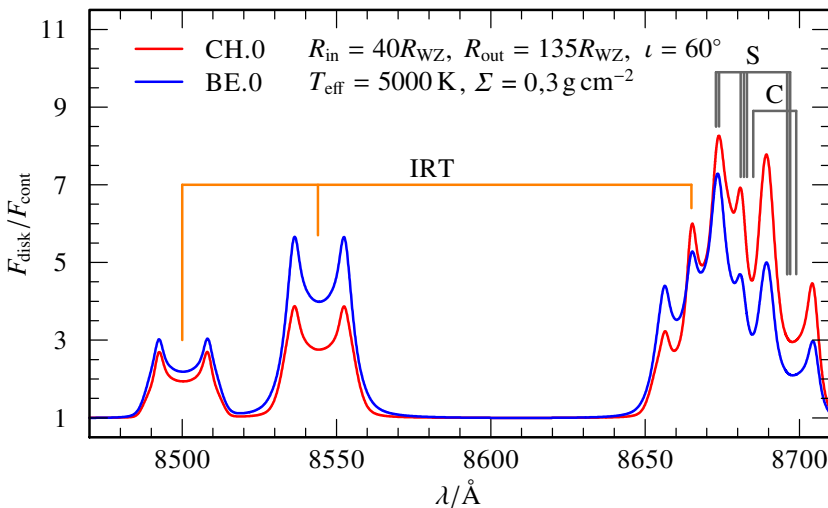


Abbildung 4.8.: Relativer Fluss der synthetischen Spektren aus [Abbildung 4.7](#) im Bereich des IRT.

Das für die metallreichen Gasscheiben kennzeichnende IRT ([Abschnitt 2.2](#)) ist in beiden Modellen in [Abbildung 4.7](#) deutlich innerhalb des Nah-IR ($\lambda > 7800 \text{ \AA}$) zu erkennen. Eine Vergrößerung auf den Wellenlängenabschnitt im Bereich des IRT ist in

Abbildung 4.8 dargestellt. Auf Grund des höheren $\omega_{\text{Ca}} = 2,50\%$ ist die IRT-Emission des BE.0-Spektrums stärker ausgeprägt als für das CH-Modell mit $\omega_{\text{Ca}} = 1,24\%$. Diese Änderung des F_{rel} fällt jedoch für die drei Komponenten des Triplets unterschiedlich deutlich aus. Während die Emission bei $\lambda = 8498\text{\AA}$ nahezu unverändert erscheint, steigert sich die Peakhöhe für die 8542\AA -Linie um einen Faktor 1,45. Im langwelligen Bereich des Triplets sind mit einem C II-Dublett ($\lambda = 8685\text{\AA}$ und 8699\AA) und einem Si I-Multiplett (neun Komponenten mit $\lambda = 8673\text{\AA}$, 8673\AA , 8674\AA , 8681\AA , 8682\AA , 8683\AA , 8696\AA , 8696\AA und 8697\AA) Metalllinien vorhanden, welche die Ca-Emission bei $\lambda = 8662\text{\AA}$ stark überlagern. Um das IRT ohne diese Vermischung zu untersuchen, wurden die beiden grundlegenden Häufigkeitsverteilungen leicht verändert.

4.1.2. Modelle mit abgewandelten Mischungen

Die beiden Grundmischungen CH.0 und BE.0 stellen den jeweiligen Ausgangspunkt für weitere, ähnliche chemische Zusammensetzungen dar. Die Modellsätze mit diesen abgewandelten Mischungen sind im Rechnungsgitter (**Tabelle 4.2**) mit XX.1 und XX.2 bezeichnet. Im Fall der chondritischen Häufigkeitsverteilung CH.1 beträgt der C-Anteil mit $\omega_{\text{C}} \times 100 = 0,49$ nur noch etwa 10% des Ausgangswertes. Für CH.2 wurde hingegen die S-Häufigkeit auf 10% zu $\omega_{\text{S}} \times 100 = 0,77$ reduziert. BE.1 und BE.2 besitzen ausschließlich reduzierte S-Anteile mit $\omega_{\text{S}} = 8,4 \times 10^{-2}\%$ beziehungsweise $\omega_{\text{S}} = 8,4 \times 10^{-3}\%$, also 10% beziehungsweise 1% des ursprünglichen BE.0-Wertes. Eine Übersicht über die sich durch die Renormierung ergebenden neuen ω_j aller berücksichtigten Elemente ist in **Tabelle 4.5** gegeben.

Der Einfluss der chemischen Zusammensetzung auf den vertikalen Verlauf von $T(m)$ wurde bereits in **Abbildung 4.2** festgestellt. Der auffällige Temperaturanstieg innerer Ringe für $m \rightarrow -\infty$ findet sich in **Abbildung 4.9** auch für die abgewandelten chondritischen Mischungen CH.1 und CH.2 wieder (obere Bildhälfte). Mit der Häufigkeitsreduktion in CH.1 schwächt sich die Intensität jedoch deutlich ab und verschiebt sich weiter zur Scheibenoberfläche hin. Der Heizeffekt ist demnach zumindest teilweise ein Resultat des C-Anteils im Ringmodell. Für die von vornherein C-freien

Tabelle 4.5.: Renormierte Häufigkeiten der abgewandelten Zusammensetzung (Tabelle 4.4) in $\omega_j \times 100$. Die angestrebte Änderung bezüglich der jeweiligen Grundmischungen sind (farblich) markiert. Mit 0* gekennzeichnete Elemente verbleiben mit einer Häufigkeit von lediglich $\omega_j \approx 10^{-6}$ in den Modellen.

Element	Mischung			
	CH.1	CH.2	BE.1	BE.2
H	0*	0*	0*	0*
C	0,49	5,03	0*	0*
O	62,81	64,30	48,14	48,18
Mg	13,18	13,50	23,51	23,53
Si	14,73	15,08	25,75	25,77
S	7,50	0,77	$8,39 \times 10^{-2}$	$8,43 \times 10^{-3}$
Ca	1,29	1,32	2,52	2,52

BE-Mischungen (untere Bildhälfte) verbleibt $T(m)$ dementsprechend für alle betrachteten Mischungen nahezu identisch zur Grundmodellsschichtung ohne einen solchen Temperaturanstieg.

Die Veränderungen der Vertikalstruktur der inneren CH.1-Ringe gegenüber den CH.0-Modellen lässt sich auch im Verlauf der $\zeta_i(m)$ wiedererkennen. **Abbildung 4.10** zeigt am Beispiel von Si (**Abbildung C.1** für die Gesamtübersicht aller modellierten Metalle), wie der reduzierte ω_C -Wert zur Abschwächung der zuvor abrupten Ionisationsumschläge führt und sich gleichmäßigere Kurvenverläufe, insbesondere für Ringe mit kleinerem R , ergeben. Für andere vertikale und radiale Strukturparameter der Modellscheiben ergibt sich kein Zusammenhang mit der chemischen Zusammensetzung. So sind $\rho(m)$, $\tau(m)$ oder auch $H(R)$ nahezu deckungsgleich mit den Verläufen der Grundmischungsmodelle.

Ziel der Häufigkeitsreduktion war es, die Überlagerung des IRT durch die Emissionslinien anderer Metalle abzuschwächen. **Abbildung 4.11** stellt die synthetischen Spektren des entsprechenden Wellenlängenbereichs für die verschiedenen CH-Modelle (obere Bildhälfte) dar. Entgegen der deutlichen Änderung in der vertikalen Struktur, hat das Herabsetzen auf 10% des ursprünglichen ω_C (CH.1) keine Auswirkungen auf den Flussverlauf im IR-Bereich des Triplets. Erst die Reduktion des S-Anteils im

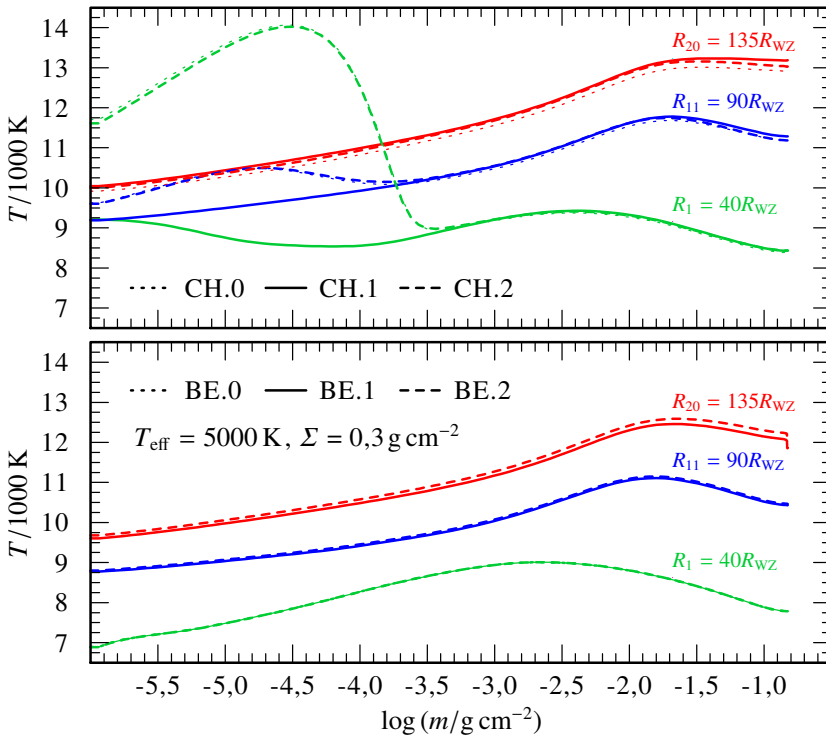


Abbildung 4.9.: Verlauf der vertikalen Schichtungstemperatur für je drei Ringmodelle mit den CH- (oben) und BE-ähnlichen (unten) chemischen Zusammensetzungen aus [Tabelle 4.5](#).

CH.2-Modell bewirkt einen Rückgang der Flussstärke. Die Überlagerung der Ca II-Linien bleibt jedoch weiterhin deutlich sichtbar bestehen. Erst gleichzeitige Reduktion von C- und S-Häufigkeit führen zum gewünschten Ergebnis ([Abbildung C.2](#), aber für $T_{\text{eff}} = 6000\text{ K}$ und eine größere Scheibe). Die so erhaltenen Anteile mit $\omega_{\text{S}} \times 100 < 6,026 \times 10^{-3}$ und $\omega_{\text{C}} \times 100 < 0,3931$ entsprechen dem nahezu kompletten Entfernen der beiden Elemente aus der Mischung. Die verbliebene chemische Zusammensetzung unterscheidet sich damit nur noch wenig von den BE-Mischungen.

Im Fall der BE-Mischung fehlt von Beginn an der Einfluss der C-Linien in der IRT-Region. Entsprechend kann nur die Häufig-

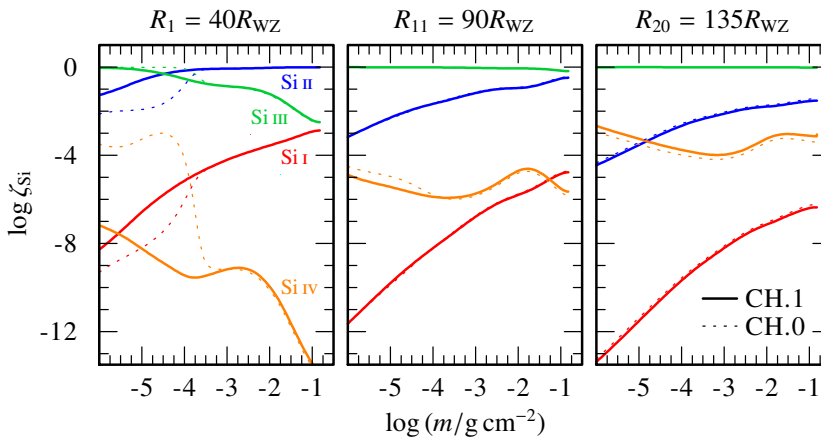


Abbildung 4.10.: Verlauf der Si-Ionisationsbruchteile für drei CH.1-Ringe (durchgezogen) im Vergleich zu den entsprechenden CH.0-Modellen (gestrichelt).

keit von S reduziert werden, um die überlagernde Emission zu vermindern (Abbildung 4.11 unten). Für die $\omega_{\text{S}} \times 100 = 8,43 \times 10^{-3}$ der BE.2-Mischung ist das S-Multiplett soweit abgeschwächt, dass das IRT als einziges erkennbares Signal verbleibt.

Zusammenfassend ergibt sich für beide in der bisherigen Literatur (z. B. Klein et al., 2010; Farihi et al., 2013) vorgeschlagenen Häufigkeitsverteilungen der Trümmerscheiben ein ähnliches Bild. Das IRT als aktuell einziges in allen Gasscheiben nachgewiesenes Emissionssignal tritt deutlich hervor, wird jedoch im Falle der CH- und BE-Basishäufigkeiten durch weitere Metalllinien überlagert. Durch die demnach nötige Reduktion der entsprechenden C- und S-Häufigkeiten gleichen sich die beiden untersuchten Durchmischungen deutlich an. Das beste Ergebnis ergibt sich mit der BE.2-Zusammensetzung.

4.2. Einfluss der Effektivtemperatur

Da der Heiz- und Erzeugungsprozess des Scheibengases noch nicht abschließend geklärt ist (Abschnitt 2.2) verbleibt T_{eff} als freier Parameter der Modellierung. Vorangegangene Untersuchungen

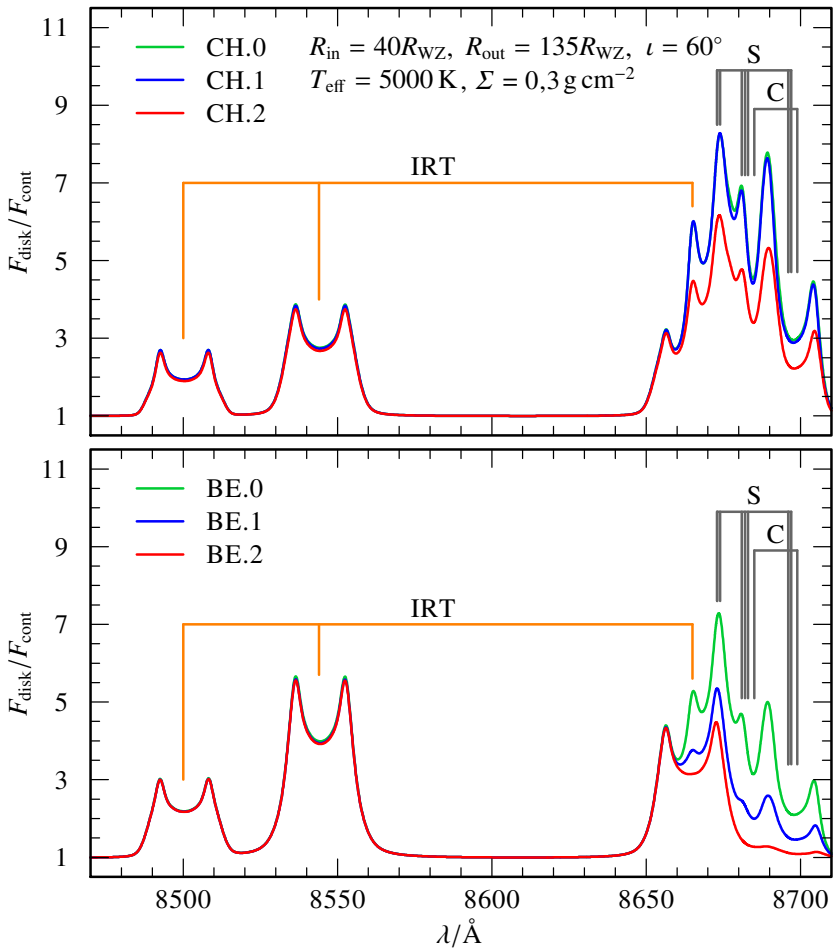


Abbildung 4.11.: Relativer Fluss der synthetischen Spektren im Bereich des IRT für drei CH- (oben) und drei BE-ähnliche Mischungen (unten).

(u. a. Gänsicke et al., 2006; Werner et al., 2009; Melis et al., 2010) ergaben für die Gasscheiben ein $T_{\text{eff}} = 5000\text{ K}$ bis 6000 K . Entsprechend wurden im Rahmen dieser Arbeit für die drei CH- und die drei BE-Mischungen Ringmodelle mit jeweils $T_{\text{eff}} = 4500\text{ K}$, 5000 K und 6000 K berechnet. Ein ursprünglich geplantes erweitertes Modellgitter zwischen 4000 K und 7000 K und einer Schrittweite von $\Delta T_{\text{eff}} = 500\text{ K}$ konnte auf Grund numerischer Instabilitäten der Rechnungen nicht umgesetzt werden.

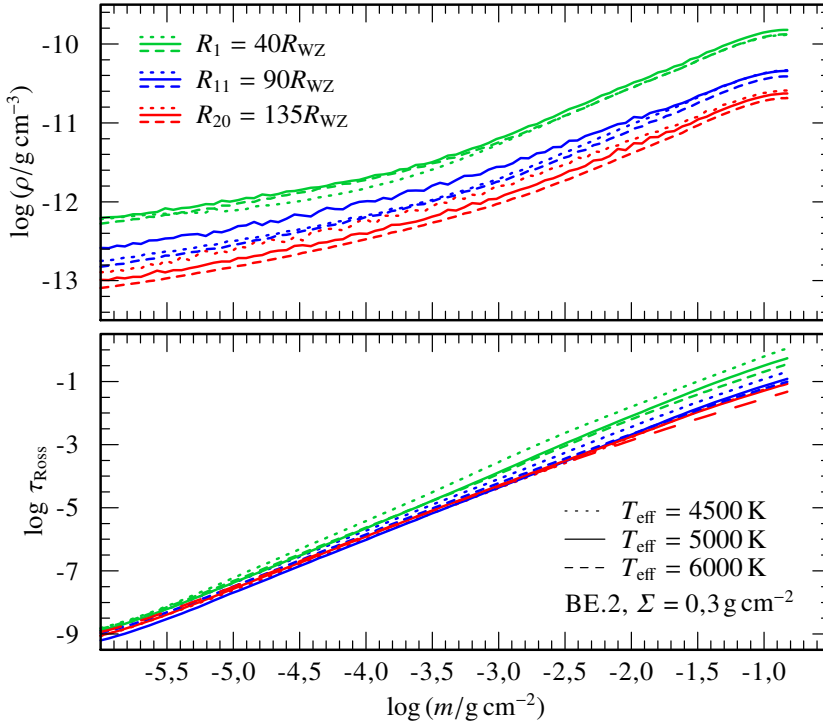


Abbildung 4.12.: Vertikaler Verlauf der Dichte (oben) und optischen Tiefe (unten) für drei Beispielringe der BE.2-Mischung mit $T_{\text{eff}} = 4500\text{ K}$ (gepunktet), 5000 K (durchgezogen) und 6000 K (gestrichelt).

Die in der oberen Hälfte von **Abbildung 4.12** dargestellte Dichtestruktur der Ringmodelle zeigt für alle drei T_{eff} eine nahezu identisch verlaufende Abnahme hin zur Scheibenoberfläche, wo-

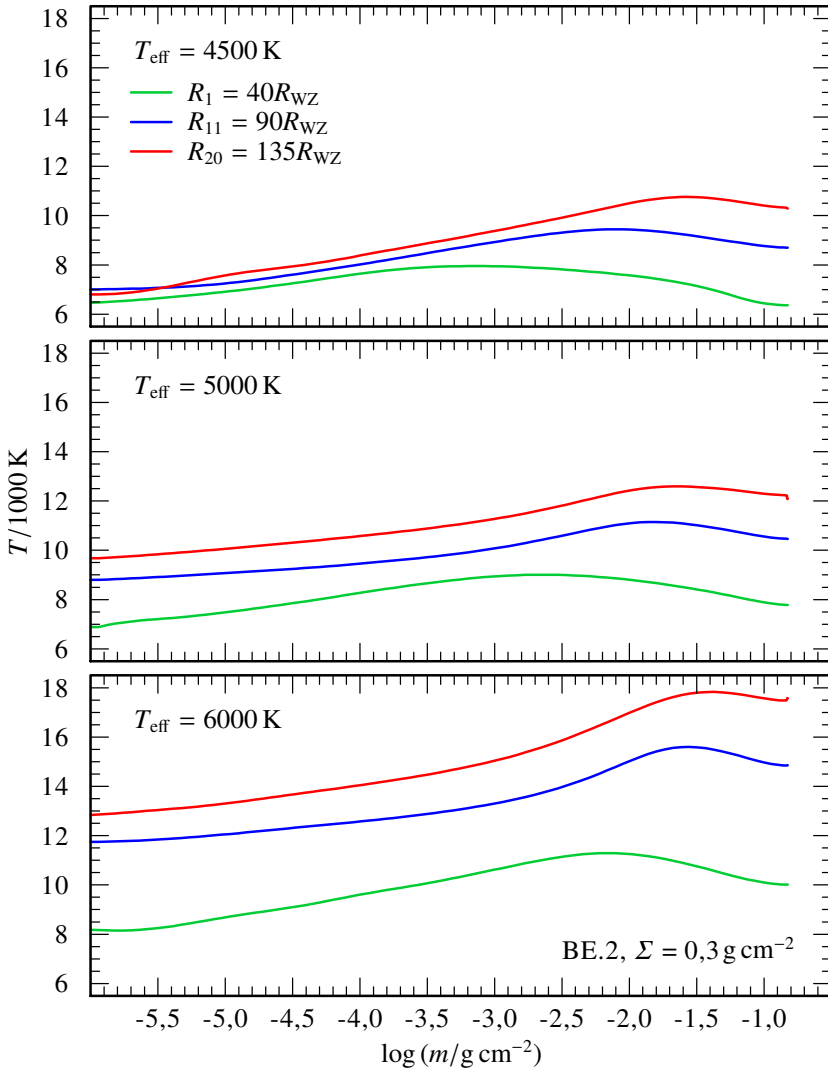


Abbildung 4.13.: Vertikaler Verlauf der Schichtungstemperatur für dieselben Ringe wie in **Abbildung 4.12** für die drei $T_{\text{eff}} = 4500 \text{ K}$ (oben), 5000 K (mittig) und 6000 K (unten).

bei Ringe nahe dem Zentralobjekt dichter sind als am Außenrand der Scheibe. Abgesehen von den innersten 4500 K-Modellen sind alle Ringe durchgehend optisch dünn (Abbildung 4.12 unten). Da mit BE.2 eine von Beginn an C-freie Mischung gewählt wurde, ergibt sich in **Abbildung 4.13** kein Anstieg von $T(m)$ zur Scheibenoberfläche hin. Das Maximum von $T(m)$ verlagert sich jedoch mit zunehmendem T_{eff} näher an die Mittelebene, wobei außerdem ein generell höherer $T(m)$ -Verlauf für höhere T_{eff} beobachtet wird. Dieser Anstieg des Verlaufs fällt für die gezeigten äußeren Ringe R_{11} und R_{20} deutlicher aus als für den innersten Ring R_1 .

Die angestrebte Konstanz von T_{eff} kann für die beiden kälteren Sets mit maximalen Abweichungen von etwa 5,5% am innersten Rand der Scheibe als umgesetzt betrachtet werden (Abbildung 4.14, obere Bildhälfte). Für $T_{\text{eff}} = 6000\text{K}$ zeigen sich deutlichere Abweichungen vom Soll-Wert. Ab R_8 steigt T_{eff} zum Außenrand hin stetig an. Die Abweichung für den äußersten dargestellten Ring R_{20} beträgt bei $T_{\text{eff}}(R_{20}) = 6636,16\text{K}$ etwa 11%. Dieser Temperaturanstieg ist vermutlich rein numerisch begründet, konnte jedoch nicht abschließend vermieden werden, ohne Einschnitte in die Konsistenz der Gesamtlösung der Modellierung hinzunehmen. Bei der Scheibendicke (Abbildung 4.14, untere Bildhälfte) zeigen die beiden kälteren Scheibenmodelle Unstetigkeiten, wie sie bereits zuvor in **Abbildung 4.6** beobachtet wurden. Der Verlauf von $H(m)$ für $T_{\text{eff}} = 6000\text{K}$ ist hingegen nahezu glatt und weist keine dieser numerischen Sprünge auf.

Im Gesamtspektrum der Modelle in **Abbildung 4.15** lassen sich deutliche Unterschiede zwischen den drei verschiedenen T_{eff} erkennen. Die Emissionslinien von Si II werden mit steigender Temperatur stärker. Insbesondere im kurzwelligen Bereich zwischen $\lambda = 1000\text{\AA}$ und 2300\AA (oberster Ausschnitt) dominieren die Si-Emissionen hierdurch für $T_{\text{eff}} = 6000\text{K}$ (grün) das Spektrum. Die Stärke der Emissionslinien der anderen Elemente geht hingegen mit größerem T_{eff} merklich zurück. Bereits beim Wechsel von $T_{\text{eff}} = 4500\text{K}$ (rot) zu 5000K (blau) reduziert sich der maximale F_{rel} der Fraunhofer H&K-Linien des Ca II auf etwa 70% sowohl für die kurzwellige ($\lambda_{\text{H}} = 3935\text{\AA}$) als auch die langwellige Komponente ($\lambda_{\text{K}} = 3970\text{\AA}$). Für $T_{\text{eff}} = 6000\text{K}$ beträgt F_{rel} nur noch 45% des 4500 K-Flusses.

Dieser Rückgang ist auch für das IRT (unterster Bildausschnitt, orange) klar zu beobachten und in **Abbildung 4.16** vergrößert dar-

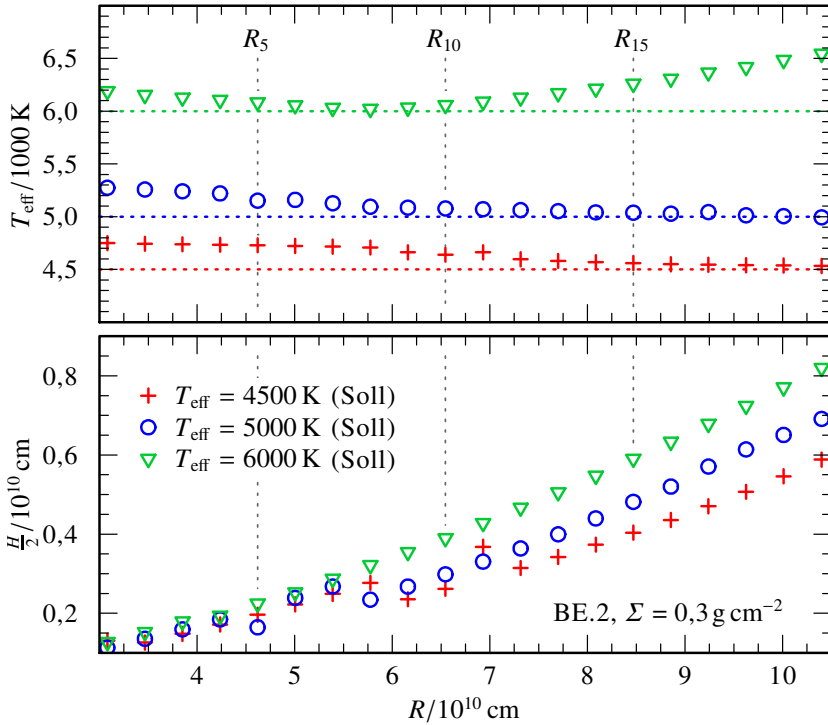


Abbildung 4.14.: Radialer Verlauf der Effektivtemperatur (oben, Soll-Temperatur jeweils als gestrichelte, horizontale Linie) und Scheibenhöhe (unten) für Scheibenmodelle mit $T_{\text{eff}} = 4500$ K (rote Kreuze), 5000 K (blaue Kreise) und 6000 K (grüne Dreiecke).

gestellt. Es ist erkennbar, dass sich die T_{eff} -Änderung für jede der Komponenten des Ca II-Tripletts unterschiedlich stark auswirkt. Zur Quantifizierung der Linienänderung wird die sogenannte Äquivalentbreite W_λ herangezogen:

$$W_\lambda = \int_0^\infty \frac{F_{\text{cont}} - F_{\text{disk}}}{F_{\text{cont}}} d\lambda = \int_0^\infty 1 - \frac{F_{\text{disk}}}{F_{\text{cont}}} d\lambda \quad (4.5)$$

W_λ beschreibt anschaulich die Breite eines auf das Kontinuum normierten Rechtecks mit dem gleichen Flächeninhalt wie dem zwischen untersuchter Spektrallinie und Kontinuum ein-

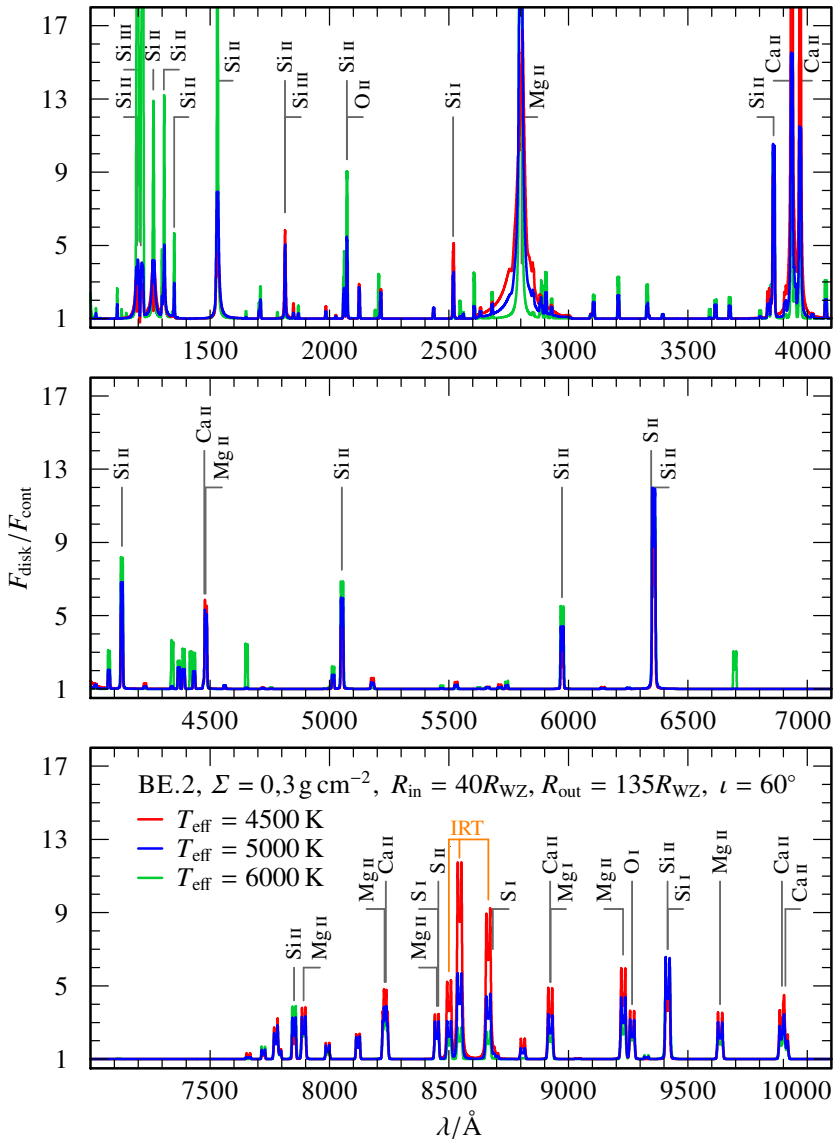


Abbildung 4.15.: Synthetische Spektren der Modellscheiben mit $T_{\text{eff}} = 4500 \text{ K}$ (rot), 5000 K (blau) und 6000 K (grün). Die Linienmarkierung beschränkt sich auf Linien mit $F_{\text{rel}} \geq 3,0$.

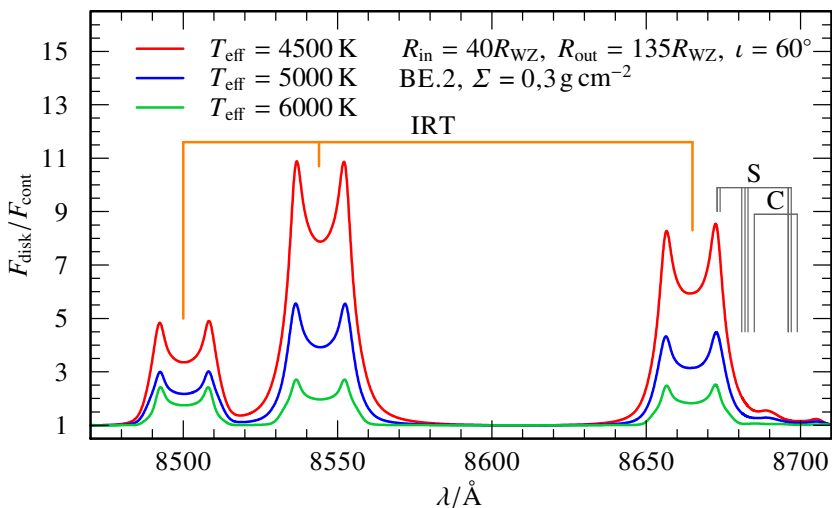


Abbildung 4.16.: Relativer Fluss der synthetischen Spektren mit $T_{\text{eff}} = 4500\text{ K}$ (rot), 5000 K (blau) und 6000 K (grün) im Bereich des IRT.

geschlossenen Bereich. Da sich die in [Gleichung 4.5](#) gegebene Definition an einer Absorptionslinie orientiert, ergibt sich aus $F_{\text{disk}} > F_{\text{cont}}$ bei Emissionslinien ein $W_{\lambda} < 0$. Die mit Hilfe einer in IDL geschriebenen Routine ([Anhang A.4](#)) bestimmten Werte für W_{λ} ([Tabelle 4.6](#)) zeigen, dass sich mit Zunahme von T_{eff} die IRT-Linien abschwächen und untereinander angleichen. Für $T_{\text{eff}} = 6000\text{ K}$ weisen die drei Komponenten in etwa den gleichen Wert für W_{λ} auf.

Tabelle 4.6.: Äquivalentbreite W_{λ} der drei IRT-Komponenten für die verschiedenen T_{eff} -Modelle aus [Abbildung 4.16](#).

T_{eff}/K	$W_{\lambda}(\lambda_0)/\text{\AA}$ für $\lambda_0 =$		
	8498 \AA	8542 \AA	8662 \AA
4500	-83,9	-226,4	-170,4
5000	-38,9	-95,2	-72,6
6000	-21,8	-30,3	-26,0

Die zusätzlich in **Abbildung 4.16** erkennbare Reduktion der maximalen Linienbreite und das Ausfüllen der Einsenkung zwischen den jeweiligen Doppler-Peaks, lässt auf eine radiale Veränderung des emittierenden Bereichs der Scheibe schließen. Gemäß der **Abbildung 2.4** entspräche die beobachtete Umgestaltung des Linienprofils einer mehrheitlich weiter außen liegenden Emissionsregion.

4.3. Einfluss der Oberflächendichte

Die Beschreibung der Akkretionsscheibe über die Angabe von Σ ermöglicht die Einflussnahme auf die Masse der modellierten Ringe. Im Gegensatz zu T_{eff} geht Σ hierbei ohne weitere Zwischenschritte in die Modellrechnung ein, so dass der angestrebte radiale Verlauf mit $\Sigma(r) = \text{const.}$ tatsächlich erzielt werden kann. Das ausgearbeitete Modellgitter in **Tabelle 4.2** fokussiert sich insbesondere auf die zentrale Modelltemperatur $T_{\text{eff}} = 5000\text{K}$, für die, unabhängig von der chemischen Zusammensetzung, mindestens drei Werte mit $\Sigma = 0,1\text{gcm}^{-2}$, $0,3\text{gcm}^{-2}$ und $0,5\text{gcm}^{-2}$ umgesetzt werden konnten. Für die CH-Mischungen konnten zusätzlich $0,7\text{gcm}^{-2}$ -Scheibenmodelle berechnet werden. Eine Erweiterung der Σ -Modelle hin zu höheren T_{eff} war nur in Teilen, hauptsächlich für die BE-ähnlichen chemischen Zusammensetzungen möglich. In Hinblick auf die Überlagerung des IRT durch zusätzliche Metalllinien werden im Folgenden gemäß **Abschnitt 4.1.2** nur die BE.2-Modelle beschrieben.

Abbildung 4.17 zeigt den für alle drei Σ -Werte zur Scheibenoberfläche hin monoton abfallenden Verlauf der Dichtestruktur der Modellringe. Die unterschiedliche Position der Mittelebene der Akkretionsscheibe (rechtes Ende der Graphen) ergibt sich aus der Normierung der m -Skala über Σ (**Gleichung 3.8**). Mit steigendem Σ verläuft $\rho(m)$ für alle Ringe auf einem höheren Niveau, wobei die Dichtezunahme für verschiedene Ringe unterschiedlich stark ausfällt. Zusätzlich zum vertikalen Dichteverlauf wirkt sich die Änderung von Σ auch auf den $T(m)$ -Verlauf aus (**Abbildung 4.18**), welcher für höhere Σ niedriger und flacher ausfällt. Für $\Sigma = 0,1\text{gcm}^{-2}$ liegt das sich am Außenrand befindende Temperaturminimum im Bereich von $10\,000\text{K}$ bis $12\,000\text{K}$, während die Modelle mit $0,5\text{gcm}^{-2}$ hier nur mehr 6000K bis 8000K

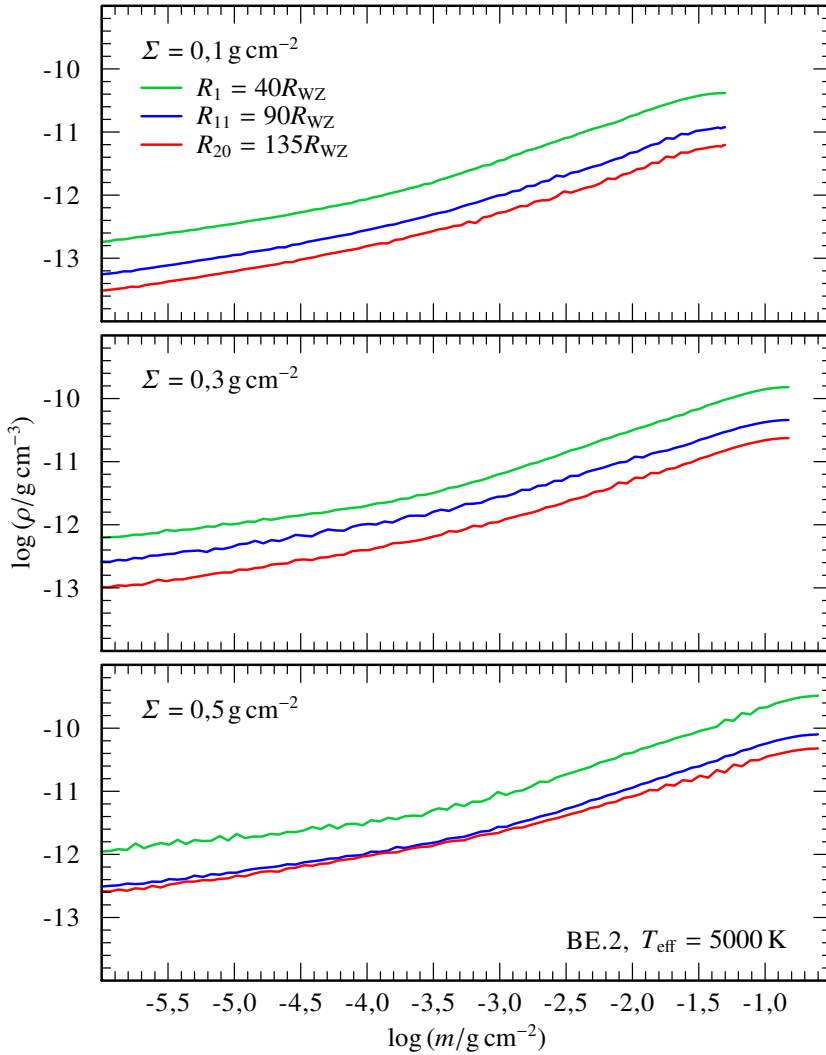


Abbildung 4.17.: Vertikaler Verlauf der Dichte für drei Beispielringe mit $\Sigma(R) = 0,1 \text{ g cm}^{-2}$ (oben), $0,3 \text{ g cm}^{-2}$ (mittig) und $0,5 \text{ g cm}^{-2}$ (unten).

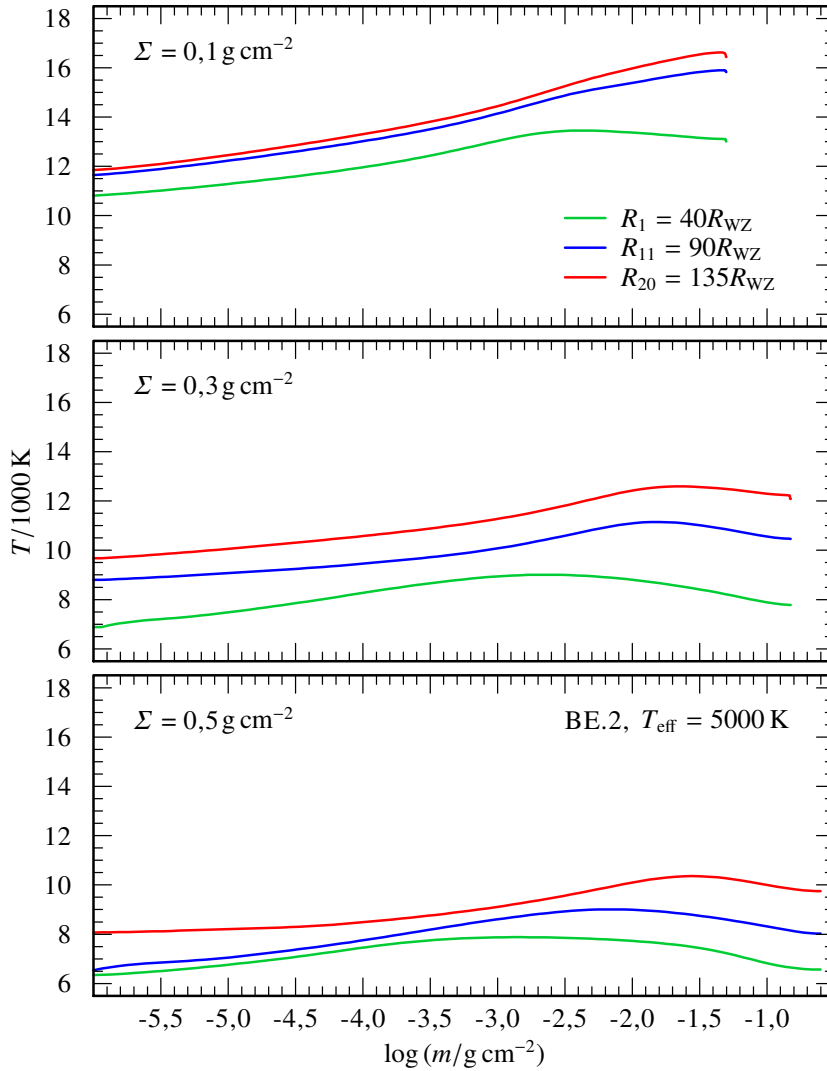


Abbildung 4.18.: Vertikaler Verlauf der Schichtungstemperatur für dieselben Ringe wie in [Abbildung 4.17](#) mit $\Sigma(R) = 0,1\text{ g cm}^{-2}$ (oben), $0,3\text{ g cm}^{-2}$ (mittig) und $0,5\text{ g cm}^{-2}$ (unten).

erreichen. Trotz dieser Dämpfung kann die Temperaturerhöhung, deren Maximum sich für Ringe mit kleinerem Radius näher zur Scheibenmittelebene hin verlagert, weiterhin beobachtet werden. Für $\tau_{\text{Ross}}(m)$ ergibt sich kein besonderer Unterschied für die verschiedenen Σ (Abbildung C.3). Der Verlauf steigt in allen drei Fällen zur Scheibenmittelebene hin an, die Ringe verbleiben jedoch in ihrer gesamten Höhe immer optisch dünn ($\tau_{\text{Ross}} < 1$).

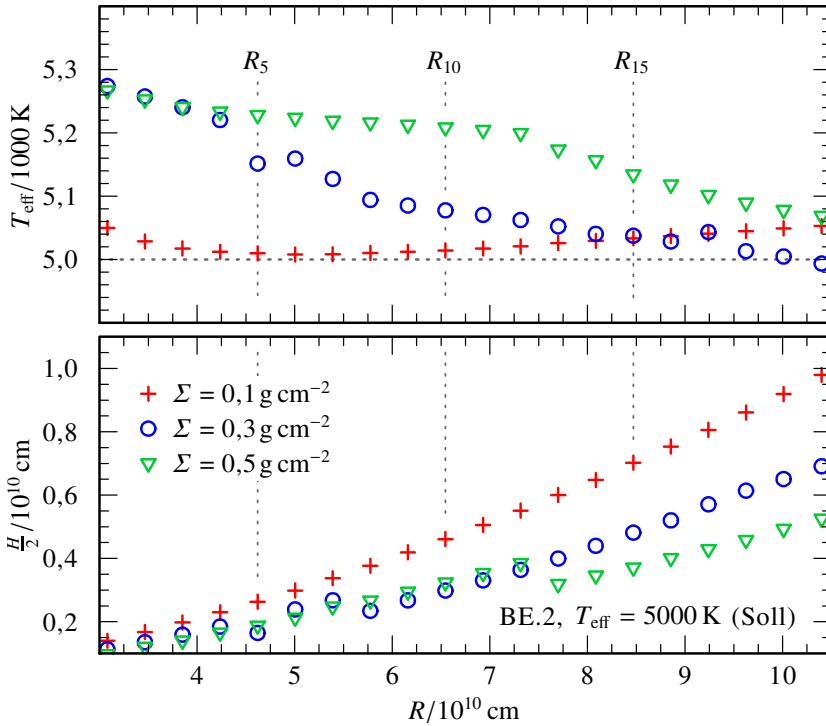


Abbildung 4.19.: Radialer Effektivtemperatur- (oben, Sollwert $T_{\text{eff}} = 5000$ K als gestrichelte, horizontale Linie) und Höhenverlauf (unten) der Modellsets mit $\Sigma(R) = 0,1 \text{ g cm}^{-2}$ (rote Kreuze), $0,3 \text{ g cm}^{-2}$ (blaue Kreise) und $0,5 \text{ g cm}^{-2}$ (grüne Dreiecke).

Der Einfluss von Σ auf die radiale Struktur der Akkretionsscheibe ist in **Abbildung 4.19** dargestellt. Der Verlauf der $T_{\text{eff}}(R)$ (obere Bildhälfte) weist je nach Σ -Wert Abweichungen zum angestrebten Sollwert $T_{\text{eff}} = 5000$ K auf. Während $\Sigma = 0,1 \text{ g cm}^{-2}$ mit

einer maximalen $\Delta T_{\text{eff}} = 52,8\text{K}$ für R_{20} ein nahezu konstantes radiales Temperaturprofile besitzt, fällt dieses für $\Sigma = 0,3\text{g cm}^{-2}$ und $0,5\text{g cm}^{-2}$ vom Scheibeninnen- ($T_{\text{eff}}(R_1) \approx 5300\text{K}$) zum Scheibenaußenrand ($T_{\text{eff}}(R_{20}) \approx 5000\text{K}$) hin deutlich ab. Auch im Hinblick auf $\frac{H}{2}$ (untere Bildhälfte) zeigen sich Unterschiede zwischen den drei Modellsets. Mit steigendem Σ reduziert sich das maximale H am äußersten Rand der Scheibe. Entsprechend verläuft $H(R)$ für $\Sigma = 0,3\text{g cm}^{-2}$ und $0,5\text{g cm}^{-2}$ wesentlich flacher als im Fall des niedrigen $\Sigma = 0,1\text{g cm}^{-2}$.

Abbildung 4.20 gibt das Spektrum der drei Scheibenmodelle mit unterschiedlichem Σ wieder. Das Modell mit dem niedrigsten Σ -Wert zeigt hierbei starke Emissionen von Si II und Mg II sowie neu hervortretende O II- und Si III-Linien. Die Linienstärke reduziert sich jedoch mit ansteigendem Σ , so dass schlussendlich für $\Sigma = 0,5\text{g cm}^{-2}$ der Großteil der zuvor deutlichen erkennbaren Linien unterhalb der gesetzten Grenze von $F_{\text{rel}} \geq 5,0$ liegt.

Am Beispiel des IRT (**Abbildung 4.21**) kann gezeigt werden, dass sich die Verstärkung der Emissionslinien für $\Sigma = 0,1\text{g cm}^{-2}$ zum Teil aus der Flussnormierung ergibt. Eigentlich sinkt die absolute Flussstärke (obere Bildhälfte) des Triplets für höhere Σ -Werte sehr deutlich, da sich jedoch gleichzeitig auch F_{cont} stark reduziert, erscheint F_{rel} (untere Bildhälfte) der drei Linien übermäßig gesteigert. Das IRT weist somit für den niedrigsten Σ -Wert von allen drei betrachteten Modellen die ausgeprägteste relative Emission auf. Gleichzeitig wird die Einsenkung zwischen den Doppler-Peaks einer jeden Linie durch die Flussnormierung in ähnlicher Weise überhöht wiedergegeben.

Tabelle 4.7.: Äquivalentbreite W_λ der drei IRT-Komponenten für die verschiedenen Σ -Modelle aus **Abbildung 4.21**.

$\Sigma/\text{g cm}^{-2}$	$W_\lambda(\lambda_0)/\text{\AA}$ für $\lambda_0 =$		
	8498 \AA	8542 \AA	8662 \AA
0,1	-123,6	-112,7	-110,1
0,3	-38,9	-95,2	-72,6
0,5	-81,7	-205,4	-158,7

Sowohl die in **Tabelle 4.7** vermerkten Werte für W_λ als auch die in **Abbildung 4.21** gezeigten Spektren lassen erkennen, dass

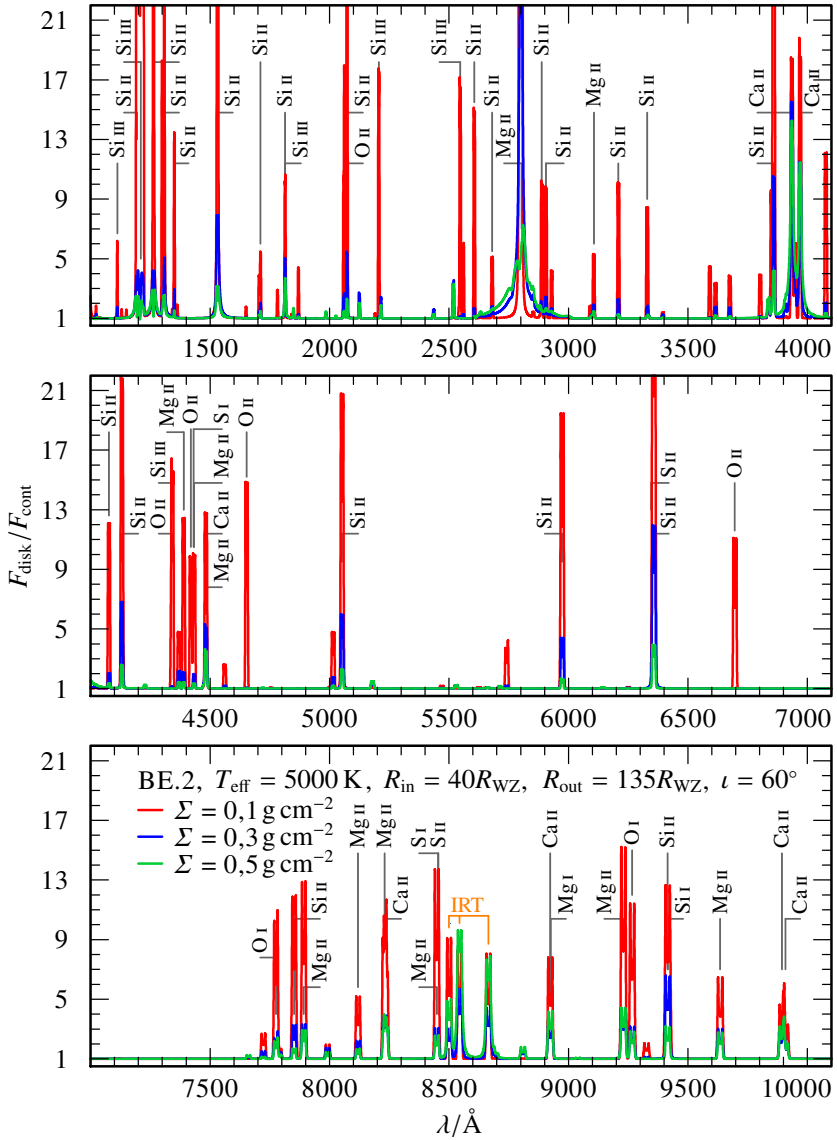


Abbildung 4.20.: Synthetische Spektren der Modellscheiben mit $\Sigma = 0,1 \text{ g cm}^{-2}$ (rot), $0,3 \text{ g cm}^{-2}$ (blau) und $0,5 \text{ g cm}^{-2}$ (grün). Die Linienmarkierung beschränkt sich auf Linien mit $F_{\text{rel}} \geq 5,0$.

sich der Unterschied zwischen den drei Emissionslinien untereinander bei kleineren Σ -Werte zunehmend reduziert. Für $\Sigma = 0,1 \text{ g cm}^{-2}$ sind alle drei Komponenten vergleichbar stark ausgeprägt. Mit dem Abfallen von Σ geht auch eine geringere Linienbreite einher, so dass die Linienflügel den Bereich zwischen den Triplettkomponenten weniger stark auffüllen. Wie bereits in [Abschnitt 4.2](#) kann dies als Verlagerung der Emissionsregion hin zu kleineren Radien gedeutet werden.

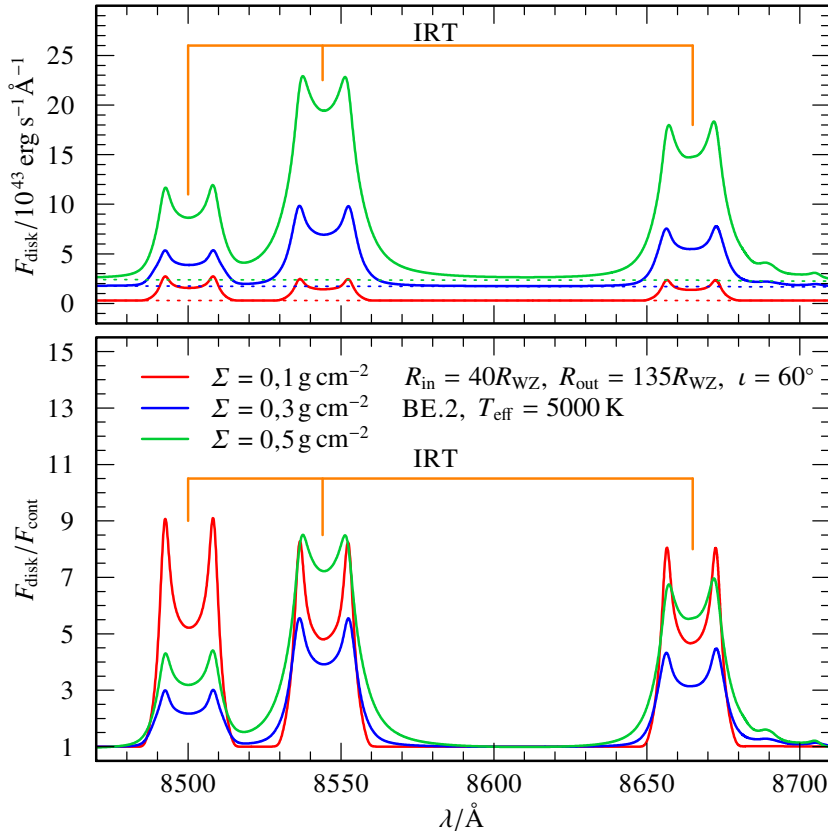


Abbildung 4.21.: Absoluter (oben) und relativer Fluss (unten) der synthetischen Spektren mit $\Sigma = 0,1 \text{ g cm}^{-2}$ (rot), $0,3 \text{ g cm}^{-2}$ (blau) und $0,5 \text{ g cm}^{-2}$ (grün) im Bereich des IRT.

4.4. Einfluss der Scheibengeometrie

Im Gegensatz zu den bisherigen Betrachtungen wirkt sich die Änderung der Scheibengeometrie nicht auf die eigentliche vertikale und radiale Struktur der Scheibe aus. Vielmehr ermöglicht die Variation der in die Integration eingehenden Ringspektren, die dem Beobachter zugängliche Emissionsfläche zu verändern.

4.4.1. Einfluss der Inklination

Im einfachsten Fall erfolgt die Modifikation des Spektrums über die Inklination $\iota \in [0^\circ, 90^\circ]$, gemessen als Winkel zwischen der Flächennormalen der Akkretionsscheibe und der Sichtlinie des Beobachters. Durch die geometrische Projektion der Scheibenfläche A_{disk} auf die Beobachtungsebene verringert sich der flächenintegrierte Fluss $F_{\text{disk}} \propto \cos \iota$ (Gleichung 3.29). Gleichzeitig wirkt sich ι auch auf $v_{\text{rel}} \propto \sin \iota$ (Gleichung 3.28) der einzelnen Ringspektren und damit auf die Doppler-Verbreiterung der Spektrallinien der Scheibe aus. In ACDC werden diese Effekte standardmäßig für fünf Winkel $\iota = 18^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 77^\circ$ und 87° ausgerechnet.

Abbildung 4.22 zeigt das resultierende F_{rel} im Bereich des IRT für das zentrale BE.2-Modell (Tabelle 4.2) bei einer Scheibenausdehnung von $R_{\text{in}} = 3,08 \times 10^{10}$ cm bis $R_{\text{out}} = 1,04 \times 10^{11}$ cm. Durch die kleinere projizierte Fläche bei größerem ι fällt die Linienstärke ab. Gleichzeitig verbreitert sich der Abstand der Doppler-Peaks, während die Einsenkung zwischen den beiden Maxima zunehmend schwächer ausgeprägt ist.

4.4.2. Einfluss des Scheibenaußenrands

Durch den modularen Aufbau der Modellscheibe in Form der einzelnen Ringmodelle, ist es möglich, die maximale Ausdehnung R_{out} der Akkretionsscheibe im finalen Integrationsschritt zu verändern. Die minimale Scheibe besteht hierbei aus zwei Modellringen für deren umschlossene Fläche ein mit Hilfe der Trapezformel gemittelter Flusswert in Gleichung 3.29 eingeht. Bei einer durch mehrere Ringe beschriebenen Akkretionsscheibe ergibt sich der Gesamtfluss als Summe über die Teilstücke zwischen jeweils benachbarten Ringen R_k und R_{k+1} .

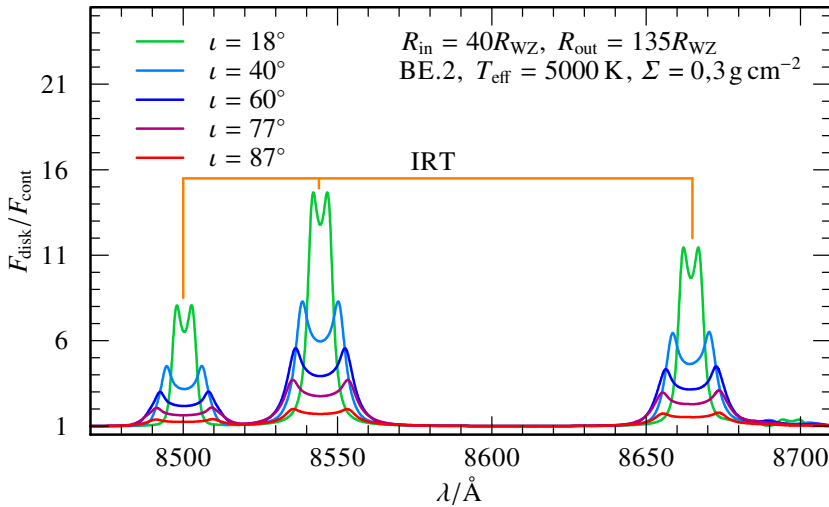


Abbildung 4.22.: Relativer Fluss der synthetischen Spektren des zentralen BE.2-Modells für $\iota = 18^\circ$ (grün) 40° (hellblau), 60° (blau), 77° (violett) und 87° (rot) im Bereich des IRT.

Der obere Abschnitt von **Abbildung 4.23** zeigt den absoluten Flussverlauf im Bereich des IRT für Modellscheiben mit gleichem $R_{\text{in}} = 40R_{\text{WZ}}$ aber einem R_{out} von $60R_{\text{WZ}}$, $85R_{\text{WZ}}$, $110R_{\text{WZ}}$ und dem bisher verwendeten $135R_{\text{WZ}}$. Hieraus ergibt sich A_{disk} jeweils zu $3,68 \times 10^{21} \text{ cm}^2$, $1,03 \times 10^{22} \text{ cm}^2$, $1,93 \times 10^{22} \text{ cm}^2$ und $3,06 \times 10^{22} \text{ cm}^2$. Durch den Zugewinn an Fläche steigt F_{disk} . Da jedoch relativ betrachtet F_{cont} stärker zunimmt als der Flusswert der drei Ca II-Linien, zeigt sich für das kontinuumsnormierte Spektrum (**Abbildung 4.23** unten) eine umgekehrte Reihenfolge. Die flächenmäßig kleinste der vier Scheiben weist demnach die stärkste IRT-Emission mit der größten Linienbreite auf. Aus demselben Grund treten in diesem Fall auch die mittels der Wahl der BE.2-Mischung eigentlich reduzierten Si I-Multiplettlinien wieder mehr in den Vordergrund und überlagern den rotverschobenen Anteil der 8662 \AA -Komponente, so dass sich eine leichte Asymmetrie im Linienprofil ergibt.

Die mit der Scheibengröße beobachtbare Veränderung der Separation zwischen den jeweiligen Doppler-Peaks deutet darauf

hin, dass der dominanteste Anteil der Emission von den äußeren Bereichen der Akkretionsscheibe herrührt. Da die Emission der einzelnen Modellringe mit dem Radius abnimmt (Abbildung C.4, mit F_{ring} dem Flussverlauf vor der Scheibenintegration), lässt sich diese Dominanz wiederum ausschließlich auf die Flächengewichtung während des Integrationschritts zurückführen.

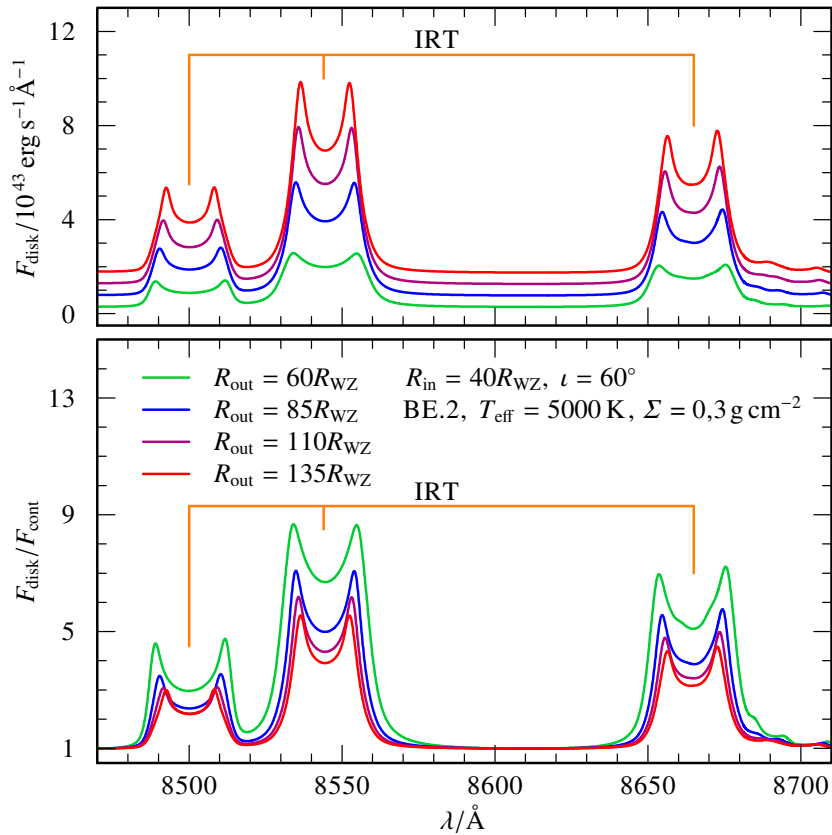


Abbildung 4.23.: Absoluter (oben) und relativer Fluss (unten) der synthetischen Spektren des zentralen BE.2-Modells im Bereich des IRT für Scheiben mit verschiedenem R_{out} .

4.4.3. Einfluss des Scheibeninnenrands

In gleicher Weise wie R_{out} kann die Scheibengröße durch den inneren Radius R_{in} verändert werden. Um den Einfluss von R_{in} detaillierter untersuchen zu können, wurden für die Zentralmodelle beider Mischungen zusätzliche Ringe mit kleinerem R als der zuvor gewählte innerste $R_1 = 40R_{\text{WZ}}$ berechnet. Die fünf im Folgenden mit den Indices A, ..., E bezeichneten Ringe folgen dem in [Gleichung 4.1](#) gewählten Abstand ΔR , so dass $R_A = 1,155 \times 10^{10} \text{ cm} \approx 15R_{\text{WZ}}$. Die vertikale Schichtung ([Abbildung C.5](#)) setzt die zuvor festgestellten Verläufe ([Abbildung 4.17](#) und [Abbildung 4.18](#), jeweils mittig) fort. Erwartungsgemäß zeigt die radiale Struktur ([Abbildung C.6](#)) eine zum WZ abnehmende H und ansteigende T_{eff} , wobei die maximale Abweichung von der Solltemperatur weiterhin geringer als 10% ist.

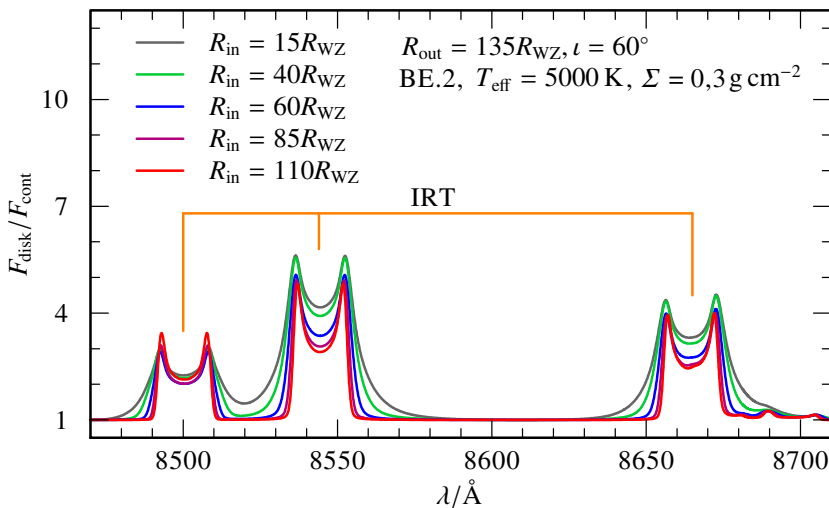


Abbildung 4.24.: Relativer Fluss der synthetischen Spektren des zentralen BE.2-Modells im Bereich des IRT für Scheiben mit verschiedenem R_{in} .

[Abbildung 4.24](#) zeigt den relativen Flussverlauf für BE.2-Modelle mit unterschiedlichem R_{in} . Die maximale Flussstärke des IRT ändert sich mit dem Zugewinn an Fläche zum Systemzentrum hin kaum. Der dominanteste Emissionsbereich befindet sich folg-

lich im Bereich zwischen $R_{15} = 110R_{WZ}$ und $R_{20} = 135R_{WZ}$. Die höhere v_K der Scheibenanteile mit kleinerem R führt jedoch zu einer deutlich stärkeren Doppler-Verbreiterung. Die Flanken der drei Linien fallen weniger steil ab und der Bereich zwischen den Doppelpeaks wird im Fall der 8542 Å- und 8662 Å-Komponenten zunehmend ausgefüllt.

4.4.4. Einfluss einer nicht-axialen Scheibengeometrie

Die Verwendung desselben $I(v, R_i, \varphi)$ für alle $\varphi \in [0^\circ; 360^\circ[$ in der ursprünglichen Implementierung von ACDC repräsentiert die Annahme einer axialsymmetrischen Akkretionsscheibe. Um diese Einschränkung auf eine einfache Scheibengeometrie aufzulösen, wurde ACDC dahingehend abgeändert, im finalen Integrations-schritt eine optionale Mapping-Datei einzulesen, die für jeden Koordinatenpunkt (R_i, φ) eine multiplikative Modifizierung des an dieser Stelle verwendeten Flusswertes ermöglicht. Zur Erzeugung dieser Mapping-Dateien können zusätzlich entwickelte IDL-Routinen herangezogen werden, welche den Modifikationsfaktor für eine nicht-axialsymmetrische Geometrie in Form von Heaviside-Funktionswerten ausdrücken ([Gleichung 3.30](#)).

[Abbildung 4.25](#), die gleichzeitig mit der Mapping-Datei von der IDL-Routine erstellt wurde, repräsentiert ein mögliches Beispiel in Form einer Spiralstruktur mit einer konstanten Breite von 5 Ringen. Für die hervorgehobenen Ringsegmente wird während der Scheibenintegration weiterhin das zuvor berechnete $I(v, R_i, \varphi)$ verwendet, während für den restlichen Ringabschnitt $I(v, R_i, \varphi) = 0$ gilt. Hydrodynamische Modelle zeigen, dass sich eine solche spiralartige Struktur im Anschluss an das Auseinanderbrechen des Planetesimalen am R_{tidal} formen kann, bevor sie sich zu einer elliptisch-exzentrischen Scheibe zusammenschließt ([Hartmann et al., 2011](#)). Kennzeichnend für solche einfachen, nicht-axialsymmetrischen Scheibengeometrien ist eine azimutale Vorzugsrichtung, die im gezeigten Fall über die Orientierung ϕ des äußeren Spiralarms beschrieben wird. Die asymmetrische Verteilung der Materie in der Scheibe führt dazu, dass die in [Abbildung 2.4](#) dargestellten Bereiche in sehr unterschiedlichem Maße zum Geschwindigkeitsprofil der Scheibe beitragen, wobei dieser Beitrag von ϕ abhängt.

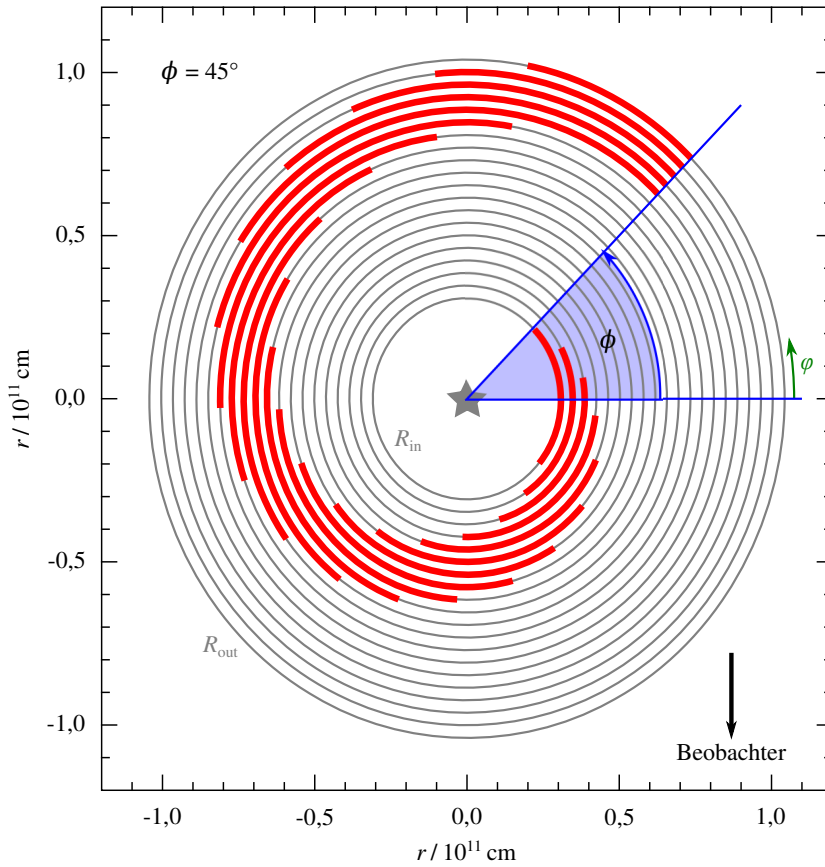


Abbildung 4.25.: Visualisierung einer nicht-axialsymmetrischen, spiralförmigen Akkretionsscheibe (rot) mit einer azimutalen Orientierung ϕ (blau). Grau hinterlegt sind die ursprünglichen axialsymmetrischen Scheibenringe.

Abbildung 4.26 zeigt eine spiralförmige Akkretionsscheibe mit unterschiedlicher Orientierung, wobei jeweils $\Delta\phi = 45^\circ$. Berechnet man zu jeder dieser Situationen das Scheibenspektrum (Abbildung 4.27) erkennt man deutliche Veränderungen im Linienprofil, die sich zyklisch mit ϕ wiederholen.

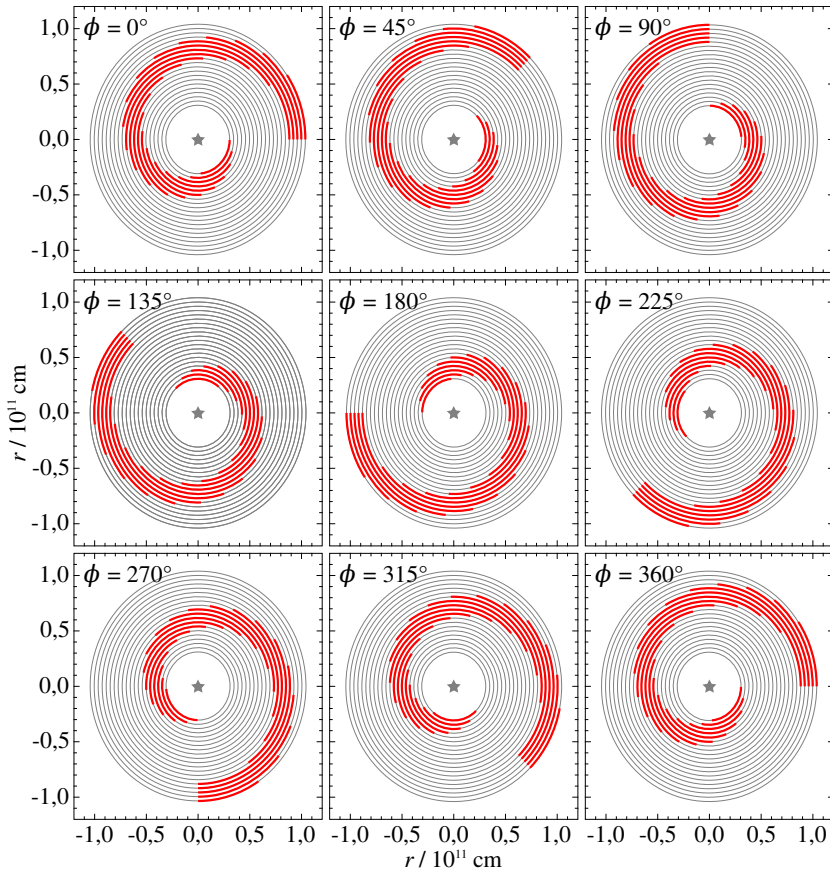


Abbildung 4.26.: Visualisierung der spiralförmigen Akkretionsscheibe (rot) aus [Abbildung 4.25](#) bei unterschiedlicher Orientierung ϕ .

Beginnend mit einem näherungsweise symmetrischen Linienprofil des Modells mit $\phi = 0^\circ$ nimmt das rotverschobene Maximum sowohl in Peakbreite als auch in Flussstärke zunächst ab. Ab

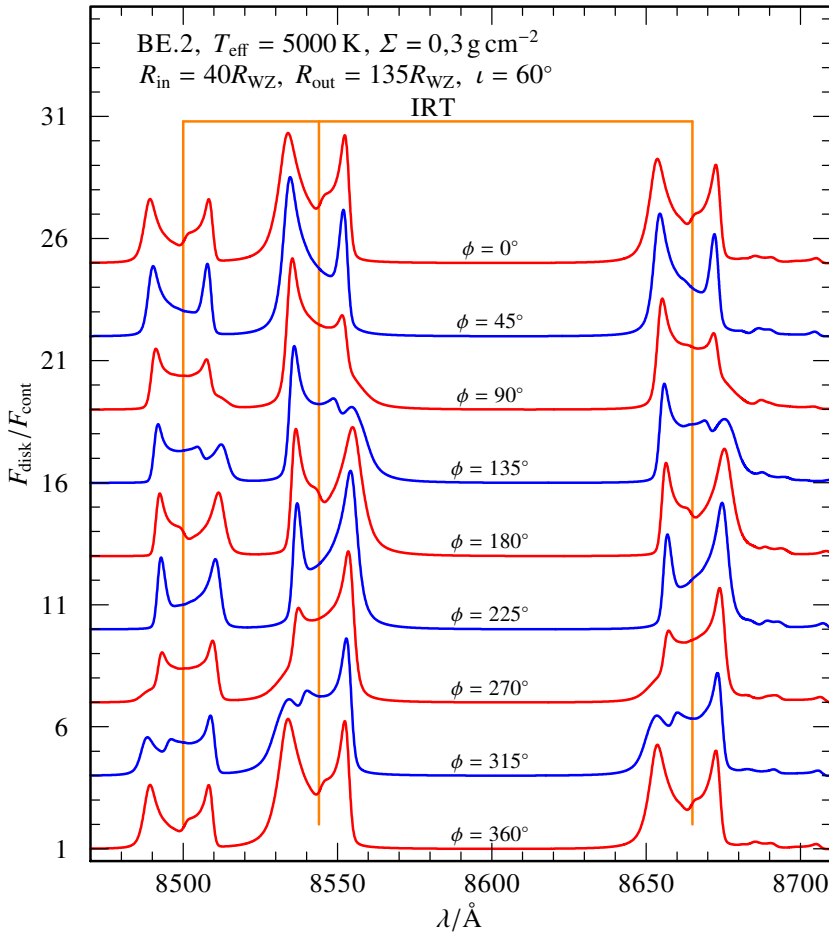


Abbildung 4.27.: Relativer Fluss der synthetischen Spektren des zentralen BE.2-Modells im Bereich des IRT für die in [Abbildung 4.26](#) gezeigten asymmetrischen Scheiben mit verschiedenem ϕ . Die Spektren wurden zur besseren Darstellung nach der Normierung in y-Richtung verschoben.

$\phi = 90^\circ$ kann zusätzlich eine Aufweitung des roten Linienflügels beim Übergang in das Kontinuum hin festgestellt werden. Diese Asymmetrien zwischen der blauen und roten Linienhälfte treten bei $\lambda = 8542\text{\AA}$ und 8662\AA deutlicher hervor als bei der 8498\AA -Komponente. Nach einem halben Zyklus ($\phi = 180^\circ$) kehrt sich das Linienverhalten um, das heißt die Emission des blauen Linienanteils verlagert sich mit größerem Orientierungswinkel ($180^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$) immer stärker vom Doppler-Maximum in den Linienflügel, während sich die rotverschobene Linienkomponente nur wenig ändert.

Je nach Wahl der Parameter für die Scheibengeometrie können die beobachteten Asymmetrien der Linienprofile verändert werden. **Abbildung 4.28** zeigt eine spiralförmige Scheibenstruktur mit einem sich nach außen hin weitenden, bis zu 15 Ringe breiten Spiralarm. Die sich für eine solche Geometrie ergebenden IRT-Linien werden in **Abbildung 4.29** für einen vollen Zyklus von ϕ dargestellt. Die zuvor beschriebenen Änderungen zeigen sich auch hier, jedoch in deutlicherer Ausprägung. Die relative Asymmetrie der Doppler-Peaks und die Flügelverbreiterung, zu erkennen bei $\phi = 135^\circ$ und 315° , fallen stärker aus. Auf Grund der auch innerhalb des Spiralarms ungleichmäßig verteilten Materie ergibt sich ein symmetrisches Linienprofil für einen nicht dargestellten Winkel zwischen $\phi = 45^\circ$ und 90° beziehungsweise zwischen 225° und 270° .

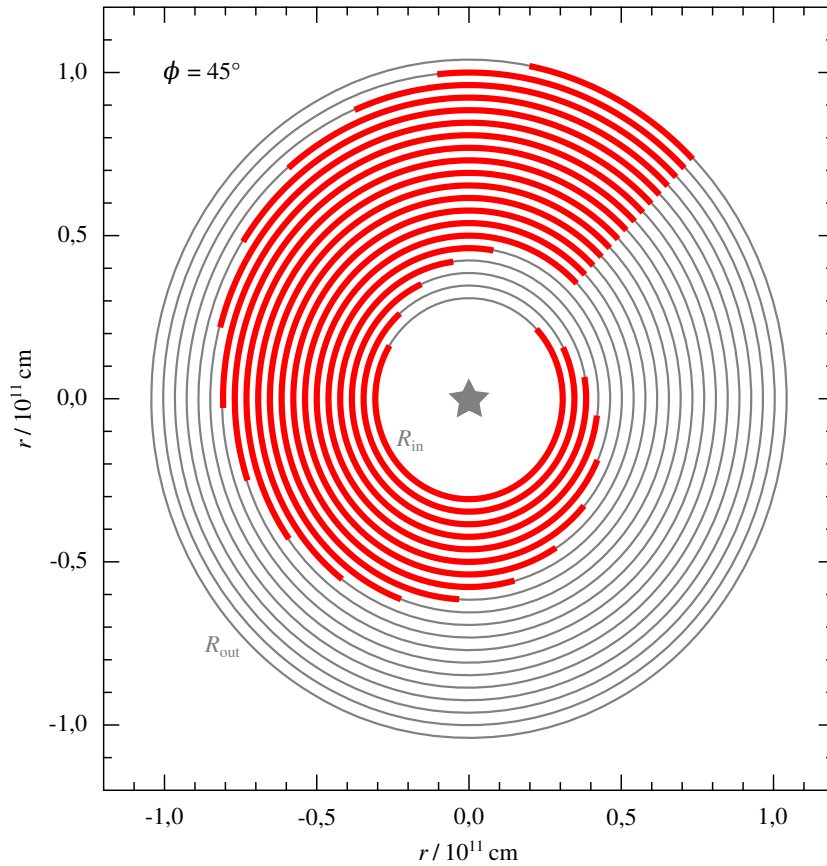


Abbildung 4.28.: Visualisierung einer nicht-axialsymmetrischen, spiralförmigen Akkretionsscheibe (rot), die sich nach außen hin verbreitert. Grau hinterlegt sind die ursprünglichen axialsymmetrischen Scheibenringe.

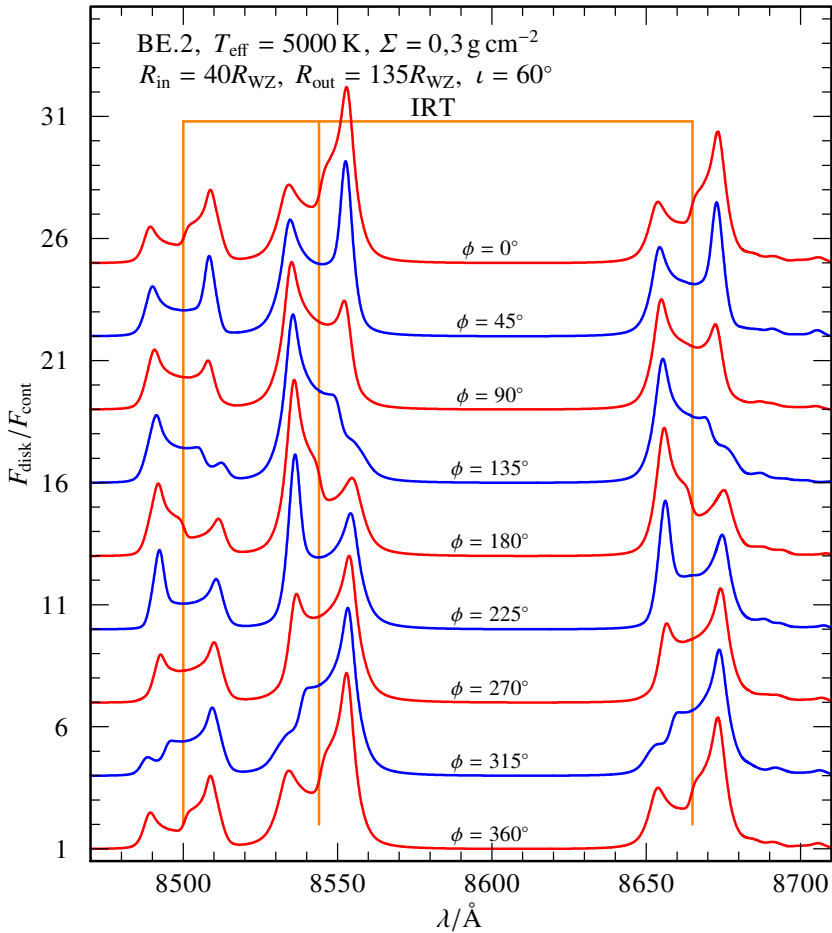


Abbildung 4.29.: Relativer Fluss der synthetischen Spektren des zentralen BE.2-Modells im Bereich des IRT für die in [Abbildung 4.28](#) gezeigte asymmetrische Scheibe mit verschiedenem ϕ . Die Spektren wurden zur besseren Darstellung nach der Normierung in y-Richtung verschoben.

KAPITEL 5.

Resultate für beobachtete Trümmerscheiben

5.1. SDSS J122859.93+104033.0

Anhand des Spektrums^[1] (Abbildung 5.1) im 4. Data Release von SDSS (Adelman-McCarthy et al., 2006) identifizierten Eisenstein et al. (2006) SDSS J122859.93+104033.0 (im weiteren Verlauf mit SDSS 1228 abgekürzt) als WZ der Klasse DA (Tabelle 1.1). Entsprechend der Konvention von McCook und Sion (1999) erhielt das Objekt die Identifikation WD 1226+110. T_{eff} wurde von Eisenstein et al. (2006) zu $22\,125\text{K} \pm 136\text{K}$ und $\log g = 8,22 \pm 0,02$ bestimmt. In einer späteren Untersuchung des 7. SDSS Data Release (Abazajian et al., 2009) bestätigten Girven et al. (2011) die Klassifizierung, zuzüglich eines Vermerks zum in der Zwischenzeit festgestellten IR-Exzess, und ermittelten vergleichbare Parameter mit $T_{\text{eff}} = 22\,037\text{K} \pm 199\text{K}$ und $\log g = 8,19 \pm 0,04$.

Auf Grund einer starken Absorptionslinie von Mg II bei $\lambda = 4482\text{\AA}$ erkannten Gänsicke et al. (2006), dass SDSS 1228 zu den durch Metalle verunreinigten, einzelstehenden WZ (Kapitel 2) gehört. Die Häufigkeit des verschmutzenden Mg wurde zu etwa 70 % des solaren Wertes^[2] bestimmt (Gänsicke et al., 2007). Analysen von COS^[3]-Spektren durch Gänsicke et al. (2012) ergaben ferner photosphärische Werte für C, O, Al, Si, Ca, und Fe, sowie obere Grenzen zu P, S, Cr und Ni. Die resultierende Verteilung ähnelt der BE-Zusammensetzung.

[1] SDSS SpecObjID: 1386152430709794816

[2] Solar $\omega_{\text{Mg}} = 6,918 \times 10^{-4}$ (Scott et al., 2015).

[3] Der Cosmic Origins Spectrograph (<www.stsci.edu/hst/cos>) ist ein Instrument an Bord des HST.

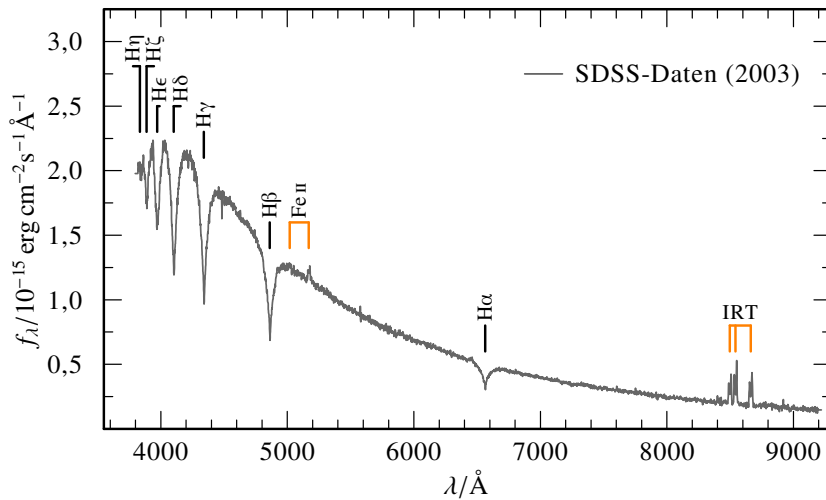


Abbildung 5.1.: SDSS-Daten des beobachteten Flusses f_λ des H-dominierten WZ SDSS 1228 mit den von Gänsicke et al. (2006) identifizierten Emissionslinien von Fe II und Ca II (IRT).

Brinkworth et al. (2009) konnten anhand von ISAAC^[4]-Spektren und photometrischen Messungen den charakteristischen IR-Exzess einer kühlen, metallreichen Staubscheibe nachweisen. Die angepassten Modelle einer passiven, ausschließlich durch den WZ geheizten, optisch dicken, geometrisch dünnen Scheibe ergaben eine radiale Ausdehnung von $R_{\text{in}} = 18R_{\text{WZ}}$ bis $R_{\text{out}} = 107R_{\text{WZ}}$ und damit innerhalb des R_{tidal} von SDSS 1228. Die Scheibeninklination wurde zu $i = 70^\circ$ bestimmt. Die Temperatur des Staubscheibenmodells fällt von $T_{\text{eff}} = 1670\text{K}$ nahe dem WZ auf 450K am Außenrand der Scheibe ab.

SDSS 1228 ist zudem der erste einzelnstehende WZ für den mittels IRT-Emissionslinien eine metallreiche Gasscheibe nachgewiesen werden konnte (Gänsicke et al., 2006). Anhand des Doppler-Profiles wurde der äußere Radius dieser Gasscheibe zu $R_{\text{out}} = 108R_{\text{WZ}}$ (Gänsicke et al., 2008) und der Innenradius zu $R_{\text{in}} = 40 \pm 3R_{\text{WZ}}$ (Melis et al., 2010) bestimmt. Die Emissionsre-

[4] Die [Infrared Spectrometer And Array Camera](http://www.eso.org/public/teles-instr/vlt/vlt-instr/isaac) (<www.eso.org/public/teles-instr/vlt/vlt-instr/isaac>) ist ein Instrument am VLT.

gion des Ca II ist folglich nahezu deckungsgleich mit der von [Brinkworth et al. \(2009\)](#) untersuchten metallreichen Staubscheibe von SDSS 1228.

5.1.1. Modellierung der Gasscheibe

Verglichen mit den später entdeckten metallreichen Gasscheiben anderer WZ, zeichnet sich das IRT von SDSS 1228 durch einen auffallend starken Linienfluss aus. Diese besondere Prominenz erlaubt es, das Linientriplett im Detail mit Hilfe der in [Kapitel 4](#) vorgestellten Modelle zu untersuchen.

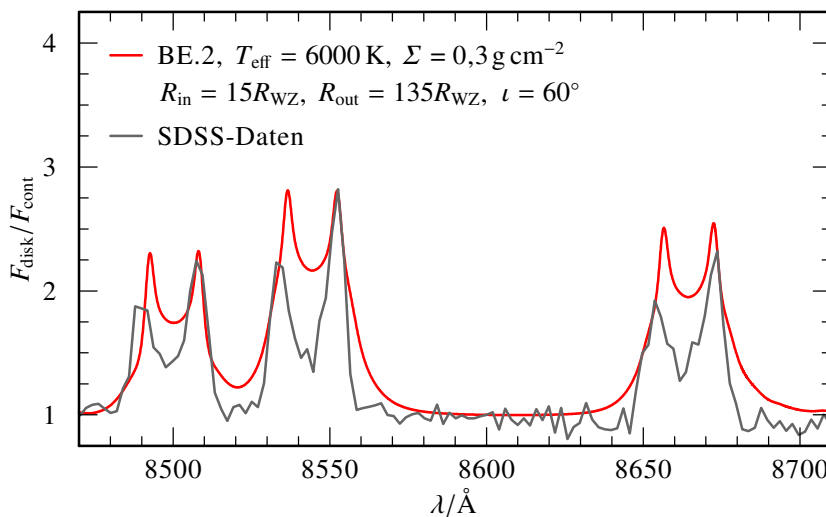


Abbildung 5.2.: Vergleich der SDSS-Beobachtung von SDSS 1228 (grau) mit dem synthetischen Spektrum (rot) einer kreisrunden Modellscheibe mit den besten Parametern, vor Anpassung der radialen Ausdehnung.

Da wie bereits angemerkt ([Abschnitt 4.1](#)) keine der verfügbaren Beobachtungen eine Überlagerung des IRT durch die nahe gelegenen C II- oder Si I-Linien aufweist, wurde zur Modellierung ausschließlich die BE.2-Mischung ([Tabelle 4.5](#)) herangezogen. Von den mittels des Rechnungsgitters ([Tabelle 4.2](#)) realisierten Modellen ergab sich die beste Übereinstimmung mit der

SDSS-Beobachtung von 2003 für die Parameter $T_{\text{eff}} = 6000\text{K}$ und $\Sigma = 0,3\text{gcm}^{-2}$ bei einer Inklination von $i = 60^\circ$ (**Abbildung 5.2**).

Um den Einfluss der radialen Parameter R_{in} und R_{out} objektiv beurteilen und somit die radiale Ausdehnung der Gasscheibe einschränken zu können, wurde für jede der IRT-Linien in der SDSS-Beobachtung die Äquivalentbreite W_λ (**Gleichung 4.5**) sowie deren Summe über alle drei Komponenten berechnet:

$$W_\lambda(\lambda_0 = 8489\text{\AA}) = -17,6\text{\AA} \quad , \quad (5.1a)$$

$$W_\lambda(\lambda_0 = 8542\text{\AA}) = -22,9\text{\AA} \quad , \quad (5.1b)$$

$$W_\lambda(\lambda_0 = 8662\text{\AA}) = -27,3\text{\AA} \quad \text{und} \quad (5.1c)$$

$$W_\lambda(\text{IRT}) = -67,8\text{\AA} \quad . \quad (5.1d)$$

Da sich durch das natürliche Signalrauschen der Beobachtung Freiheiten in der Wahl der Liniengrenzen und des Kontinuumsniveaus ergeben, kann $W_\lambda(\lambda_0)$ nur auf etwa $\pm 3\text{\AA}$ genau bestimmt werden. **Abbildung 5.3** zeigt den Verlauf von W_λ für unterschiedliche R_{in} (obere Bildhälfte) beziehungsweise unterschiedliche R_{out} (untere Bildhälfte) sowie die ermittelten Werte der SDSS-Beobachtung. Als Entscheidungskriterium wird die kleinste Annäherung an den Summenwert $-67,8\text{\AA}$ (**Gleichung 5.1d**) herangezogen.

Das Spektrum des so ermittelten Modells mit einer Scheibenausdehnung von $R_{\text{in}} = 4,235 \times 10^{10}\text{cm}$ bis $R_{\text{out}} = 6,930 \times 10^{10}\text{cm}$ ist in **Abbildung 5.4** dargestellt. Die aufsummierte Äquivalentbreite aller drei Komponenten des synthetischen Spektrums ergibt sich zu $-60,3\text{\AA}$.

Durch die summenartige Bestimmung von W_λ können sich verschiedene Abschnitte des Linienprofils gegenseitig ausgleichen, so dass bei der Darstellung in **Abbildung 5.4** einige Unterschiede zwischen Modell und Beobachtung auftreten. Insbesondere die blauverschobene Linienflanke aller drei Komponenten fällt im Modell zu schmal aus. Um diesen einseitig fehlenden Fluss auszugleichen, müsste die Scheibe stellenweise näher an den WZ heranreichen und folglich eine noch asymmetrischere Geometrie aufweisen.

5.1.2. Untersuchung auf weitere Emissionslinien

Die bisherige Untersuchung von SDSS 1228 beschränkte sich auf den Spektralbereich um das IRT. Im ursprünglichen SDSS-Spek-

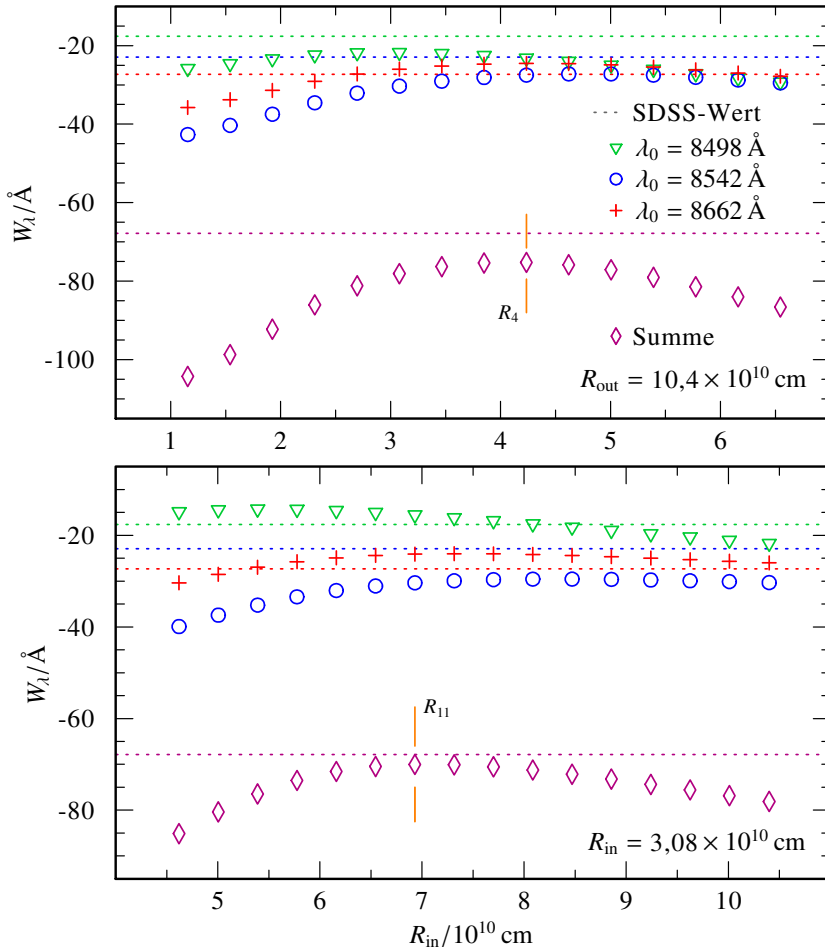


Abbildung 5.3.: Äquivalentbreiten der IRT-Komponenten für Modellscheiben mit unterschiedlichem R_{in} (oben) und unterschiedlichem R_{out} (unten). Die gestrichelten Linien repräsentieren den jeweiligen Wert der Beobachtungsdaten (Gleichung 5.1a bis 5.1d). Die Senkrechten markieren den Scheitelpunkt der Summenbreite. Die weiteren Scheibenparameter entsprechen denen in Abbildung 5.2.

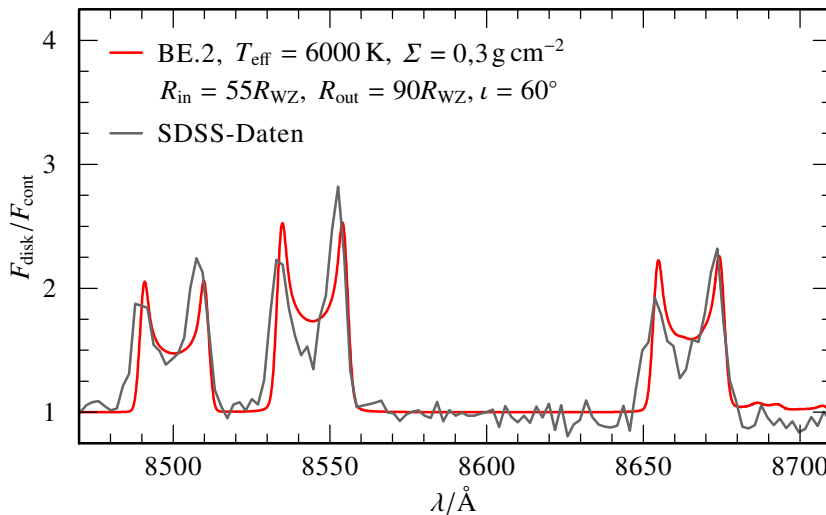


Abbildung 5.4.: Vergleich der SDSS-Beobachtung (grau) von SDSS 1228 und dem synthetischen Spektrum (rot) einer kreisrunden Modellscheibe mit vergleichbarer IRT-Äquivalentbreite.

trum (Abbildung 5.1) lassen sich jedoch weitere, wenn auch schwächer ausgeprägte Scheibenkennzeichen erkennen. Gänsicke et al. (2006) identifizierten bereits in ihrer ersten Analyse von SDSS 1228 die Fe-Emissionslinien bei $\lambda = 5018 \text{ \AA}$ und 5169 \AA . In COS-Beobachtungsdaten von 2010^[5] fanden Hartmann et al. (2011) das Mg II-Dublett bei $\lambda = 2796 \text{ \AA}$ und 2804 \AA in Emission. Schließlich konnten Manser et al. (2016) durch Mittelung von 7 im Laufe von 4 Jahren aufgezeichneten XSHOOTER^[6]-Beobachtungen weitere, sehr schwache Emissionslinien verschiedener Elemente (Ca II, O I, Mg I, Mg II und Fe II) im optischen Spektralbereich nachweisen, die ebenfalls durch die ACDC-Modelle vorhergesagt werden.

Abbildung 5.5 stellt die COS-Daten von 2010 im Vergleich zum Spektrum des bis hierhin besten Scheibenmodells (Abbildung 5.4) dar. Auf Grund des kleineren R_{out} reduziert sich die

^[5] HST Proposal 11561, Datasets LB5Z04040 und LB5Z04050

^[6] Der Spektrograph XSHOOTER (<www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/xshooter.html>) ist ein Instrument am VLT.

Scheibenfläche und damit die enthaltene Gasmasse auf etwa 33% des von [Hartmann et al. \(2011\)](#) bestimmten Wertes. Darüber hinaus verwandte diese ältere Modellierung eine chondritische Zusammensetzung ohne S, $T_{\text{eff}} = 5800\text{K}$ und $i = 77^\circ$. **Abbildung 5.5** zeigt außerdem ein mit Hilfe von TMAP^[7] berechnetes Modellspektrum eines WZ ($T_{\text{eff}} = 22000\text{K}$, $\log g = 8,0$, reine H-Atmosphäre), sowie den aufsummierten Fluss der beiden synthetischen Spektren.

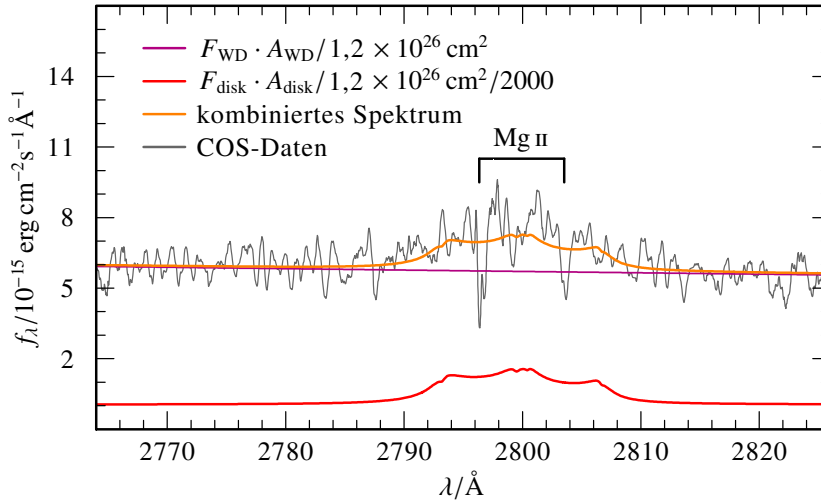


Abbildung 5.5.: Modellspektren der kreisrunden Modellscheibe aus **Abbildung 5.4** (rot), eines generischen WZ (magenta) und der gewichteten Summe dieser beiden (orange) im Vergleich zur COS-Beobachtung von 2010 (grau).

Sowohl Scheiben-, WZ-, als auch Summenspektrum werden durch den gleichen Faktor von $1,2 \times 10^{26} \text{ cm}^2$ auf den beobachteten Kontinuumsverlauf in diesem Bereich skaliert. Um das beobachtete Liniendublett von Mg in Summe passend zu modellieren, ist es darüber hinaus jedoch notwendig den Scheibenfluss zusätzlich mit 5×10^{-4} zu gewichten. Ein solcher empirischer Gewichtungsfaktor des Scheibenanteils wurde bereits in [Hartmann](#)

[7] [Tübingen Model Atmosphere Package](http://astro.uni-tuebingen.de/~TMAP), <astro.uni-tuebingen.de/~TMAP>, (Werner et al., 2012)

et al. (2011) angewandt und kann als Korrektur der unerwarteten Dominanz der Scheibe in allen Wellenlängenbereichen verstanden werden. Durch eine derartige Korrektur des Scheibenanteils (im UV) werden viele weitere, von den Modellen vorhergesagte Emissionslinien stark abgeschwächt, die sich ansonsten insbesondere im Bereich der tiefen H-Lyman-Absorptionslinien der WZ-Atmosphäre durchsetzen hätten können (Abbildung 5.6).

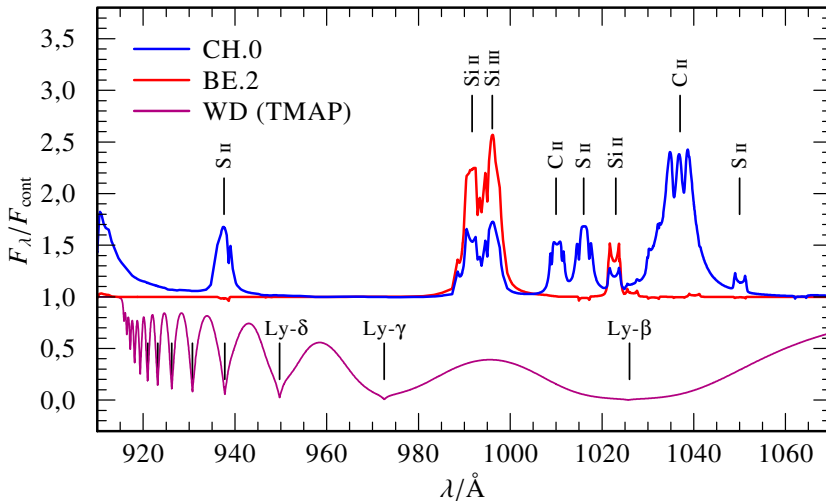


Abbildung 5.6.: Relativer Fluss zweier Scheibenmodelle unterschiedlicher Zusammensetzung (CH.0 in Blau, BE.2 in Rot) und eines WZ-Modellspektrums (magenta) im Bereich der Lyman-Serie. Mit Ausnahme der Zusammensetzung entsprechen die Scheibenmodellparameter den in [Abbildung 5.4](#) verwendeten Werten.

Anhand der auffälligen C- und S-Emissionslinien der Scheibenmodelle innerhalb der breiten Ly- β -Absorption ($\lambda = 1026\text{\AA}$) wäre eine weitere Unterscheidung zwischen der BE- und der CH-Mischung gegebenenfalls möglich gewesen. Zusätzlich aufgenommene COS-Beobachtungen für SDSS 1228 aus dem Jahre 2013^[8] im entsprechenden UV-Spektralbereich von $\lambda = 940\text{\AA}$ bis 1080\AA zeigen aber keinerlei derartige Emissionsanteile. Die in [Abbildung 5.7](#) zum Vergleich dargestellten kombinierten Spektren aus

^[8] HST Proposal 12906, Dataset LBXT51010

WZ und Modellscheibe, bei denen der Scheibenanteil mit dem zuvor bestimmten Faktor von $5,0 \times 10^{-4}$ korrigiert wurde, geben den SDSS 1228-Flussverlauf hinreichend gut wieder. Da beide Summenflüsse durch die Korrektur nahezu ununterscheidbar sind, lässt sich anhand dieser Beobachtungen keine abschließende Aussage über die chemische Zusammensetzung der Metallscheibe um SDSS 1228 treffen. Auch die Ursache der unerwarteten Scheibendominanz im UV-Spektralbereich verbleibt ungeklärt.

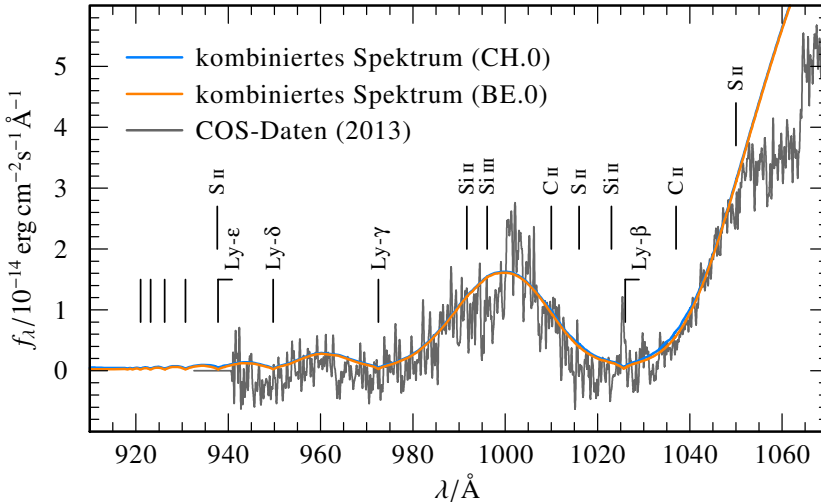


Abbildung 5.7.: HST/COS-Daten für SDSS 1228 von 2013 (grau) im Bereich der H-Lyman-Absorptionslinien und die beiden nahezu deckungsgleichen Summenspektren der WZ- und Scheibenmodelle aus [Abbildung 5.6](#). Die Scheibenanteile wurden jeweils mit dem Korrekturfaktor $5,0 \times 10^{-4}$ gewichtet.

5.1.3. Asymmetrie des IRT

Eine Besonderheit aller beobachteten metallreichen Gasscheiben um einzelstehende WZ ist ein mehr oder weniger ausgeprägtes asymmetrisches Linienprofil der IRT-Emission. Um das synthetische Spektrum an die besonders prominente Asymmetrie der SDSS-Beobachtungsdaten von SDSS 1228 anzupassen, wird die

Modellscheibe zu einer Spiralform modifiziert (Abschnitt 4.4.4). Beschränkt man die Möglichkeiten auf die im Abschnitt 5.1.1 ermittelten Parameter lassen sich trotz der relativ kleinen Scheibenausdehnung ($\Delta R = 35R_{WZ}$) und ohne Berücksichtigung der Orientierung der Asymmetrie bereits bis zu 171 verschiedene Scheibengeometrien mit Hilfe des in Anhang A.3 beschriebenen Programms erzeugen. **Abbildung 5.8** stellt beispielhaft zwei dieser Geometrien für einen Orientierungswinkel $\phi = 270^\circ$ dar. Die beiden ausgewählten Scheibenmodelle repräsentieren die kleinste (linke Bildhälfte) und die größte (rechte Bildhälfte) mögliche Spiralarmbreite, bestehend aus 1 beziehungsweise 7 Modellringen.

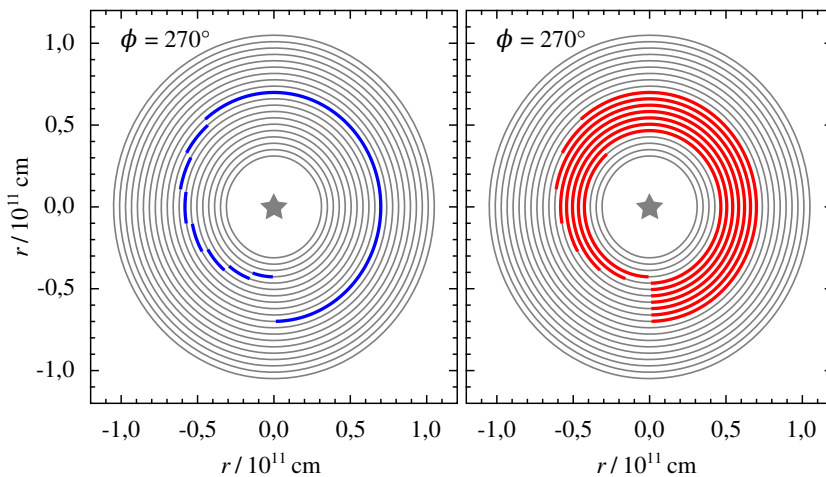


Abbildung 5.8.: Zwei mögliche asymmetrische Geometrien für $R_{\text{in}} = 4,235 \times 10^{10}$ cm und $R_{\text{out}} = 6,930 \times 10^{10}$ cm mit minimaler (1 Modellring, links) und maximaler (bis zu 7 Modellringen, rechts) Spiralarmbreite.

Abbildung 5.9 zeigt die sich aus diesen Modellgeometrien ergebenden Spektren im Bereich des IRT. Für eine optimierte Anpassung mit der SDSS-Beobachtung wurden mehrere Scheibenmodelle mit einer Variation der Orientierung ϕ in 10° -Schritten berechnet. Im Hinblick auf die Form des Linienprofils ergibt sich für das Modell mit dünnem Spiralarmlarm (obere Bildhälfte) bei

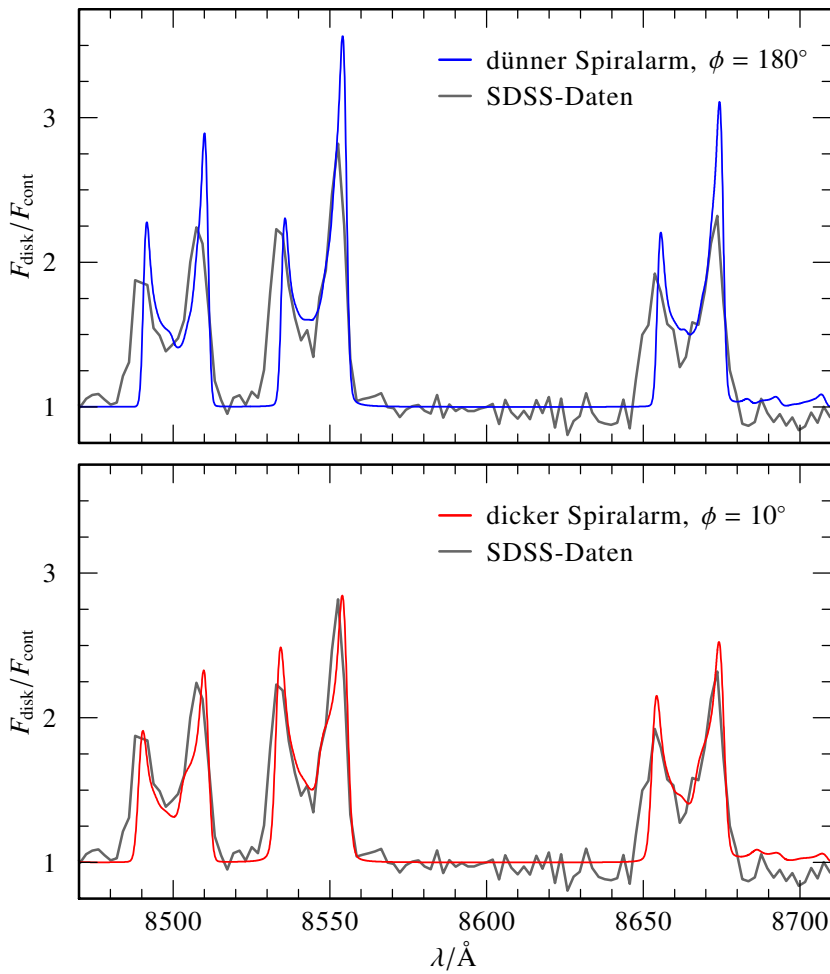


Abbildung 5.9.: Modellspektrum der beiden in [Abbildung 5.8](#) gezeigten asymmetrischen Geometrien mit angepasstem Orientierungswinkel ϕ . Die weiteren Scheibenparameter entsprechen [Abbildung 5.4](#).

$\phi = 180^\circ$ eine gute Übereinstimmung zum SDSS-Spektrum. Der berechnete Flussverlauf überschätzt die Beobachtung jedoch insbesondere für die rotverschobenen Linienmaxima. Für das Modell maximaler Spiralarmbreite (untere Bildhälfte) und $\phi = 10^\circ$ hingegen passen sowohl die generelle Profilform als auch die tatsächlichen Flusswerte sehr gut zu den Beobachtungsdaten. Die diesem besten Modell zu Grunde liegende Geometrie mit passender Orientierung ist in **Abbildung C.8** gezeigt.

Wie bereits zuvor bei der kreisrunden Modellgeometrie (**Abbildung 5.4**) fehlen dem asymmetrischen, synthetischen Spektrum ebenfalls Flussanteile in den jeweils blauverschobenen Linienflügeln. Da ausgleichende, überschüssige Linienbereiche bei der Optimierung auf das Linienprofil bewusst reduziert wurden, fällt der Vergleich der summierten Äquivalentbreite mit $W_\lambda = -59,7\text{Å}$ zum Sollwert von $-67,8\text{Å}$ (**Gleichung 5.1d**) daher etwas schlechter aus als im symmetrischen Fall mit $-60,3\text{Å}$.

Um die fehlenden blauen Flussanteile zu reproduzieren, wurde die vormalige Beschränkung auf $R_{\text{in}} = 4,235 \times 10^{10}\text{ cm}$ und $R_{\text{out}} = 6,930 \times 10^{10}\text{ cm}$ erneut fallen gelassen. Da sich jedoch ohne die einschränkenden Randwerte R_{in} und R_{out} eine unüberschaubar große Zahl an verschiedenen Geometrien ergibt, konnten nur stichpunktartig Tests erfolgen und einige ausgewählte Scheibenmodelle simuliert werden. Das vorbehaltlich beste Ergebnis liefert hierbei eine unvollständige ($\varphi < 360^\circ$), von $R_{\text{in}} = 3,08 \times 10^{10}\text{ cm}$ bis $R_{\text{out}} = 1,04 \times 10^{11}\text{ cm}$ reichende, spiralarmförmige Modellscheibe (**Abbildung C.9**). **Abbildung 5.10** zeigt das resultierende synthetische Spektrum für $\phi = 10^\circ$. Der Flussverlauf für die blauverschobenen Linienhälften wird passend zur Beobachtung wiedergegeben. Gleichzeitig ergeben sich aber deutlich zu hohe Maximalflusswerte für die roten Doppler-Peaks, während die roten Linienflügel zu steil abfallen.

5.1.4. Variabilität des IRT

Melis et al. (2010) merkten an, dass sich die IRT-Asymmetrie von SDSS 1228 in ihren HIRES^[9]-Beobachtungen von 2008 zum

^[9] Der [High Resolution Echelle Spectrometer](http://www2.keck.hawaii.edu/inst/hires) (<www2.keck.hawaii.edu/inst/hires>) ist ein Instrument am [W. M. Keck-Observatorium](http://www.keckobservatory.org) (<www.keckobservatory.org>).

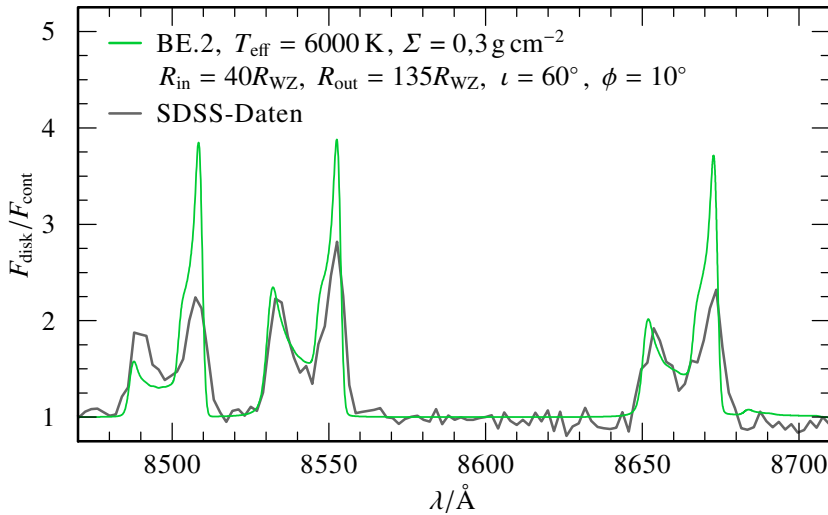


Abbildung 5.10.: Modellspektrum der ausgedehnten, spiralarmförmigen Akkretionsscheibe (grün) im Vergleich zu den SDSS-Beobachtungsdaten (grau). Die zugehörige Scheibengeometrie ist in [Abbildung C.9](#) dargestellt.

blauen Linienpeak hin verschoben hat. Auch für andere WZ mit metallreichen Gasscheiben konnte mehrfach eine zeitliche Variation des IRT nachgewiesen werden ([Gänsicke et al., 2008](#); [Wilson et al., 2014](#)). [Manser et al. \(2016\)](#) nutzten schließlich verschiedene Beobachtungsdaten der letzten 12 Jahre, um die langzeitliche Entwicklung des IRT in SDSS 1228 zu protokollieren und schlagen eine Präzession der asymmetrischen Scheibe als Ursache der Profiländerung vor.

[Abbildung 5.11](#) veranschaulicht die Veränderung des IRT in SDSS 1228 am Beispiel der ursprünglichen SDSS-Beobachtung von 2003 und XSHOOTER-Daten von 2014^[10]. Das Linienprofil aller drei IRT-Komponenten ist in den neueren Beobachtungen zu einem schmalen blauen Linienpeak mit anschließendem breiten Plateau verformt. Das vormals dominante rote Linienmaximum übersteigt die sonstige Plateauhöhe nur wenig. Im

[10] ESO Program ID 093.D-0426,
 Dataset XSHOO.2014-06-02T23:53:30.350

Hinblick auf die Linienflügel zeigt die jüngere Beobachtung nun einen steil abfallenden Profilverlauf auf den blauverschobenen Seiten, während auf den rotverschobenen Seiten eine deutliche Verbreiterung festzustellen ist. Der Flussverlauf weicht hierbei deutlich erkennbar von dem für Spektrallinien üblichen Lorentz-Profil ab. Die Summe der drei Äquivalentbreiten reduziert sich auf $W_\lambda(\text{IRT}) = -58,6 \text{ \AA}$.

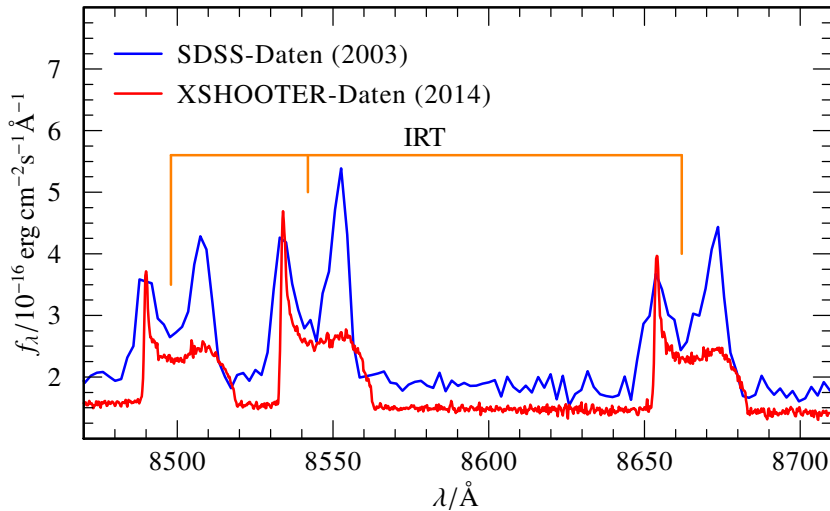


Abbildung 5.11.: Zeitliche Entwicklung des asymmetrischen IRT von SDSS 1228 aus dem Vergleich der SDSS- (blau) und XSHOOTER-Daten (rot).

Ausgehend von den in [Abschnitt 5.1.3](#) bestimmten Modellen wurde versucht, die Veränderung des IRT in den XSHOOTER-Daten durch eine neue Ausrichtung ϕ aber ansonsten unveränderte Scheibenparameter und -geometrie zu erklären.

Die zuletzt untersuchte Modellgeometrie eines weiten unvollständigen Spiralarms ([Abbildung C.9](#)) kann nach der Neuausrichtung mit $\phi = 150^\circ$ nur einzelne Teilaspekte der Beobachtungsdaten reproduzieren (obere Bildhälfte in [Abbildung 5.12](#)). Die Breite der blauverschobenen Emissionspeaks und die Höhe des sich anschließenden Plateaus passen zum XSHOOTER-Verlauf, wobei hierzu die Inklination der Modellscheibe auf $i = 77^\circ$ erhöht

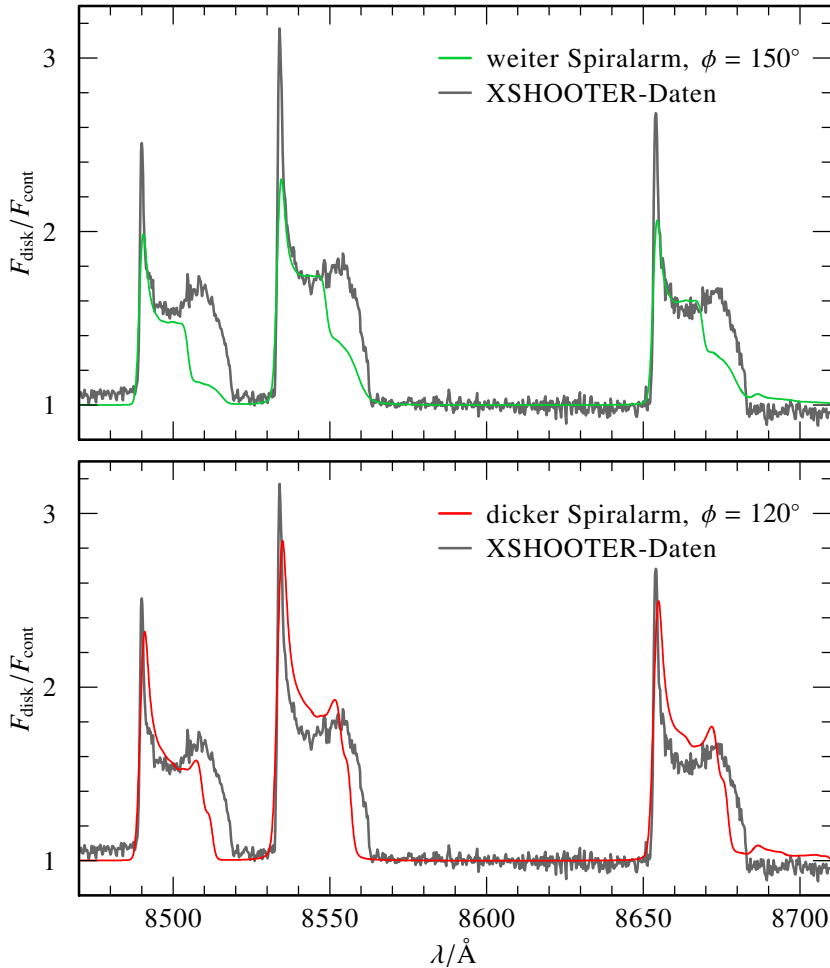


Abbildung 5.12.: Asymmetrische Modellspektren eines weiten (oben, grün) und eines breiten Spiralarms (unten, rot) im Vergleich zur XSHOOTER-Beobachtung von SDSS 1228 (grau). Neben ϕ wurde für den weiten Spiralarm die Inklination auf $i = 77^\circ$ angepasst. Die weiteren Parameter finden sich in [Abbildung 5.10](#) und [Abbildung 5.4](#).

werden musste. Entsprechend unterschätzen die dominanten blauen Maxima des Modells die Beobachtungswerte erheblich. Die auffällige Verbreiterung zum roten Linienflügel hin ist ansatzweise auch im synthetischen Spektrum erkennbar. Da die Linien jedoch insgesamt zu schmal ausfallen, verbleibt die summierte Äquivalentbreite mit $-42,9\text{Å}$ deutlich unterhalb des Beobachtungswerts.

Die untere Bildhälfte von **Abbildung 5.12** zeigt das synthetische Spektrum für eine Modellscheibe mit breitem Spiralarm (**Abbildung C.8**) bei $\phi = 120^\circ$. Grundsätzlich kann die aktuell beobachtete Profilform hierbei besser als im vorherigen Fall wiedergegeben werden, die rotverschobenen Linienmaxima des Modells treten aber ebenfalls zu niedrig und zusätzlich zu breit in Erscheinung. Der abgeflachte Linienbereich zum Blauen hin verläuft insbesondere für die 8542Å - und die 8662Å -Komponente auf einem zu hohen Flussniveau. Wie zuvor sind zudem alle drei IRT-Modelllinien schmäler als in der Beobachtung und der verbreiterte Verlauf des roten Linienflügels wird nur ansatzweise erkennbar. Trotz allem beschreibt diese Scheibengeometrie mit einer Gesamtäquivalentbreite von $W_\lambda(\text{IRT}) = -59,7\text{Å}$ auch die XSHOOTER-Beobachtung, wie bereits die SDSS-Beobachtung (**Abbildung 5.9**, unten), sehr gut.

Nimmt man eine gleichförmige Präzession der Scheibe an, lässt sich aus den an die SDSS- und die XSHOOTER-Beobachtung angepassten Modellen die jährliche Winkeländerung bestimmen. Für die Modellscheibe mit dem breiten Spiralarm ergäbe sich eine Präzessionsperiode von $t_\phi = 36,63\text{a}$. Für das Modell mit weitem, unvollständigem Spiralarm beträgt $t_\phi = 28,78\text{a}$. Beide Zeiten sind somit vergleichbar zur von **Manser et al. (2016)** anhand dynamischer Modelle bestimmten Periodenspanne von etwa $t_\phi = 24\text{a}$ bis 30a .

Aus den ermittelten Parametern und der geometrischen Form des besten Modells zu SDSS 1228 lässt sich die Masse der Gasscheibe und damit eine untere Grenze für die Gesamtmasse des zerstörten Planetesimalen bestimmen. Unabhängig von der Orientierung ϕ ergibt sich die Fläche der asymmetrischen Geometrie des breiten Spiralarms zu $A_{\text{disk}} = 7,733\text{cm}^2$ (**Abbildung C.10**). Die Oberflächenmassendichte aller in diesem Abschnitt vorgestellter Modelle beträgt konstant $\Sigma = 0,3\text{gcm}^{-2}$, so dass sich M_{disk} der emittierenden Gasscheibe zu $2,320 \times 10^{21}\text{g}$ berechnet. Ausge-

hend von der mittleren Dichte von $\rho_P = 3 \text{ g cm}^{-3}$ für Planetesimale (Carry, 2012) hätte ein gleich schwerer, kugelförmiger Ursprungskörper einen Radius von $R = 5,694 \times 10^6 \text{ cm} = 56,94 \text{ km}$. Dies ist vergleichbar mit den bekannten kleineren Asteroiden des Sonnensystems. Da jedoch die Masse der Staubscheibe mit etwa 10^{22} g (Brinkworth et al., 2009) und einer gewissen Menge bereits auf den WZ akkretierter Verunreinigungen den Gasscheibenanteil bei weitem übertrifft, ergäbe sich ein mindestens 94 km großes Ausgangsobjekt. Alternativ könnte sich das metallreiche Material auch aus den Trümmerresten mehrerer kleinerer planetarer Körper akkumuliert haben (Jura, 2008), was auf eine dem Kuipergürtel des Sonnensystems ähnliche Struktur um SDSS 1228 hinwies.

5.2. Ton 345

Ton 345 wurde erstmals im Rahmen des Tonantzintla Observatory Blue Star Survey durch Iriarte und Chavira (1957) verzeichnet. Auf Grund des beobachteten UV-Exzesses nahmen Green et al. (1986) das Objekt als PG 0842+231 in den Palomar-Green-Katalog auf. Anhand von SDSS-Beobachtungsdaten (Abbildung 5.13) aus dem Jahr 2004^[11] (6. Data Release, Adelman-McCarthy et al., 2008) klassifizierten Gänsicke et al. (2008) Ton 345 als He-dominierten WZ (WD 0842+231) mit zusätzlichen Absorptionslinien von Mg, Si und Ca (gemäß Tabelle 1.1: DBZ). Jura et al. (2015) erweiterten die Liste der beobachteten photosphärischen Metalle um C, O, Al, Ti, Cr, Mn, Fe und Ni. Da keine eindeutige H α -Absorption nachweisbar ist, konnte der Wasserstoffgehalt der WZ-Atmosphäre auf $\omega_H < 0,25 \times 10^{-5} \omega_{He}$ eingegrenzt werden. Darüber hinaus ergab die Modellierung weiterer Beobachtungen durch Wilson et al. (2015) Obergrenzen für die Häufigkeit von N, S und Sc, sowie die stellaren Parameter $T_{\text{eff}} = 19780 \text{ K} \pm 250 \text{ K}$ und $\log g = 8,18 \pm 0,20$. Die daraus abgeleiteten $M_{\text{WZ}} = 0,68 M_{\odot}$ und $R_{\text{WZ}} = 0,011 R_{\odot}$ stellen jedoch nur geringfügige Verschiebungen zu den in Tabelle 4.1 gelisteten Werten dar.

Wie im Fall von SDSS 1228 (Abschnitt 5.1) fanden Gänsicke et al. (2008) mit Emissionslinien von Fe II (ausschließlich

^[11] SDSS SpecObjID 2174135041561487360

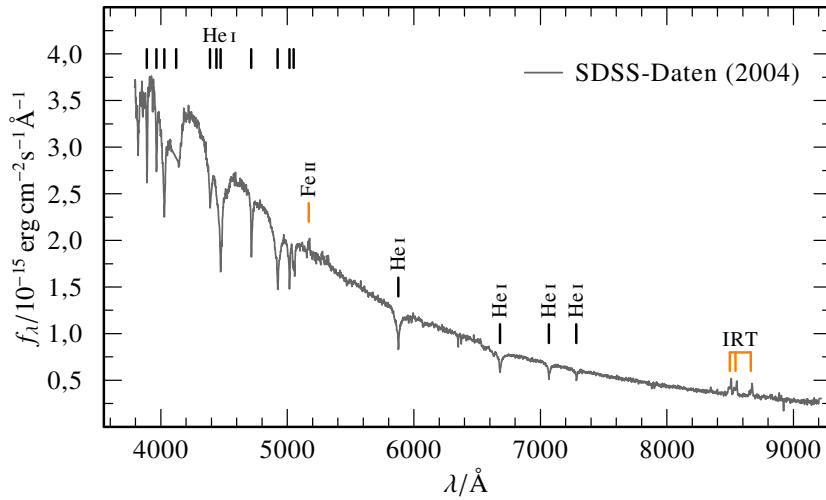


Abbildung 5.13.: SDSS-Daten des beobachteten Flusses f_λ des He-dominierten WZ Ton 345 (SDSS J084539.17+225728.0), mit den von [Gänsicke et al. \(2008\)](#) identifizierten Emissionslinien von Fe II und Ca II (IRT).

$\lambda = 5169\text{\AA}$) und dem IRT von Ca II Anzeichen einer gasförmigen Metallscheibe. Ton 345 ist somit der erste einzelnstehende DBZ WZ für den eine solche planetare Gastrümmerscheibe identifiziert wurde. Mit Hilfe eines einfachen dynamischen Scheibenmodells bestimmten [Gänsicke et al. \(2008\)](#) anhand des IRT $R_{\text{in}} \approx 30R_{\text{WZ}}$ und $R_{\text{out}} \approx 90R_{\text{WZ}}$. Den verglichen zu SDSS 1228 deutlich geringeren Fluss des IRT, trotz ähnlicher räumlicher Ausdehnung und Positionierung, führten sie auf eine starke Exzentrizität der Gasscheibe mit $\varepsilon \approx 0,4$ zurück, welche auch die beobachtete Asymmetrie der Emissionslinien erklären könnte.

[Melis et al. \(2010\)](#) konnten für Ton 345 eine korrespondierende, kühle Staubscheibe anhand des deutlichen IR-Exzesses von Ton 345 nachweisen. Je nach Modellannahme für die Staubtemperatur lässt sich hieraus eine Inklination zwischen $i = 66^\circ$ ([Melis et al., 2010](#)) und 70° bis 85° ([Brinkworth et al., 2012](#)) der beiden ineinander liegenden Scheiben ermitteln.

5.2.1. Zeitliche Variabilität des IRT

Weitere Beobachtungen des Spektrums von Ton 345 ließen eine deutliche Änderung des IRT-Linienprofils seit den ersten SDSS-Daten erkennen. Gänsicke et al. (2008) fanden in WHT-Daten von Januar 2008 eine Reduzierung der mittleren Äquivalentbreite auf etwa 65 % des vormaligen Wertes von Dezember 2004. Insbesondere das bisher dominierende rote Linienmaximum des Doppler-Profiles hatte hierbei an Stärke verloren und sich dem nur leicht veränderten blauen Peak angeglichen. Die berechnete Ausdehnung der Scheibe reduzierte sich dementsprechend auf $R_{\text{in}} = 50R_{\text{WZ}}$ und $R_{\text{out}} = 80R_{\text{WZ}}$ bei einer geringeren Exzentrizität von nur noch $\varepsilon = 0,2$. Melis et al. (2010) konnten in HIRES-Spektren, aufgenommen im Februar und November 2008, die neue IRT-Form grundsätzlich bestätigen. Eine weitere signifikante Änderung innerhalb der zwischenzeitlich vergangenen 9 Monate konnte jedoch nicht festgestellt werden. Als Ursache für dieses zeitlich sehr unterschiedliche Verhalten schlugen sie einen Wechsel zwischen aktiver Akkretion (asymmetrisches Linienprofil) und einer Ruhephase der Scheibe (symmetrisches Linienprofil) vor. Bestünde die Scheibe zum Beispiel nicht aus einer einzelnen zusammenhängenden Gasverteilung, sondern mehreren Fragmenten, ergäbe sich aus den unterschiedlichen Umlaufbahnen episodenhafte Akkretionsvorgänge.

Anhand mehrerer aufeinander folgender TWIN^[12]-Beobachtungen^[13] des Spektrums von Ton 345 wurde das IRT im Hinblick auf schnelle kurzzeitliche Veränderungen eingehender untersucht (Hartmann et al., 2014). **Abbildung 5.14** stellt die hierbei aufgenommenen Datensätze dar und gibt so die Entwicklung des IRT in Zeitschritten von etwa 16 min wieder. Da die Beobachtungsbedingungen der Nacht von 2011-04-08 bis 09 erheblich variierten, konnten schlussendlich nur 11 der eigentlich 17 aufgenommenen Einzelspektren zur Analyse herangezogen werden (u. a. Zeitsprung zwischen 22:18:00 und 23:06:22), deren Signal-zu-Rausch-Verhältnis größer als 6 ist.

[12] Der Cassegrain Twin Spectrograph (TWIN, <www.caha.es/pedraz/Twin>) ist ein Instrument des 3,5-m-Teleskops am Calar Alto Observatorium (<www.caha.es>).

[13] CAHA ID 59329–59429

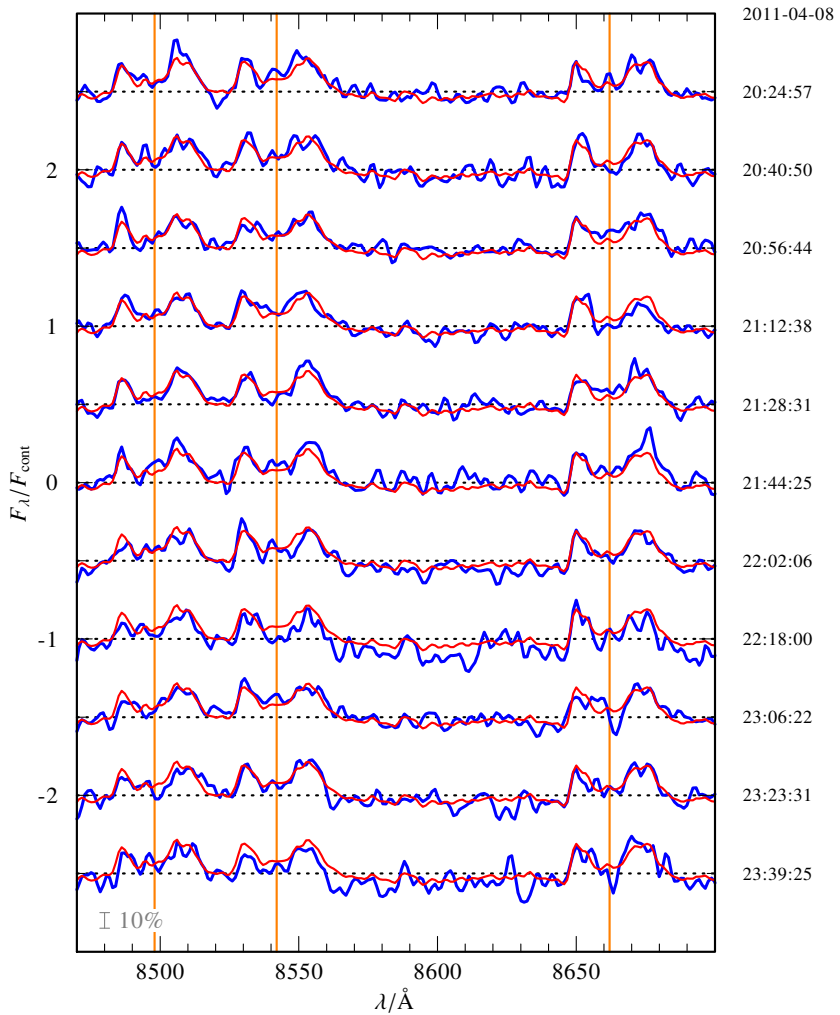


Abbildung 5.14.: Zeitlicher Verlauf der TWIN-Einzelspektren (blau) von Ton 345 im Bereich des IRT (orange). Die gestrichelten Horizontalen markieren das jeweilige Kontinuumsniveau; $0,1F_{\text{cont}}$ entspricht der Markierung links, unten. Jede Einzelbeobachtung ist vom gemittelten Spektrum (rot, Abschnitt 5.2.2) überlagert. (Basierend auf einer Grafik aus Hartmann et al., 2014)

Nimmt man eine Struktur aus einzelnen, aber jeweils mit Kepler-Geschwindigkeit rotierenden Gasfragmenten an, ergibt sich für Radien zwischen $30R_{WZ}$ und $90R_{WZ}$ eine Umlaufzeit von 0,55 h bis 2,84 h. Bei einer Gesamtbeobachtungszeit von etwa 3,5 h sollte somit eine gegebenenfalls durch diese Fragmente hervorgerufene, kurzperiodische Variation der Linienprofile erkennbar sein. Jedoch lässt sich in **Abbildung 5.14** weder zwischen den Einzelspektren noch insgesamt eine signifikante Veränderung des IRT feststellen.

5.2.2. Modellierung der Gasscheibe

Da zwischen den Einzelspektren keine kurzperiodische Variation feststellbar war, wurde für die weitere Untersuchung der TWIN-Daten das arithmetische Mittel der 11 Einzelspektren aus **Abbildung 5.14** gebildet. **Abbildung 5.15** zeigt das resultierende Spektrum für den Bereich des IRT im Vergleich zum ursprünglichen SDSS-Spektrum. Der gesamte mit TWIN beobachtete Bereich von 3500 \AA bis 9000 \AA ist in **Abbildung C.11** dargestellt.

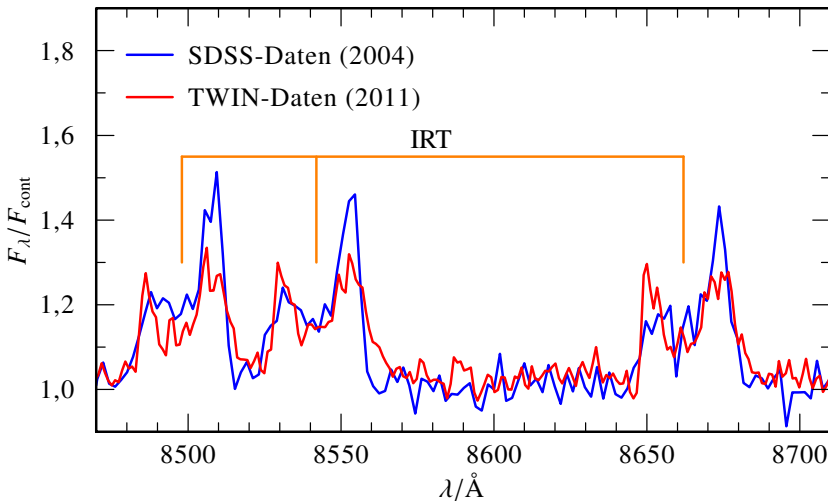


Abbildung 5.15.: Zeitliche Entwicklung des IRT von Ton 345 aus dem Vergleich der SDSS- (blau) und den gemittelten TWIN-Daten (rot).

Während sich in Summe W_λ (IRT) um 30 % reduziert hat (Tabelle 5.1), fällt die Änderung der einzelnen Tripletlinien sehr unterschiedlich aus. Die bisher schwächste Komponente bei $\lambda_0 = 8662\text{\AA}$ bleibt nahezu unverändert in der Äquivalentbreite, wohingegen sich die 8542\AA -Emission um etwa 35 % und 8498\AA sogar auf fast die Hälfte (49 %) des SDSS-Wertes abschwächen.

Tabelle 5.1.: Äquivalentbreite W_λ der drei IRT-Komponenten für die SDSS- und die gemittelte TWIN-Beobachtung und die in Abbildung 5.16 gezeigten Modelle.

	$\lambda_0/\text{\AA}$	SDSS	TWIN	5000 K, $0,1\text{ g cm}^{-2}$	6000 K, $0,3\text{ g cm}^{-2}$
$W_\lambda(\lambda_0)/\text{\AA}$	8498	-7,1	-3,7	-7,8	-2,7
	8542	-6,8	-4,4	-11,4	-7,8
	8662	-5,6	-5,8	-9,4	-6,0
	IRT	-19,5	-13,8	-28,5	-16,5

Der zuvor bereits beobachtete Rückgang der Asymmetrie (Gänssicke et al., 2008; Melis et al., 2010) setzt sich in den TWIN-Daten fort. Zwar weist der rotverschobene Linienpeak bei allen drei Komponenten eine etwas größere Breite auf, jedoch erreichen alle Linienpeaks in etwa denselben maximalen Flusswert von $1,5F_{\text{cont}}$. Verglichen mit SDSS 1228 (Abbildung 5.11) ist das IRT von Ton 345 somit deutlich schwächer ausgeprägt.

Um den niedrigen Flussverlauf in ACDC zu realisieren, muss die modellierte Inklination mit $i = 87^\circ$ sehr hoch gewählt werden und liegt damit noch oberhalb des von Brinkworth et al. (2012) bestimmten Bereichs. Abbildung 5.16 zeigt zwei Modelle mit gleicher chemischer Zusammensetzung (BE.2-Mischung, Tabelle 4.5), gleichem innerem und äußerem Radius ($R_{\text{in}} = 40R_{\text{WZ}}$, $R_{\text{out}} = 85R_{\text{WZ}}$), jedoch verschiedenen T_{eff} und Σ .

Keines der beiden Modelle bildet die TWIN-Beobachtung besonders gut nach. Das heißere 6000 K-Modell mit der höheren Oberflächendichte ($\Sigma = 0,3\text{ g cm}^{-2}$) erreicht für die beiden langwelligeren Tripletlinien $\lambda = 8542\text{\AA}$ und 8662\AA zwar den erwünschten Flusswert der Doppler-Maxima, gibt jedoch die 8498\AA -Komponente zu schwach wieder. Das kältere 5000 K-Modell mit $\Sigma = 0,1\text{ g cm}^{-2}$ überschätzt hingegen alle drei Komponenten

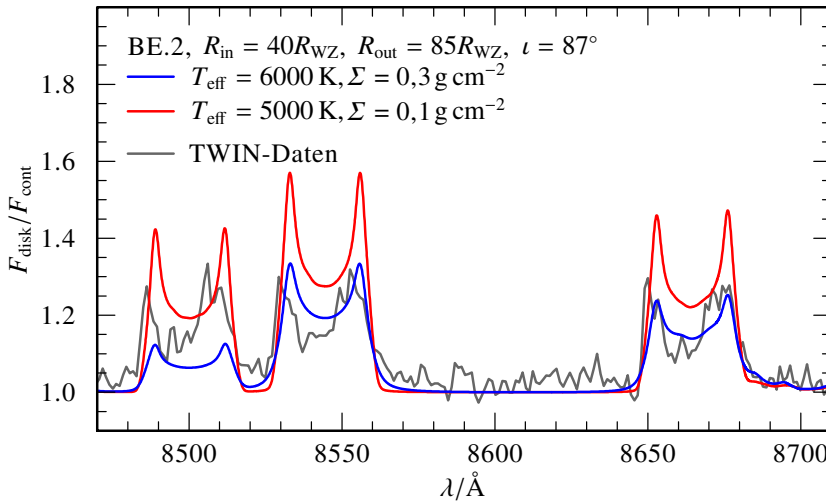


Abbildung 5.16.: Vergleich der TWIN-Beobachtung von Ton 345 (grau) im Bereich des IRT mit synthetischen Spektren mit unterschiedlichem T_{eff} und Σ .

ten gleichermaßen, das Verhältnis der Äquivalentbreiten (Tabelle 5.1) zueinander stimmt aber besser mit dem TWIN-Wert überein. Zudem kommt die deutliche Einsenkung zwischen den beiden Doppler-Peaks einer jeden Linie der Beobachtung näher als im anderen heißeren Modell.

Da es nicht möglich war eine synthetische Scheibe mit hoher Effektivtemperatur ($T_{\text{eff}} = 6000\text{K}$) und gleichzeitig niedriger Oberflächendichte ($\Sigma = 0,1\text{g cm}^{-2}$) zu modellieren (Tabelle 4.2), kann keine genauere Anpassung erfolgen. Auf Grundlage der in Abschnitt 4.2 und Abschnitt 4.3 gemachten Erfahrungen lässt sich vermuten, dass eine solche Modellscheibe eine bessere Repräsentation des Beobachtungsspektrums ergeben würde. Ausgehend vom niedrigen Σ -Wert hätte die symmetrische, metallreiche Gasscheibe dann eine Masse von etwa $M_{\text{disk}} = 1,048 \times 10^{21}\text{g}$, was einem kugelförmigen Planetesimalen mit einem Radius von 43,69 km entspräche (Abschnitt 5.1.4). Hinzu käme jedoch auch im Fall von Ton 345 noch die in der Staubscheibe und in Form von Verunreinigungen auf dem WZ vorhandene Masse.

KAPITEL 6.

Zusammenfassung und Ausblick

Die Zahl der Exoplaneten und -kandidaten nimmt, insbesondere durch die in den letzten Jahren erfolgte Fokussierung wissenschaftlicher Projekte und Ressourcen auf das Thema, rasant zu. Die technische Weiterentwicklung der für die Suche notwendigen Instrumente ermöglicht es fortschreitend auch kleinere Objekte in extrasolaren Planetensystemen zu entdecken. Überlebt das Planetensystem die Spätphasen der Sternentwicklung, sollten sich auch Planetesimale um die hierbei verbleibenden WZ finden lassen. Bisher gibt es jedoch lediglich einen einzigen solchen direkten Nachweis für einen kometenähnlichen Begleiter um einen einzelnen WZ. Wesentlich häufiger kann hingegen ein indirekter Hinweis aus den metallischen Verunreinigungen der WZ-Atmosphäre abgeleitet werden. Diese beobachtete Anreicherung mit Metallen findet ihren Ursprung in der Akkretion gravitativ zerstörter Planetesimaler. Da sich in einigen wenigen Fällen zusätzlich zur Staubscheibe des Trümmermaterials eine metallreiche, gasförmige Akkretionsscheibe ausbildet, ergibt sich bei diesen Systemen die Möglichkeit, die Zusammensetzung des ursprünglichen planetaren Körpers direkt anhand der Emissionslinien des Scheibenspektrums zu analysieren.

Für die vorliegende Arbeit wurden im Hinblick auf eine solche Analyse NLTE-Modelle der Akkretionsscheibe mit unterschiedlichen chemischen Zusammensetzungen, Effektivtemperaturen, Oberflächenmassendichten und Scheibengeometrien berechnet. Der untersuchte Parameterraum erweiterte vorausgegangene Studien und berücksichtigte dabei auch die aus neueren Analysen resultierenden Erkenntnisse bezüglich der Häufigkeitsverteilung der atmosphärischen Verunreinigungen und der Ausdehnung der staubhaltigen Trümmerscheiben. Im Gegensatz zu anderen Modellierungsansätzen wurde mit ACDC ein speziell für Akkreti-

onsscheiben ausgelegtes Programmpaket zum gleichzeitigen iterativen Lösen der Strahlungstransport- und Strukturgleichungen verwendet, um die größtmögliche physikalische Konsistenz der modellierten Scheibenspektren zu gewährleisten. Die ACDC-Modelle bestanden hierbei aus einzelnen über α -Viskosität geheizte Scheibenringe, deren flächengewichtetes Kombinationsspektrum die integrierte Gesamtlösung der Gasscheibe repräsentiert. Der Komplexität des Ansatzes entsprechend ergaben sich lange Berechnungszeiten für jedes einzelne Modell, so dass ACDC um ein Programm (CIC1) erweitert werden musste, mit Hilfe dessen die finale Scheibenintegration in separate Wellenlängenabschnitte unterteilt und damit quasi-parallelisiert berechnet werden kann.

Für nahezu alle realisierten Modelle ergaben sich optisch und geometrisch dünne Scheiben. Die synthetischen Spektren der getesteten Kombinationen aus Σ und T_{eff} zeigten jeweils deutliche Emissionslinien für alle berücksichtigten Elemente, wobei sich diese bei steigendem T_{eff} erwartungsgemäß im optischen und IR-Bereich zu Gunsten der energiereicheren UV-Übergänge abschwächten. Im Fall der Σ -Variation kam es zu einer gesamtheitlichen Zunahme des absoluten Flussverlaufs mit steigendem Σ . Da sich hierbei Kontinuumsniveau und Linienfluss nicht gleichmäßig entwickelten, fiel die relative Linienstärke bei den Modellen mit dem höchsten Wert jedoch am niedrigsten aus.

Im Hinblick auf die Scheibenausdehnung wurden für R_{in} und R_{out} jeweils bis zu 25 verschiedene Werte innerhalb R_{tidal} untersucht. Das besondere Augenmerk der Parameterstudie galt den Emissionslinien des Ca II-Tripletts, als einzigem bisher in allen gasförmigen Trümmerscheiben um einzelnstehende WZ nachgewiesenen Spektralkennzeichen. Die IRT-Emission war für alle untersuchten Scheibenradien deutlich zu erkennen, nahm jedoch von den zentralen Bereichen radial zum Scheibenaußenrand hin ab. Die Scheibengröße beeinflusste folglich, durch die Wahl von R_{in} und R_{out} , die Linienstärke und das Linienprofil des IRT. Mittels eines neu entwickelten IDL-Programms konnte des Weiteren von der ursprünglich in ACDC vorgesehenen axialsymmetrischen Scheibengeometrie abgewichen und asymmetrische Profilformen der Doppler-Linien für spiralarmförmige und ellipsenähnliche Modelle simuliert werden. Die azimutale Orientierung einer solchen nicht-axialsymmetrischen Scheibengeometrie erlaubte es, die Stärke der IRT-Asymmetrie zu modulieren.

Schließlich wurden die synthetischen Spektren erfolgreich zur Analyse der Gasscheiben von SDSS 1228 und Ton 345 herangezogen. Da die langwelligste Komponente des IRT in beiden Fällen nicht durch mögliche Emissionslinien von C und S überlagert wird, konnte die Häufigkeit beider Elemente eingegrenzt und als beste Anpassung eine erdähnliche Zusammensetzung (BE-Mischung) mit gegenüber der Grundmischung stark reduziertem S-Gehalt (1 %) bestimmt werden. Jedoch wurde hierbei der Anteil an Fe ($\omega_{\text{Fe}} = 32\%$) in der Zusammensetzung auf Grund numerischer Instabilitäten nicht berücksichtigt.

Das beobachtete IRT von SDSS 1228 konnte durch ein Scheibenmodell mit den Parametern $T_{\text{eff}} = 6000\text{K}$, $\Sigma = 0,3\text{gcm}^{-2}$, $R_{\text{in}} = 4,235 \times 10^{10}\text{cm}$, $R_{\text{out}} = 6,930 \times 10^{10}\text{cm}$ und $i = 60^\circ$ sehr gut nachgebildet werden. Die in dieser modellierten Gasscheibe befindliche Masse von $M_{\text{disk}} = 2,320 \times 10^{21}\text{g}$ ergab einen unteren Grenzwert von etwa 57 km für den Radius eines möglichen Ausgangskörpers. Einige der vom Modell im optischen Spektralbereich vorhergesagten zusätzlichen Emissionslinien anderer Elemente wurden zwischenzeitlich bestätigt. Die Untersuchung auf Scheibenkennzeichen im UV-Bereich mittels weiterer COS-Beobachtungsdaten erbrachte, auf Grund der Dominanz des WZ im UV, hingegen keinen signifikanten Nachweis. Die für SDSS 1228 bekannte Asymmetrie des IRT-Linienprofils konnte mit nicht-axialsymmetrischen Modellgeometrien passend wiedergegeben werden. Die protokollierte Veränderung der IRT-Asymmetrie ließ sich über eine azimuthale Neuorientierung der spiralarmförmigen Scheibe bei ansonsten identischen Parametern und somit einer Präzession der gleichen Scheibe mit etwa $\Delta\phi = 10^\circ\text{a}^{-1}$ erklären.

Für die Gasscheibe um Ton 345 konnte das IRT der Gasscheibe durch eine größere Scheibe mit $R_{\text{in}} = 3,080 \times 10^{10}\text{cm}$, $R_{\text{out}} = 6,545 \times 10^{10}\text{cm}$ und unter hoher Inklination von $i = 77^\circ$ angenähert werden. Eine mögliche Variation des Linienprofils auf Zeitskalen vergleichbar mit den innerhalb dieser Scheibenausdehnung vorgegebenen Kepler-Umlaufperioden im Stundenbereich wurde anhand einer TWIN-Beobachtungsreihe ausgeschlossen. ACDC-Modelle mit ideal zum gemittelten TWIN-Spektrum angepassten T_{eff} - und Σ -Werten ließen sich nicht numerisch stabil berechnen. Der Vergleich mit im Parametergitter realisierten Modellen legte jedoch $T_{\text{eff}} \approx 6000\text{K}$ und $\Sigma \approx 0,1\text{gcm}^{-2}$ als Kombination nahe.

Zusammenfassend ermöglicht der Modellierungsansatz mit ACDC erstmals die direkte Analyse sowohl der physikalischen, chemischen, geometrischen und dynamischen Eigenschaften der metallreichen Trümmerscheiben um einzelne WZ simultan durchzuführen. Anhand der hierbei bestimmten Scheibenparameter ließe sich in der Zukunft ein noch zu klärender Erzeugungs- und Heizprozess für das metallreiche Gas überprüfen. Weitere neben dem IRT modellierte Emissionslinien bieten zudem ausgezeichnete Anhaltspunkte, in welchen Spektralbereichen zusätzliche Kennzeichen für die Gasscheibe zu erwarten sind. Durch den Vergleich der Modelle mit entsprechenden Beobachtungen könnte andererseits wiederum die chemische Zusammensetzung des gravitativ zerstörten Planetesimalen als Ausgangskörper des Scheibenmaterials eingegrenzt werden. Schließlich ergibt sich durch die Anpassung der Modellgeometrie und -orientierung ein Abbild der nicht-axialsymmetrischen Verteilung und Präzessionsbewegung des emittierenden Gases, wodurch eine eingehendere Analyse der Dynamik der bisher fast unbekanntenen Planetensysteme um einzelstehende WZ ermöglicht wird.

ANHANG A.

Zusätzlich entwickelte Programme

Die hier wiedergegebenen Programmcodes weichen aus typographischen Gründen leicht von der tatsächlichen Umsetzung ab, um eine bessere Darstellung innerhalb des Seitenformats zu gewährleisten.

A.1. AcDc-CircumCision

Die Berücksichtigung einer großen Zahl von Elementen mit vielen atomaren Übergängen und die Forderung einer ausreichenden Auflösung der Spektren erhöhen die Frequenzpunktzahl und damit die benötigte Berechnungszeit von ACDC. Da jedoch mit Ausnahme der Doppler-Verbreiterung das Spektrum für jeden Frequenzpunkt unabhängig berechnet wird, ist es möglich, die mit RINGROT durchgeführte Addition der einzelnen Ringmodelle zum Gesamtspektrum in kleineren, unabhängigen Frequenzabschnitten durchzuführen. Die parallele Verteilung dieser Abschnittsberechnungen auf mehrere Recheneinheiten erlaubt einen deutlichen Zeitgewinn gegenüber der klassischen, seriellen Berechnung des gesamten Frequenzbereichs. Mit AcDc-CircumCision (CICi) wurde daher ein FORTRAN 90-Programm entwickelt, welches die Flussdatei der einzelnen Ringmodelle unter Beibehaltung der für RINGROT nötigen Formatierung auf einen kleineren Frequenz- beziehungsweise Wellenlängenbereich reduziert:

```

0 program circumcision
1
2 use PARAMETER_MODULE
3
4 implicit none
5
6 INTEGER :: nf           !Frequenzindex

```

```

7  INTEGER    :: k, Kk           !Zaehler der Frequenzschleifen
8  INTEGER    :: ir             !Zaehler fuer Einleseschleife
9  INTEGER    :: minnf          !untere Frequenzgrenze
10 INTEGER    :: maxnf         !obere Frequenzgrenze
11 REAL       :: minlambd      !untere Wellenlaengengrenze
12 REAL       :: maxlambd      !obere Wellenlaengengrenze
13 REAL       :: overlambd     !Ueberlapp am Anfang und Ende
14 REAL       :: minfreq       !untere Wellenlaengengrenze
15 REAL       :: maxfreq       !obere Wellenlaengengrenze
16 REAL, PARAMETER :: c = 2.997929E10
    !Lichtgeschwindigkeit in cm/s
17 REAL, DIMENSION(nfmax) :: F           !Frequenz
18 REAL, DIMENSION(nr,5,nfmax) :: iplus_all
    !Intensitaeten aller Ringe
19 REAL, DIMENSION(nr,nfmax) :: planckfluss
    !Planckintensitaeten der Ringe
20 REAL, DIMENSION(nr) :: R           !Ringabstand (cm)
21 REAL, DIMENSION(nr) :: Teff        !Effektivtemperatur
22 REAL :: mstar                      !Masse des Zentralobjektes (Msol)
23 REAL :: rstar                      !Radius des Zentralobjektes (cm)
24 REAL :: mdot                       !Akkretionsrate (Msol/y)
25 REAL :: Re                         !Reynoldszahl
26 REAL :: thickness                  !Dicke der Scheibe (cm)
27 REAL :: sigma                      !Oberflaechendichte (g/cm2)
28 CHARACTER (LEN=120) :: textdummy   !Dummyvariable
29 CHARACTER (LEN=50)  :: infile      !Dateiname fuer Ringe
30 CHARACTER (LEN=50)  :: outfile    !Dateiname fuer Ringe
31
32 nf = nfmax
33 overlambd = olambd
34
35 != Einlesen der Ringe jetzt in Schleife
36 do ir = 1,nr
37
38     != Einlesen des Headerbereichs sowie der Frequenzen,
        der Intensitaeten Iplus jedes Ringes fuer jeweils 5
        Inklinationswinkel und des Planckflusses
39     write (infile,*) ir
40     infile="ORIGINAL_"//adjustl(infile)
41     open(44, file=infile, form='formatted', status='unknown')
42     read (44, '(A70)') textdummy
43     read (44, '(A40,E19.8)') textdummy,mstar
44     read (44, '(A40,E19.8)') textdummy,rstar
45     read (44, '(A40,E19.8)') textdummy,R(ir)
46     read (44, '(A40,E19.8)') textdummy,mdot
47     read (44, '(A40,E19.8)') textdummy,Re
48     read (44, '(A40,E19.8)') textdummy,thickness
49     read (44, '(A40,E19.8)') textdummy,sigma
50     read (44, '(A40,E19.8)') textdummy,Teff(ir)
51     read (44, '(A182)') textdummy

```



```

52 read (44, '(A182)') textdummy
53 do k=1,nf
54     read (44, '(I7,1PE22.12,6E22.12)') Kk, F(k), iplus_all
        (ir,::k), planckfluss(ir,k)
55 enddo
56 close(44)
57
58 !:= Einlesen der Parameter aus INPUT und Grenzfrequenzen
        berechnen
59 open(45, file='INPUT', form='formatted', status='unknown')
60 read (45, '(E8.2)') minlambda
61 maxfreq = C /((minlambda-overlambda)*1.E-8)
62 read (45, '(E8.2)') maxlambda
63 minfreq = C /((maxlambda+overlambda)*1.E-8)
64 close(45)
65
66 !:= Freq.pkt. der Grenzfrequenzen finden
67 do k=1,nf
68     if (F(k).le.maxfreq) then
69         maxnf = k
70     endif
71     if (F(k).le.minfreq) then
72         minnf = k
73     endif
74 enddo
75 if (minnf.lt.1) then
76     minnf = 1
77 endif
78 if (maxnf.gt.nfmax) then
79     maxnf = nfmax
80 endif
81
82 !:= Kontrollinformation in OUTPUT schreiben (nur fuer
        ersten Ring)
83 if(ir.eq.1) then
84     write(*,*) ""
85     write(*, '(1X,A21,3X,F5.0,1X,F5.0)')
        "Wellenlaengenbereich:", minlambda, maxlambda
86     write(*, '(1X,A8,16X,A1,F4.0,1X,A1,F4.0)')
        "Overlap:", '-', overlambda, '+', overlambda
87     write(*, '(1X,A16,4X,2E22.12)')
        "Frequenzbereich:", minfreq, maxfreq
88     write(*, '(1X,A22,1X,2I07)')
        "Frequenzpunktebereich:", maxnf, minnf
89     write(*, '(1X,A23,I07)')
        "neue Frequenzpunktzahl:", maxnf - minnf + 1
90     write(*,*) ""
91 endif
92

```

```

93      !== Ringheader und Flussdaten fuer den gekuerzten
94      Bereich wieder herausschreiben
95      print *, "Resampling the iplus-file for ring number ", ir
96      write (outfile,*) ir
97      outfile="Writeout_"//adjustl(outfile)
98      open(90, file=outfile, form='formatted', status='unknown')
99      write(90, '(A60)') "*** Iplus ***"
100     write(90, '(A40,E19.8)')
101     "*** Masse des Zentralobjektes (Msol): ", mstar
102     write(90, '(A40,E19.8)')
103     "*** Radius des Zentralobjektes (cm): ", rstar
104     write(90, '(A40,E19.8)') "*** Ringabstand (cm): ", R(ir)
105     write(90, '(A40,E19.8)')
106     "*** Akkretionsrate (Msol/y): ", mdot
107     write(90, '(A40,F19.2)') "*** Reynoldszahl: ", Re
108     write(90, '(A40,E19.8)')
109     "*** Dicke der Scheibe (cm): ", thickness
110     write(90, '(A40,E19.8)')
111     "*** Oberflaechendichte (g/cm2): ", sigma
112     write(90, '(A40,F19.2)')
113     "*** Effektivtemperatur (Kelvin): ", Teff(ir)
114     write(90, '(A75)') "*****"
115     write(90, '(A133)') "*Index Freq 87.311 76.658"
116     60.000 39.715 17.619 I(nu)"
117     do k=minnf,maxnf
118         write(90, '(I07,1PE22.12,6E22.12)') k, F(k), iplus_all
119         (ir,.,k), planckfluss(ir,k)
120     enddo
121     close(90)
122
123     enddo
124     print *, "\n FINISHED ... Now you can use AcDc-RingRot!\n"
125
126 end program circumcision

```

Zur Anpassung von C1C1 werden zunächst zusätzliche Parameter über das Modul `PARAMETER_MODULE` (Zeile 2) eingefügt:

```

0  =====!
1  !== Module PARAMETER_MODULE fuer AcDc-CircumCision      ==!
2  !== ==!
3  !== Angepasst werden muessen die Zahl der Frequenzpunkte, ==!
4  !== die Zahl der zu bearbeitenden Ringe, sowie der      ==!
5  !== Ueberlapp der Bereiche in Angstrom.                ==!
6  =====!
7
8  module PARAMETER_MODULE
9      INTEGER, PARAMETER :: nfmmax = 999999
10     !Zahl der Frequenzpunkte
11     INTEGER, PARAMETER :: nr = 5

```

```

    !Gesamtzahl der Ringe
11  REAL, PARAMETER :: olambda = 100
    !Ueberlapp am Anfang und Ende
12  end module PARAMETER_MODULE

```

CiCi speichert für jede der `nr` Ringdateien die in den ersten Zeilen vermerkten Modellparameter und die sich anschließenden Flusswerte (Zeile 38–56). Anhand der Grenzwellenlängen `minlambda` und `maxlambda` aus einer Input-Datei werden diejenigen Frequenzpunkte ermittelt, die den gewünschten Wellenlängenbereich bestmöglich umschließen (Zeilen 58–80). Um den Einfluss der Doppler-Verschiebung auf die Randbereiche zu berücksichtigen, werden `minlambda` und `maxlambda` zusätzlich um einen Wert `overlambda` aus `PARAMETER_MODULE` verschoben. Zur Kontrolle gibt CiCi die so bestimmten Grenzen an den Standardausgabe-Datenstrom zurück (Zeile 82–91) und bestimmt die für RINGROT nötige neue Frequenzpunktzahl der verkleinerten Wertetabelle. Schließlich werden die modifizierten Ringdateien (Zeile 93–112) mit den jeweils gespeicherten Modellparametern und der gekürzten Flusstabelle erzeugt.

Nach der Kompilierung von `circumcision` zu einer Binärdatei `circumcision.pgf90` erfolgt die eigentliche Steuerung und Anwendung über ein UNIX-SHELL-Skript. Hierin werden die beiden entscheidenden Wellenlängengrenzen `minlambda` (Zeile 38) und `maxlambda` (Zeile 39) mittels einer Datei `INPUT` an CiCi übergeben. Die CiCi-eigene Kontrollausgabe sollte in Form der Datei `OUTPUT` gesichert (Zeile 46) werden.

```

0  #!/bin/sh
1  set +x; . $HOME/.jobstart
2  TMPDIR='pwd'
3  # do not edit the beginning of this file
4  #####
5  ## own job following ##
6  #####
7  echo '\n Welcome to AcDc-CircumCision ! \n'
8  #
9  # -----
10 # paths to directories of models, output and binaries
11 # -----
12 #
13 # path for input and clipped models
14 MOD=/modelspath
15 # path to the output file
16 OUT=/outputpath

```

```

17 # path to the CIRCUMCISION binary
18 BIN=/binarypath
19 #
20 # variables for easy file naming (e.g.: <PAR>_Ring01_<PROJ>)
21 PAR=FILENAME_START
22 PROJ=FILENAME_ENDING
23 RANGE=3000-9000
24 #
25 # copy original Iplus files to temp
26 cp ${MOD}/${PAR}_Ring01_${PROJ} ./ORIGINAL_1
27 cp ${MOD}/${PAR}_Ring02_${PROJ} ./ORIGINAL_2
28 cp ${MOD}/${PAR}_Ring03_${PROJ} ./ORIGINAL_3
29 cp ${MOD}/${PAR}_Ring04_${PROJ} ./ORIGINAL_4
30 cp ${MOD}/${PAR}_Ring05_${PROJ} ./ORIGINAL_5
31 #
32 echo 'Reading input-file. \n'
33 #
34 # wavelength range written to INPUT
35 # lower limit (in Angstrom)
36 # upper limit (in Angstrom)
37 cat > INPUT << EOS
38 3000.
39 9000.
40 .
41 EOS
42 #
43 echo '\n Reading and writing data \n Please stay tuned... \n'
44 #
45 # pass INPUT to CIRCUMCISION
46 ${BIN}/circumcision.pgf90 < INPUT > OUTPUT
47 #
48 # copy OUTPUT file
49 cp OUTPUT ${OUT}/CiCi_${PAR}_${PROJ}_${RANGE}.output
50 #
51 # copy result files (clipped Iplus)
52 cp Writeout_1 ${MOD}/${PAR}_Ring01_${PROJ}_${RANGE}.cut
53 cp Writeout_2 ${MOD}/${PAR}_Ring02_${PROJ}_${RANGE}.cut
54 cp Writeout_3 ${MOD}/${PAR}_Ring03_${PROJ}_${RANGE}.cut
55 cp Writeout_4 ${MOD}/${PAR}_Ring04_${PROJ}_${RANGE}.cut
56 cp Writeout_5 ${MOD}/${PAR}_Ring05_${PROJ}_${RANGE}.cut
57 #
58 echo '\n Finished. Have a nice day! \n\n'
59 #
60 # do not edit the rest of this file
61 #####
62 set +vx; $HOME/.jobend

```

Im Fall der hier in der Arbeit verwendeten Modelle wurden die ursprünglichen Ringmodelle mit einer Frequenzpunktzahl von $n_f = 118763$ jeweils in drei Wellenlängenabschnitte 1000 \AA

bis 4000 Å, 4000 Å bis 7000 Å und 7000 Å bis 10 000 Å unterteilt. Zur Überlappung der modellierten Bereiche wurde `overlambda = 100` (Angabe in Ångström) gewählt. Die verkleinerten Flussdateien besaßen somit noch 36 822, 34 040 beziehungsweise 33 874 Frequenzpunkte. Der Zeitaufwand t_{RR} für RINGROT reduzierte sich bei 20 Ringen auf etwa 5,25 h bis 6,25 h für jedes der drei Teilmodelle (Tabelle A.1). Die für CiCi nötige zusätzliche Zeit t_{CC} ist hingegen vernachlässigbar klein. Für ein einzelnes Modell über den entsprechenden Wellenlängenabschnitt (1000 Å–10 000 Å) müssten etwa 46,25 h veranschlagt werden. Die Berechnung des vollständig von den ursprünglichen Ringmodellen berücksichtigten Bereichs mit $\lambda = 150 \text{ Å}$ bis $3 \times 10^6 \text{ Å}$ benötigte sogar 67,75 h. Somit ergibt sich durch die Verwendung von CiCi und die Aufteilung in kleinere Frequenzpunktpakete ein erheblicher Zeitgewinn, insbesondere da davon ausgegangen werden kann, dass für die Teilbereiche verschiedene Recheneinheiten parallel genutzt werden können.

Tabelle A.1.: Übersicht der Berechnungszeiten von CiCi und RINGROT für Modelle mit unterschiedlichen Wellenlängenbereichen $[\lambda_1, \lambda_2]$ und Frequenzpunktzahl n_f . Alle Zeiten wurden auf derselben Recheneinheit^[1] bei vergleichbarer Auslastung ermittelt.

$\lambda_1/\text{Å}$	$\lambda_2/\text{Å}$	n_f	t_{CC}/s	t_{RR}/s
150	3 000 000	118 763	—	233 105
1000	10 000	100 329	26	166 592
1000	4000	36 822	18	22 499
4000	7000	34 040	19	19 244
7000	10 000	33 874	17	19 061

A.2. Mapping-Erweiterung zu ACDC

Der folgende FORTRAN 90-Code wurde dem bisherigen Programm ACDC-RingRot hinzugefügt, um die Berechnung des Gesamtspektrums einer Akkretionsscheibe durch eine Mapping-Datei

[1] Verwendet wurde ein Prozessorkern eines Intel Core 2 Quad Q9550 (64-Bit, 2,83 GHz) mit 8 GB RAM.

modifizieren zu können. Mittels der Steuerungsdatei zu RINGROT kann hierfür der Schalter `deform` aktiviert werden (Wert 1). Die zuvor erstellte Mapping-Datei (`winkel`) muss für jeden der `nr` Einzelringe spaltenweise 360 Zahlenwerte zwischen $-9,9$ und $99,9$ ausweisen, die intern in `armwinkel` erfasst werden:

```

318 !:= Einlesen der Winkelbereiche fuer deformierte Scheiben
319 if (deform.eq.1) then
320   write(nrstring, '(I2)') nr
321   formatstring_nr='(//nrstring//F4.1)'
322   print *, "\n * Reading matrix of angles for deformed
      accreation disc ... \n"
323   open(48, file="winkel", form='formatted', status='unknown')
324   do iwinkel=1,360
325     read(48,formatstring_nr) armwinkel(:,iwinkel)
326   enddo
327   close(48)
328 endif

```

Die Modifikation erfolgt für jeden Modellring (`iring`), Azimutwinkel (`iwinkel`) und Frequenzpunkt (`k`) separat, nachdem die frequenzabhängigen Flusswerte (`y_interpol(k)`) entsprechend ihrer (R, φ) -Koordinate eine Doppler-Verschiebung erfahren haben. Der mit dem entsprechenden `armwinkel(iring, iwinkel)` multiplizierte Fluss wird erneut in `y_interpol(k)` zurück gespeichert, so dass keine weitere Änderung an der bisherigen RINGROT-Programmierung nötig ist:

```

512 !:= Abfrage ob die Scheibe deformiert ist
513 if (deform.eq.1) then
514   !:= Iplus entsprechend der Winkelmodelldatei multipizieren
515   y_interpol(k) = y_interpol(k)*armwinkel(iring,iwinkel)
516 endif

```

A.3. Erzeugung der Mapping-Datei

Grundsätzlich ist es möglich, die Mapping-Dateien für eine beliebige Akkretionsscheibe von Hand zu erstellen, solange die von RINGROT erwartete Formatierung mit $360 \times '(nr F4.1)'$ beachtet wird. Mit `arm.pro` wurde ein IDL-Programm entwickelt, mit dessen Hilfe konsistente zusammenhängende Scheibengeometrien simuliert werden können:

```

o ;;===== arm.pro =====;;

```

```

1  ;; Berechnet die (asymmetrische) Scheibengeometrie mit
   ;; Orientierung und erzeugt Mapping-Datei (OUTPUT) und
   ;; Abbildung (ABBILDUNG.ps)
2
3  PRO arm
4  close ,/all
5
6  ;;===== INPUT =====;;
7  openr,1,"./INPUT"
8  readf,1,innenringe      ;; geschlossene Ringe im Innenbereich
9  readf,1,aussenringe     ;; Dicke des Aussenbereichs
10 readf,1,ueberlappung    ;; Dicke des Spiralarms
11 ueberlappung=ueberlappung<aussenringe
12 readf,1,ioff            ;; Orientierung
13 readf,1,nr              ;; Anzahl an Ringen
14 bahnradii=dblarr(nr)    ;; Ringradii (in cm)
15 FOR n=0,nr-1 DO BEGIN
16     readf,1,k
17     bahnradii[n]=k
18 ENDFOR
19 close,1
20
21 ;;===== PROGRAMM =====;;
22 ;;== Felder deklarieren
23 winkel=dblarr(nr,360)
24 winkelbesetzung=fltarr(nr,360)
25 hilfskreis=dblarr(nr,2,360)
26 segment=dblarr(nr,2,360)
27
28 ;;== komplette innere Ringe besetzen
29 FOR n=0,innenringe-1 DO BEGIN
30     FOR i=0,359 DO BEGIN
31         winkel[n,i]=i
32     ENDFOR
33 ENDFOR
34
35 ;;== Winkelbogen fuer Ringsegmente bestimmen
36 umlaufwinkel=360.
37 teilwinkel=umlaufwinkel/(nr-innenringe)*1.
38
39 ;;== Ringsegmente nur zum Teil besetzen
40 FOR n=innenringe,nr-1 DO BEGIN
41     k=nr-n
42     FOR i=0,359 DO BEGIN
43         IF (i LE (k*teilwinkel mod 361)) THEN BEGIN
44             winkel[n,i]=i
45         ENDIF
46     ENDFOR
47 ENDFOR
48

```

```

49 ;;= Ringsegmente gegeneinander verschieben
50 FOR n=innenringe,nr-(ausseringe+1) DO BEGIN
51     winkel[n,*]=winkel[n,*]-winkel[n+ueberlappung,*]
52 ENDFOR
53
54 ;;= ueberfluessige Zellen auf NaN
55 FOR n=innenringe,nr-1 DO BEGIN
56     FOR i=0,359 DO BEGIN
57         IF (winkel[n,i] EQ 0) THEN BEGIN
58             winkel[n,i]=!VALUES.F_NAN
59         ENDIF
60     ENDFOR
61 ENDFOR
62 FOR n=innenringe,nr-(ausseringe+1) DO BEGIN
63     winkel[n,0]=!VALUES.F_NAN
64 ENDFOR
65
66 ;;= Spiralarm orientieren
67 winkel[*,*]=(winkel[*,*]+ioff) mod 360
68
69 ;;= tatsaechliche Besetzung mit Modifikationswert versehen
70 value=1.
71 FOR n=0,nr-1 DO BEGIN
72     FOR i=0,359 DO BEGIN
73         IF (winkel[n,i] EQ winkel[n,i]) THEN BEGIN
74             winkelbesetzung[n,winkel[n,i]]=value
75         ENDIF
76     ENDFOR
77 ENDFOR
78
79 ;;===== PLOT =====;
80 ;;= Hilfskreise und Segmente fuer Plots berechnen
81 FOR n=0,nr-1 DO BEGIN
82     FOR i=0,359 DO BEGIN
83         w1=i/360.*2.*PI
84         hilfskreis[n,0,i]=bahnradii[n]*cos(w1)
85         hilfskreis[n,1,i]=bahnradii[n]*sin(w1)
86         w2=winkel[n,i]/360.*2.*PI
87         segment[n,0,i]=bahnradii[n]*cos(w2)
88         segment[n,1,i]=bahnradii[n]*sin(w2)
89     ENDFOR
90 ENDFOR
91
92 ;;= plot
93 loadct,39
94 window,xsize=600,ysize=600
95 plot,hilfskreis[nr-1,0,*],hilfskreis[nr-1,1,*],xrange=[-
    bahnradii[nr-1]*1.1,bahnradii[nr-1]*1.1],yrange=[-bahnradii
    [nr-1]*1.1,bahnradii[nr-1]*1.1],xstyle=1,ystyle=1,xtitle="
    radius in cm",ytitle="radius in cm",charsize=1.3,/nodata

```



```

96 plots ,0.,0.,psym=2
97 FOR n=0,nr-1 DO BEGIN
98   oplot ,hilfskreis[n,0,*],hilfskreis[n,1,*],linestyle=1
99   oplot ,segment[n,0,*],segment[n,1,*],thick=5,color=220
100 ENDFOR
101
102 ;;===== PRINT (optional) =====;
103 read, "Soll das Bild gespeichert werden? [0/1] ",pr
104 IF pr EQ 1 THEN BEGIN
105   open_print, ". /ABBILDUNG.ps", /color, /postscript, aspect=1
106   loadct,39
107   plot ,hilfskreis[nr-1,0,*],hilfskreis[nr-1,1,*],xrange=[-
      bahnradii[nr-1]*1.1,bahnradii[nr-1]*1.1],yrange=[-
      bahnradii[nr-1]*1.1,bahnradii[nr-1]*1.1],xstyle=1,ystyle
      =1,xtitle="radius in cm",ytitle="radius in cm",charsize
      =1.3,/nodata
108   plots ,0.,0.,psym=2
109   FOR n=0,nr-1 DO BEGIN
110     oplot ,hilfskreis[n,0,*],hilfskreis[n,1,*]
111     oplot ,segment[n,0,*],segment[n,1,*],thick=8,color=220
112   ENDFOR
113   close_print
114 ENDIF
115
116 ;;===== OUTPUT (optional) =====;
117 read, "Output-Datei erzeugen? [0/1] ",out
118 IF out EQ 1 THEN BEGIN
119   formatstring='( '+strtrim( fix(nr),2)+'F4.1) '
120   openw,2,"./OUTPUT")
121   FOR i=0,359 DO BEGIN
122     printf,2,winkelbesetzung[* ,i],format=formatstring
123   ENDFOR
124   close,2
125 ENDIF
126
127 ;;===== END =====;
128 END

```

Die eingelesene Datei **INPUT** enthält zeilenweise die notwendigen Parameter der gewünschten Geometrie (Zeilen 6–19). Die ersten drei Zeilen beschreiben die grundsätzliche Form der Akkretionsscheibe. Über `innenringe` kann eine kleinere axialsymmetrische Teilscheibe im Systeminnenrand simuliert werden. Insbesondere ist es hiermit im Zusammenspiel mit der **RINGROT**-Angabe von R_{in} auch möglich, die asymmetrische Scheibengeometrie an einem weiter außen liegenden Radius als R_1 zu beginnen und gleichzeitig φ vollständig abzudecken. `aussenringe` regelt die Scheibenausdehnung zum Ende der Asymmetrie hin,

die ebenfalls durch RINGROT mittels R_{out} weiter beschnitten werden kann. Mit ueberlappung kann die Breite der Struktur festgelegt werden, wobei ueberlappung \leq aussenringe. Für die in **Abbildung 4.25** gezeigte Scheibe wurde innenringe = 0, aussenringe = 6 und ueberlappung = 5 gewählt und der äußerste Ring $k=21$ innerhalb RINGROT ignoriert. **Abbildung 4.28** hingegen ergibt sich aus innenringe = 0, aussenringe = 16 und ueberlappung = 15, wiederum ohne Ring 21. ioff legt die azimutale Orientierung $\phi \bmod 360^\circ \in [0^\circ, 359^\circ]$ der Asymmetrie fest. Den Abschluss der Input-Datei bildet die Angabe der Modellringzahl nr und eine entsprechend lange Liste der Ringradien.

arm.pro bestimmt im Folgenden die azimutalen Winkelbereiche $[\varphi_{k,1}, \varphi_{k,2}]$ jedes Rings k in der Art, dass die Scheibenstruktur mindestens einen Teilkreisbogen mit einem Mittelpunktswinkel umlaufwinkel (Zeile 36) beschreibt, gleichzeitig jedoch mindestens eine Breite von ueberlappung besitzt. In den in dieser Arbeit vorgestellten Modellen wurde stets ein Vollkreis (umlaufwinkel = 360°) beschrieben. Den so ermittelten Ringsegmenten wird anschließend der Zellenwert value (Zeile 70) und den restlichen Winkelbereichen 0,0 zugewiesen. Mit value = 1,0 ergibt sich über die angepasste RINGROT-Routine (**Abschnitt A.2**) die in **Gleichung 3.30** aufgezeigte Heaviside-Beschreibung der Scheibenstruktur.

Die Ausgabe des Ergebnisses erfolgt in arm.pro in mehrfacher Form. Grundsätzlich wird stets ein eingelesener Satz von Parametern von der IDL-internen Plotroutine (Zeile 92 – 100) zur Kontrolle veranschaulicht. Die gleiche graphische Ausgabe der Scheibenstruktur kann optional auch als POSTSCRIPT^[2]-Datei gespeichert werden (Zeile 102 – 114), welche die Ausgangsbasis für die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Visualisierungen (u. a. **Abbildung 4.28**) der asymmetrischen Scheiben darstellen. Zu guter Letzt (Zeile 116 – 127) wird optional eine Mapping-Datei der Struktur mit der von RINGROT erwarteten Zeilenformatierung erzeugt.

[2] <www.adobe.com/devnet/postscript.html>

A.4. Bestimmung der Äquivalentbreite

Eine gängige Methode zur Analyse von Spektrallinien in Sternspektren ist die Berechnung der so genannten äquivalenten Linienbreite W_λ . Wird der Fläche, die zwischen dem untersuchten Linienprofil und dem Flusskontinuum liegt, ein flächengleiches, normiertes Rechteck zugewiesen, entspricht dessen Breite gerade W_λ . Formal ([Gleichung 4.5](#)) ergibt sich W_λ folglich aus der Flächenintegration über den normierten Flussverlauf F_{rel} . Das folgende in IDL geschriebene Programm `ewidth.pro` bestimmt näherungsweise diese Fläche und ermittelt somit W_λ :

```

0  ;;===== ewidth.pro =====;;
1  ;; Berechnet die Aequivalentbreite eines Spektrums
2
3  PRO ewidth
4  close,/all
5
6  ;;===== Werte vorbesetzen =====;;
7  infile=''           ;; Inputdatei
8  userwavemin=0.    ;; untere Wellenlaenge des Flussmaximums
9  userwavemax=0.    ;; obere Wellenlaenge des Flussmaximums
10 continuum=1.
11
12 ;;===== VORLAUF =====;;
13 ;;= Userwerte abfragen
14 read,"Path of the norm flux file: ",infile
15 read,"Lower wavelength limit (A): ",userwavemin
16 read,"Upper wavelength limit (A): ",userwavemax
17 read,"Continuums level (flux units (fu))": ", continuum
18
19 ;;= Ascii-Struktur auslesen und Groesse bestimmen
20 strucflux=read_ascii(infile)
21 wavepoints=size(strucflux.field1,/n_elements)/size(
    strucflux.field1,/n_dimensions)
22
23 ;;= Ascii-Struktur aufloesen und nach Wellenlaenge sortieren
24 sorted=sort(strucflux.field1[0,*])
25 wave=double(strucflux.field1[0,sorted])
26 flux=double(strucflux.field1[1,sorted])
27
28 ;;= Min/Max-Filewerte bestimmen
29 filewavemin=min(wave,max=filewavemax)
30 filefluxmin=min(flux,max=filefluxmax)
31
32 ;;= Min/Max-Userwerte pruefen
33 flag=0

```

```

34 IF (userwavemax LT userwavemin) THEN BEGIN
35     print, "Maximum wavelength (",strtrim(userwavemax,2),"A)
        below minimum wavelength (",strtrim(userwavemin,2),"A)!
        Values will be swaped!"
36     tempval=userwavemin
37     userwavemin=userwavemax
38     userwavemax=tempval
39 ENDIF
40 IF (userwavemin LT filewavemin) THEN BEGIN
41     print, "Minimum wavelength (",strtrim(userwavemin,2),"A)
        below file range! New minimum value set to file minimum
        (",strtrim(filewavemin,2),"A)."
42     userwavemin=filewavemin
43 ENDIF
44 IF (userwavemin GT filewavemax) THEN BEGIN
45     print, "Minimum wavelength (",strtrim(userwavemin,2),"A)
        beyond file range (",strtrim(filewavemax,2),"A)! No
        further execution possible!"
46     flag=flag+1
47 ENDIF
48 IF (userwavemax GT filewavemax) THEN BEGIN
49     print, "Maximum wavelength (",strtrim(userwavemax,2),"A)
        beyond file range! New maximum value set to file
        maximum (",strtrim(filewavemax,2),"A)."
50     userwavemax=filewavemax
51 ENDIF
52 IF (userwavemax LT filewavemin) THEN BEGIN
53     print, "Maximum wavelength (",strtrim(userwavemax,2),"A)
        below file range (",strtrim(filewavemin,2),"A)! No
        further execution possible!"
54     flag=flag+2
55 ENDIF
56 IF (userwavemax EQ userwavemin) THEN BEGIN
57     print, "Wavelength (",strtrim(userwavemin,2),"A -- ",
        strtrim(userwavemax,2),"A) zero! No further execution
        possible!"
58     flag=flag+4
59 ENDIF
60
61 ::===== PROGRAMM =====;
62 WHILE (flag EQ 0) DO BEGIN
63     ::== Min/Max-Werte finden
64     indexmin=0
65     indexmax=0
66     wavemin=0.
67     wavemax=0.
68     fluxmin=0.
69     fluxmax=0.
70
71     indexmin=min(WHERE(wave GE userwavemin))

```

```

72     indexmax=max(WHERE(wave LE userwavemax))
73
74     wavemin=wave[indexmin]
75     wavemax=wave[indexmax]
76     fluxmin=min(flux[indexmin:indexmax])
77     fluxmax=max(flux[indexmin:indexmax])
78
79     print, ""
80     print, "Minimum wavelength requested: ",strtrim(
      userwavemin,2), "A"
81     print, " Minimum wavelength used (matching data point): "
      ,strtrim(wavemin,2), "A"
82     print, "Maximum wavelength requested: ",strtrim(
      userwavemax,2), "A"
83     print, " Maximum wavelength used (matching data point): "
      ,strtrim(wavemax,2), "A"
84
85     ;;===== GAUSS (optional) =====;;
86     fold=''
87     print, ""
88     read, "Convol data with Gaussian? (y/n) ",fold
89     IF (fold EQ 'y') THEN BEGIN
90         orgflux=flux
91         read, "FWHM of Gaussian (A): ",width
92         flux=gaussfold(wave,orgflux,width,LAMMIN=wavemin,
          LAMMAX=wavemax)
93     ENDIF
94
95     ;;===== Aequivalentbreite =====;;
96     ;; (Summe der Trapezflaechen zwischen benachbarten
      Datenpunkten)
97     equiwidth=0.
98     FOR i=indexmin,indexmax-2 DO BEGIN
99         x1=wave[i]
100        x2=wave[i+1]
101        y1=(continuum-flux[i])/continuum
102        y2=(continuum-flux[i+1])/continuum
103        equiwidth=equiwidth+(0.5*(y2+y1)*(x2-x1))
104     ENDFOR
105
106     ;;===== OUTPUT =====;;
107     ;;= Wertausgabe
108     print, ""
109     print, "
      -----"
110     print, "Resulting equivalent width: ",strtrim(equiwidth
      ,2), "A"
111     print, ""
112
113     ;;= Kontrollplot

```

```

114 window,0
115 plot ,wave,flux,xrange=[wavemin,wavemax],yrange=[min([
    fluxmin,continuum])-0.3,max([fluxmax,continuum])+0.3],
    ystyle=1,xstyle=1,/nodata
116 oplot ,wave,flux
117 oplot ,[wavemin,wavemax],[continuum,continuum],linestyle=2
118 IF (fold EQ 'y') THEN BEGIN
119     oplot ,wave,orgflux
120 ENDIF
121
122     flag=flag+1
123 ENDWHILE
124 END

```

Als Ausgangspunkt dient `ewidth.pro` eine zweispaltige, ASCII-formatierte Spektrumsdatei mit Wellenlängen und zugehörigen Flusswerten (Zeile 16 und Zeile 20–26). Da ein reales Spektrum im Allgemeinen aus einer Vielzahl aufeinanderfolgender Spektrallinien besteht, kann die Berechnung der Flächen einer Linie nicht auf dem gesamten Intervall $\lambda = [0, \infty[$ wie in **Gleichung 4.5** erfolgen, sondern muss auf einen kleinen Wellenlängenabschnitt `[userwavemin,userwavemax]` beschränkt werden. Neben diesen beiden Schranken (Zeile 17 und 18) fragt das Programm zudem das Niveau des Kontinuums vom Nutzer ab (Zeile 19). `ewidth.pro` kontrolliert diese Eingaben auf übliche Falscheingaben (Zeile 35–60), ermittelt den passenden Wellenlängenbereich im Spektrum und gibt diese Informationen an den Benutzer zurück (Zeile 66–85). Anschließend kann optional eine Glättung des Flussverlaufs mittels einer Gauß-Funktion angebracht werden (Zeile 88–95), bevor die eigentliche Berechnung der Äquivalentbreite erfolgt. Da der Flussverlauf normalerweise keine analytische Funktion darstellt, wird die Integration in `ewidth.pro` durch eine Summe von Trapezflächen ersetzt (Zeile 99–106). Schließlich erfolgt, neben der Ausgabe des eigentlichen Wertes W_λ (Zeile 111), zusätzlich eine graphische Darstellung des für die Berechnung verwendeten Spektrumsabschnitts (Zeile 115–122).

ANHANG B.

Abweichung zur allgemeinen Modellbeschreibung

Um eine hinreichend große Anzahl an konvergenten Modellspektren zu berechnen, war es in einigen Fällen nötig, von der in der Einleitung zu **Kapitel 4** beschriebenen allgemeinen Modellbeschreibung abzuweichen.

B.1. Ausgeschlossene atomare Übergänge

Im Laufe der Arbeit stellte sich heraus, dass verschiedene atomare Übergänge je nach Wahl der Parameter Σ und T_{eff} , die Berechnung des konvergenten Ringspektrums behinderten. **Tabelle B.1** gibt eine Übersicht über jene Spektrallinien, welche manuell aus den Atomdaten entfernt wurden, um die Modellierung dennoch zu gewährleisten. Die Ursache der numerischen Instabilitäten, die durch diese Übergänge hervorgerufen werden, ist bisher nicht verstanden.

Tabelle B.1.: Aus den Atomdaten entfernte atomare Übergänge mit dem jeweils zugehörigen Element und der Ionisationsstufe.

T_{eff}/K	Σ/gcm^{-2}	Ion	$\lambda/\text{\AA}$
4500	0,3	O I	27 644,65, 28 935,17, 45 608,48,
			59 761,26, 68 380,80
		Si II	21 901,12, 27 848,82, 35 047,75,
			36 961,79, 39 490,48, 53 109,15,
		Si III	63 404,14, 73 229,66, 239 878,83
			1206,50

ANHANG B. Modifizierte Modellangaben

... Fortsetzung von *Tabelle B.1*

T_{eff}/K	Σ/gcm^{-2}	Ion	$\lambda/\text{\AA}$
5000	0,1	C II	161 844,42, 117 072,17
		O I	68 380,80
		Mg II	204 540,57, 370 268,50
		Si II	73 229,66, 239 878,83
		S II	135 823,41
5000	0,3	O I	27 644,65, 28 935,17, 45 608,48, 59 761,26, 68 380,80
		Si II	11 314,05, 11 740,43, 12 853,45, 16 934,83, 21 901,12, 27 848,82, 35 047,75, 36 961,79, 39 490,48, 53 109,15, 63 404,14, 73 229,66, 239 878,83
5000	0,5	O I	11 289,87, 11 302,45, 13 168,17, 27 644,65, 28 935,17, 45 608,48, 59 761,26, 68 380,80
		Si II	11 314,05, 11 740,43, 12 853,45, 16 934,83, 21 901,12, 27 848,82, 35 047,75, 36 961,79, 39 490,48, 53 109,15, 63 404,14, 73 229,66, 239 878,83
5000	0,7	O I	11 289,87, 11 302,45, 13 168,17, 27 644,65, 28 935,17, 45 608,48, 59 761,26, 68 380,80
		Si II	11 314,05, 11 740,43, 12 853,45, 16 934,83, 21 901,12, 27 848,82, 35 047,75, 36 961,79, 39 490,48, 53 109,15, 63 404,14, 73 229,66, 239 878,83
6000	0,3	O I	27 644,65, 28 935,17, 45 608,48, 59 761,26, 68 380,80
		Si II	21 901,12, 27 848,82, 35 047,75, 36 961,79, 39 490,48, 53 109,15, 63 404,14, 73 229,66, 239 878,83
		Si III	1206,50
6000	0,5	O I	68 380,80

... Fortsetzung von **Tabelle B.1**

T_{eff}/K	Σ/gcm^{-2}	Ion	$\lambda/\text{\AA}$
		Si II	16 934,83, 21 901,12, 27 848,82, 35 047,75, 36 961,79, 39 490,48, 53 109,15, 63 404,14, 73 229,66, 239 878,83

B.2. Ersatz durch benachbarte Ringspektren

Für bestimmte Kombinationen der beschreibenden Parameter T_{eff} , Σ und chemischer Zusammensetzung war es nicht möglich, alle angestrebten 21 Ringe konvergent zu berechnen. Sofern dieser Ausfalleffekt weniger als 2 Ringe in direkter Nachbarschaft zueinander betraf, erfolgte bei der Scheibenintegration eine Ersetzung der fehlenden Ringe durch innen oder außen angrenzende Ringspektren. Auf Grund der Wahl $\Sigma(r) = \text{const.}$ und $T_{\text{eff}}(r) = \text{const.}$, der homogenen chemischen Zusammensetzung der Scheibe und dem geringen Abstand der Ringe (**Gleichung 4.1**) zueinander, kann davon ausgegangen werden, dass Struktur und Spektrum benachbarter Ringe einander ausreichend ähnlich sind, um die Ersetzung zu rechtfertigen. **Tabelle B.2** zeigt die erfolgten Ersetzungen.

Tabelle B.2.: Austausch nicht konvergenter Ringmodelle durch benachbarte Ringspektren. Die Häufigkeitsverteilung der CH- und BE-Zusammensetzung ist in **Tabelle 4.4** gegeben.

T_{eff}/K	Σ/gcm^{-2}	Mix	Orginalring/Ersatzring
4500	0,3	CH.0	13/12, 14/15
		CH.1	13/12, 14/15
		BE.0	10/9, 20/19, 21/19
		BE.1	10/9
5000	0,3	CH.1	14/13, 15/16
6000	0,3	CH.0	4/3, 5/6
		CH.1	6/5, 11/10
		CH.2	6/5

ANHANG C.

Zusätzliche Grafiken

Im Folgenden sind Grafiken aufgeführt, die jene im Hauptteil (**Kapitel 4** und **Kapitel 5**) gegebenen Darstellungen ergänzen:

- **Abbildung C.1** und **Abbildung C.2** erweitern die Betrachtung des Einflusses der chemischen Zusammensetzung in **Abschnitt 4.1** für die alternativen CH-Mischungen;
- **Abbildung C.3** ergänzt den vertikalen $\tau(m)$ -Verlauf der in **Abschnitt 4.3** beschriebenen Σ -Modelle;
- **Abbildung C.4** zeigt die nicht-rotierten Modellspektren der möglichen R_{out} aus **Abschnitt 4.4.2**;
- **Abbildung C.5** und **Abbildung C.6** stellen die vertikale und radiale Struktur der in **Abschnitt 4.4.3** hinzugefügten Ringe $R_A \dots R_E$ dar.
- **Abbildung C.8** und **Abbildung C.9** veranschaulichen die asymmetrischen Geometrien der beiden besten Modellscheiben zu SDSS 1228 (**Abschnitt 5.1.3**).
- **Abbildung C.10** skizziert die zu bestimmende Fläche (**Abschnitt 5.1.4** einer asymmetrischen Modellscheibe.
- **Abbildung C.11** zeigt das aus den TWIN-Daten gemittelte Spektrum von Ton 345.

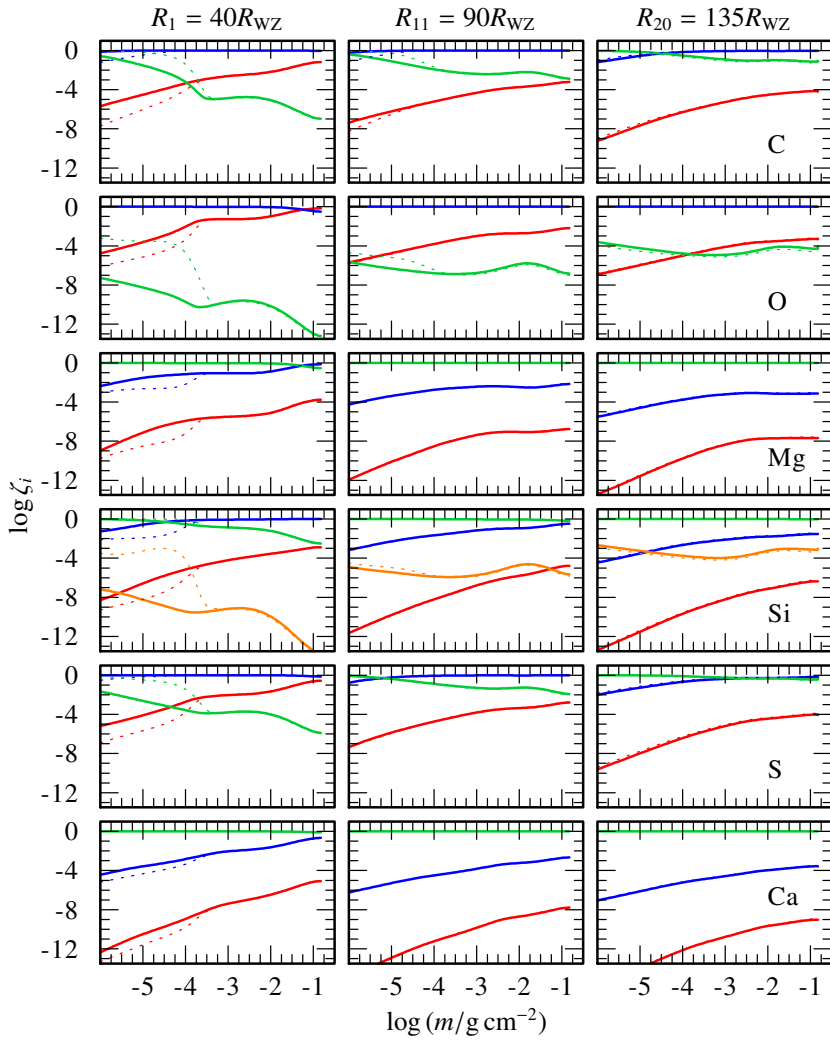


Abbildung C.1.: Verlauf der $\log \zeta_i(m)$ (Ionisationsstufe I in rot, II in blau, III in grün und IV in orange) der berücksichtigten Elemente C, O, Mg, Si, S und Ca für CH.1 (durchgezogen) im Vergleich zu CH.0 (gestrichelt).

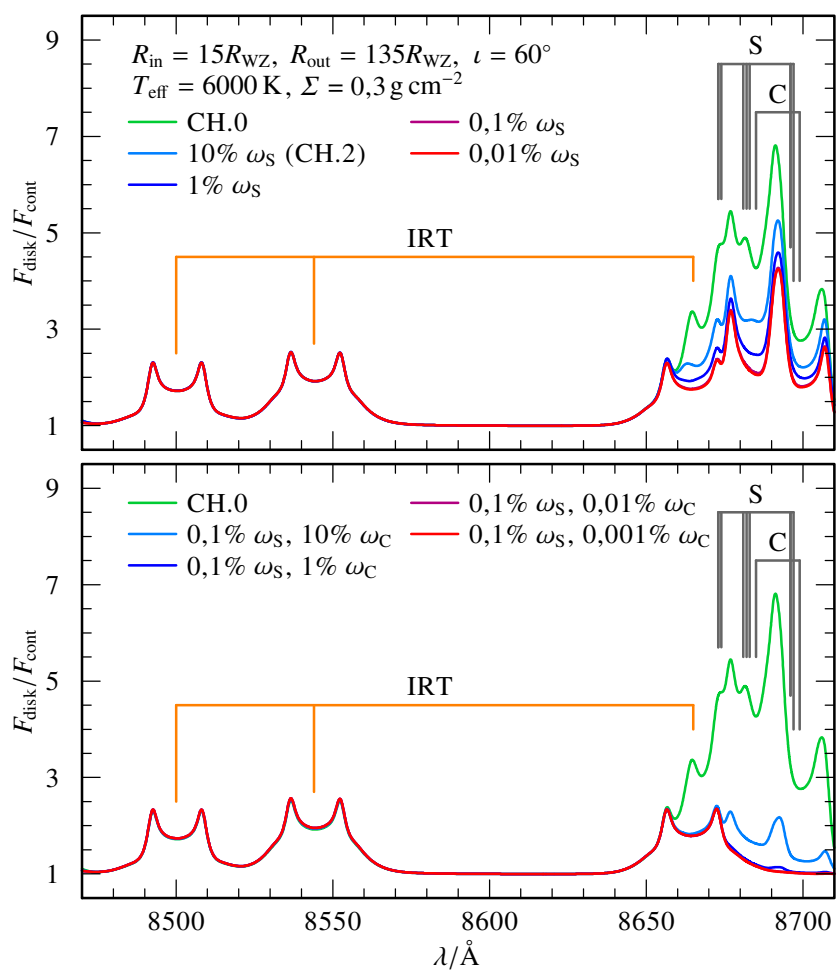


Abbildung C.2.: Relativer Fluss der synthetischen Spektren im Bereich des IRT für chondritische Mischungen mit reduziertem C- (oben) und zusätzlich reduziertem S-Anteil (unten).

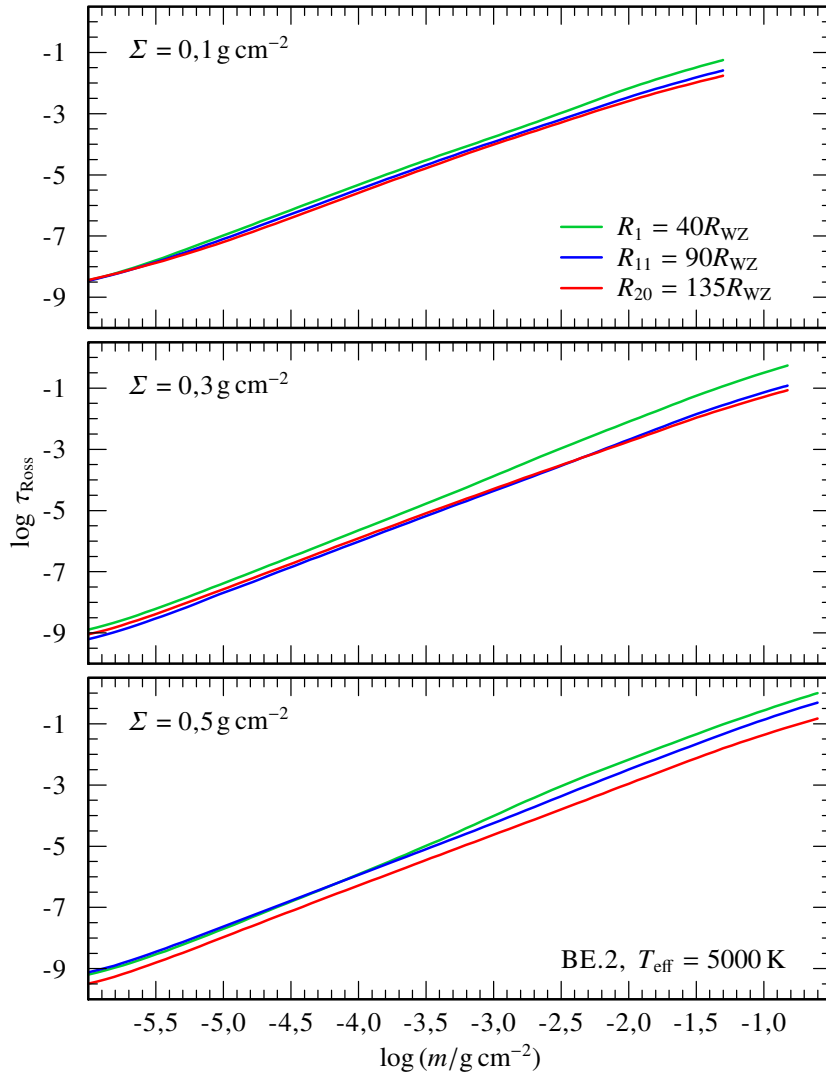


Abbildung C.3.: Verlauf der optischen Tiefe der BE.2-Modelle mit drei unterschiedlichen Oberflächenmassendichten $\Sigma = 0,1 \text{ g cm}^{-2}$ (oben), $0,3 \text{ g cm}^{-2}$ (mittig) und $0,5 \text{ g cm}^{-2}$ (unten).

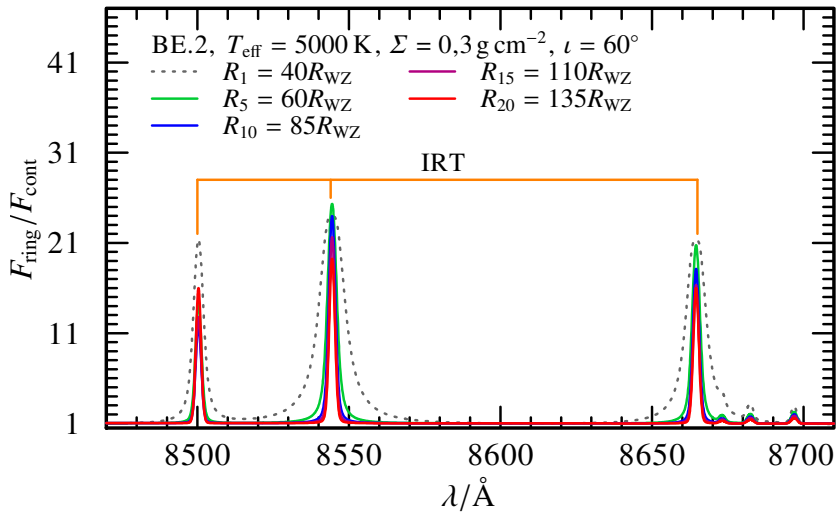


Abbildung C.4.: Relativer Fluss der synthetischen Spektren des zentralen BE.2-Modells im Bereich des IRT für den innersten (R_1 , grau gestrichelt) und die vier in **Abbildung 4.23** verwendeten äußeren Ringe R_5 (grün), R_{10} (blau), R_{15} (violett) und R_{20} (rot).

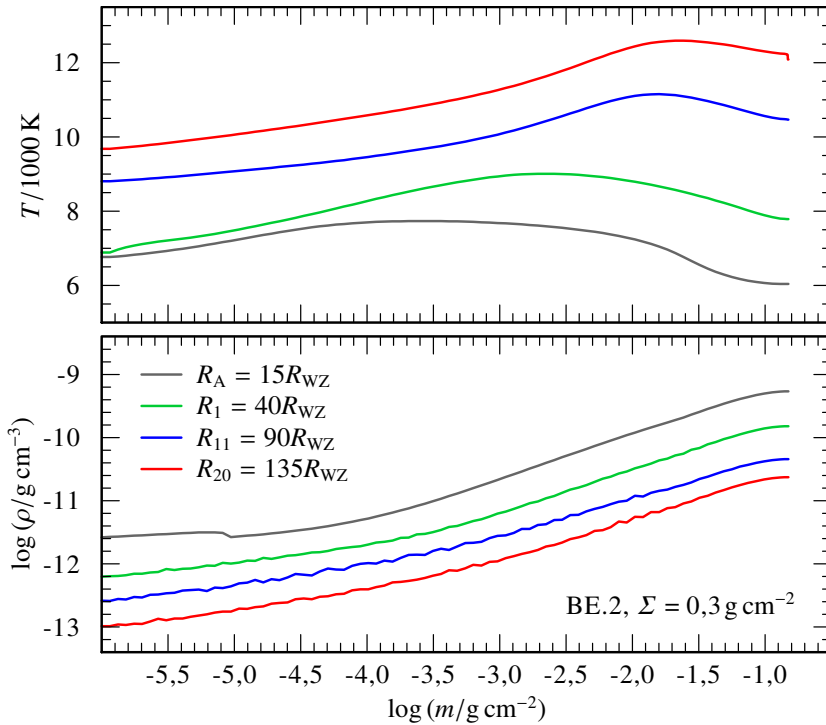


Abbildung C.5.: Vertikaler Verlauf der Schichtungstemperatur (oben) und Dichte (unten) für die bisherigen drei Beispielringe R_1 (grün), R_{11} (blau) und R_{20} (rot) sowie den zusätzlichen $R_A = 15R_{WZ}$ (grau).

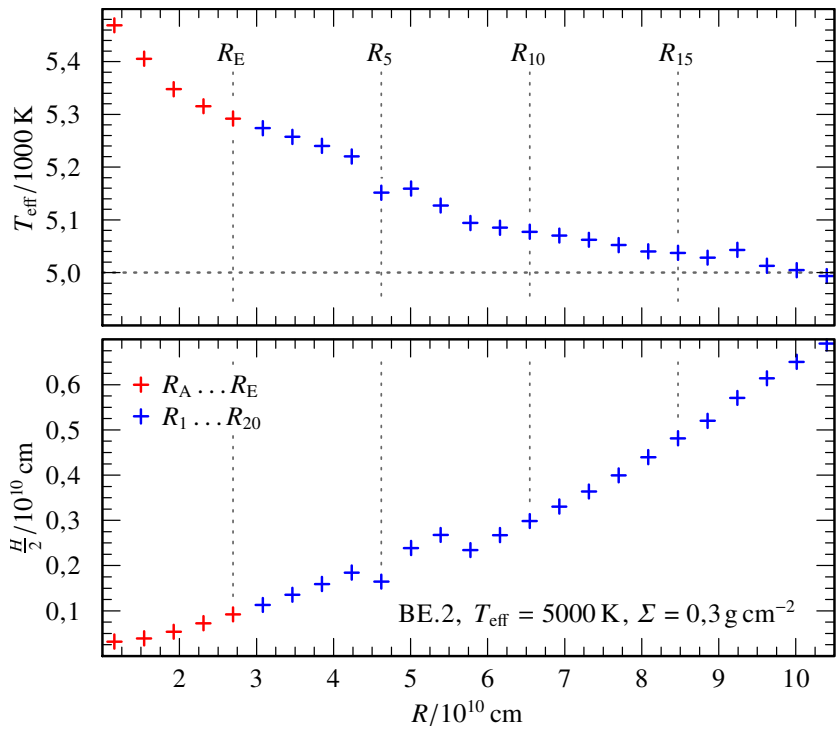


Abbildung C.6.: Radialer Verlauf der Effektivtemperatur (oben, mit der Soll-Temperatur $T_{\text{eff}} = 5000\text{K}$ repräsentiert durch eine gestrichelte, horizontale Linie) und Scheibenhöhe (unten) für die Akkretionsscheibenmodelle mit den bisherigen (blaue Kreise) und den zusätzlichen (rote Kreise) BE.2-Ringen.

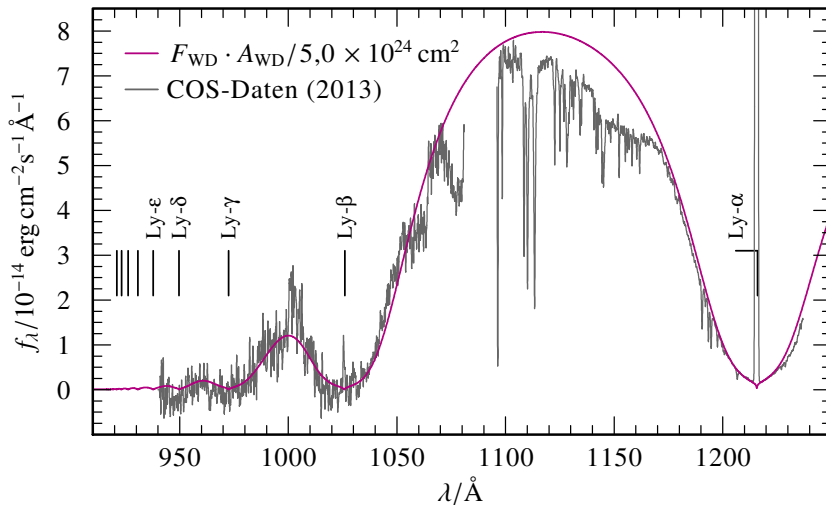


Abbildung C.7.: HST/COS-Daten für SDSS 1228 von 2013 (grau) im gesamten Beobachtungsbereich (Segmentspalte des verwendeten Gitters G130M zwischen $\lambda = 1081\text{\AA}$ und 1096\AA) und das generische WZ-Spektrum (magenta) aus [Abbildung 5.6](#) gewichtet mit $5,0 \times 10^{-4}$.

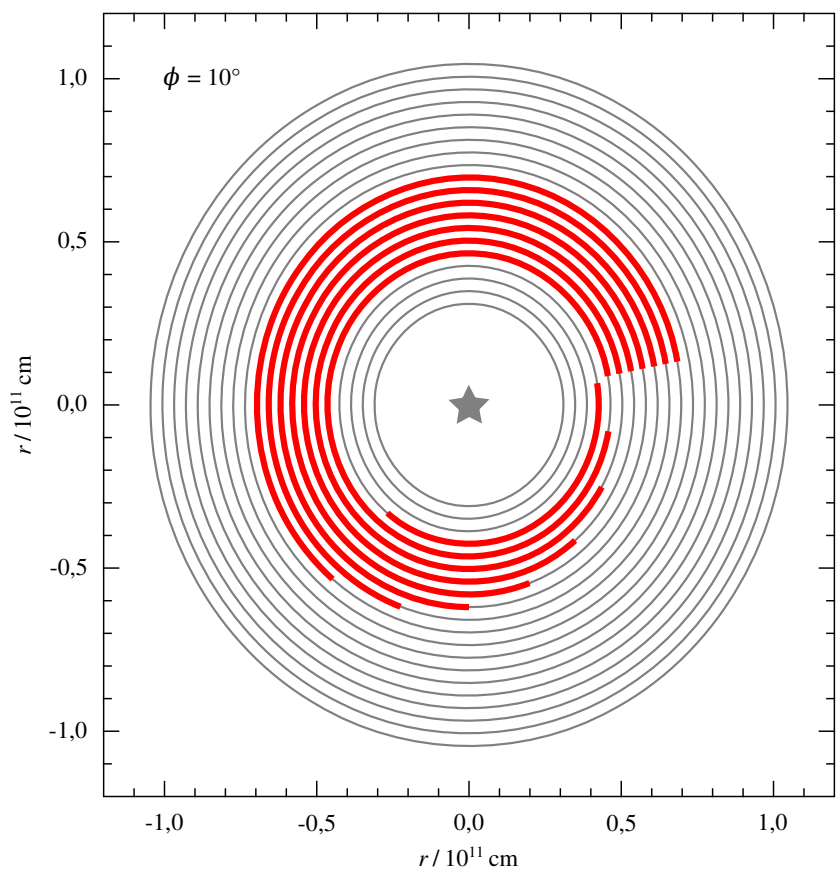


Abbildung C.8.: Ausgerichtete asymmetrische Scheibengeometrie mit breitem Spiralarml (Abbildung 5.9, unten).

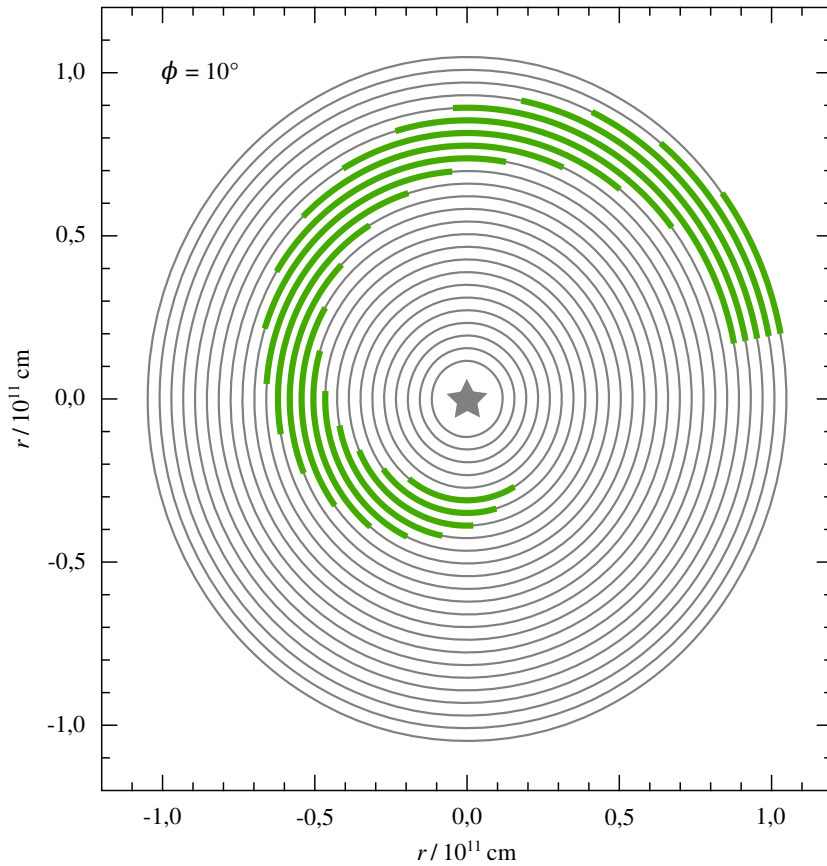


Abbildung C.9.: Ausgerichtete asymmetrische Scheibengeometrie mit weitem Spiralarm (Abbildung 5.10).

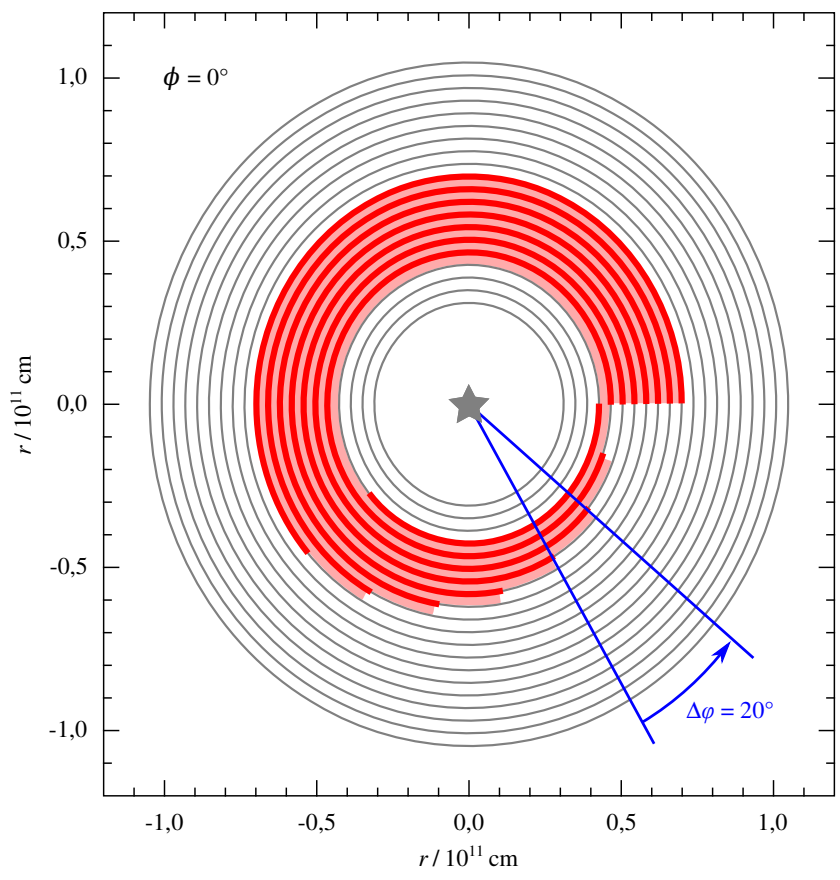


Abbildung C.10.: Skizze zur Bestimmung der Scheibenfläche mit asymmetrischer Geometrie. Der Mittelpunktswinkel der die Asymmetrie beschreibenden Sektoren $\Delta\varphi = 20^\circ$ ergibt sich aus `teilwinkel` in **Abschnitt A.3** (Zeile 37). Für die Fläche A_i eines Sektors i gilt $A_i = (R_{\text{out},i} - R_{\text{in},i})^2 \pi \cdot \frac{\Delta\varphi_i}{360^\circ}$.

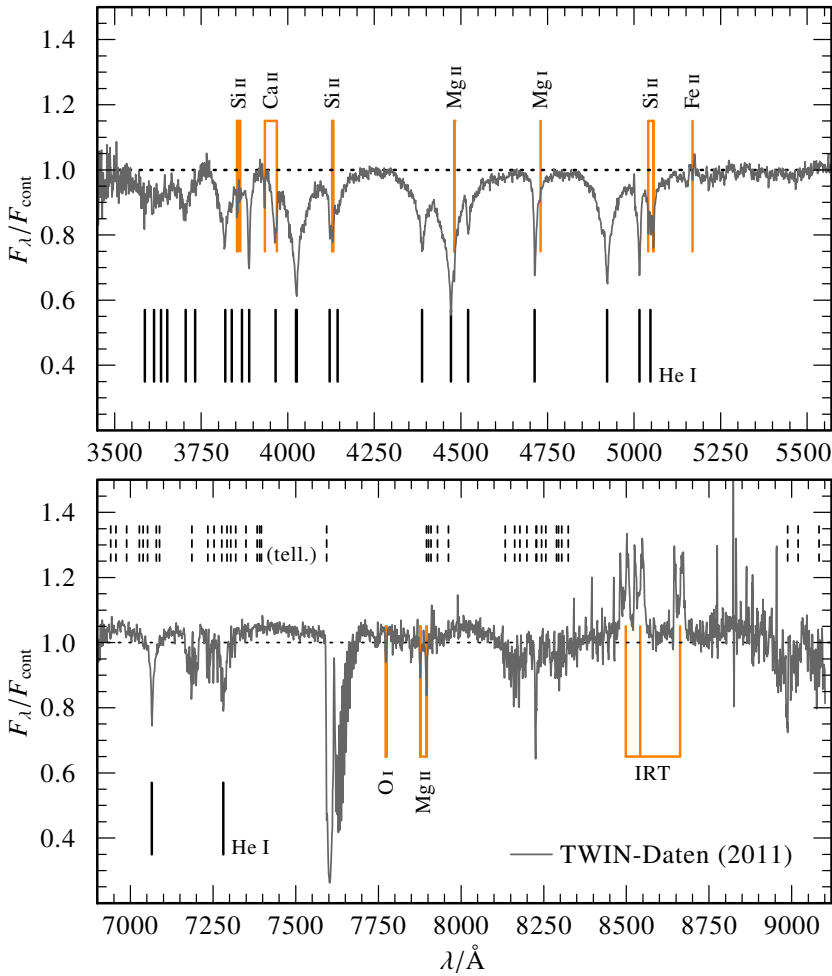


Abbildung C.11.: Gemitteltetes Spektrum der ausgewählten TWIN-Beobachtungen (grau) von Ton 345 mit photosphärischen Absorptionslinien von He sowie metallische Linien der Verunreinigungen beziehungsweise der Metallscheibe (orange). In der unteren Bildhälfte sind oberhalb des Spektrums zusätzlich die molekularen Linien (H₂O, O₂) der Erdatmosphäre gestrichelt markiert. (Basierend auf einer Grafik aus [Hartmann et al., 2014](#))

Akronyme

Liste der verwendeten Abkürzungen und Akronyme. In der elektronischen Form der Arbeit dienen Teile der Beschreibungen ggf. als Hyperlink zu entsprechenden Webseiten.

AcDc	Accretion Disk Code
ACS	Advanced Camera for Surveys
AGB	Asymptotic Giant Branch
BE	Bulk Earth (-Mischung)
CAHA	Centro Astronómico Hispano-Alemán
Caltech	California Institute of Technology
CE	Common Envelope
CH	chondritische Mischung
CiCi	AcDc-Teilprogramm CircumCision
CoRoT	COncvection, ROTation et Transit planétaires (Weltraumteleskop)
COS	Cosmic Origins Spectrograph
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
ESA	European Space Agency
ESO	European Southern Observatory
FORTTRAN	FORmula TRANslation (Programmiersprache)
HB	Horizontal Branch
Hipparcos	High Precision Parallax Collecting Satellite
HIRES	High Resolution Echelle Spectrometer
HRD	Hertzprung-Russell-Diagramm
HST	Hubble Space Telescope
IAU	International Astronomical Union
IDL	Interactive Data Language (Programmiersprache)
IR	infraroter Spektralbereich
IRAF	Image Reduction and Analysis Facility

IRT	IR-Linientriplett von Ca II
ISAAC	Infrared Spectrometer And Array Camera
ISM	interstellare Materie
JPL	Jet Propulsion Laboratory
MAST	Mikulski Archive for Space Telescopes
MS	Main Sequence
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NLTE	Non-Local Thermodynamic Equilibrium
PN	Planetarischer Nebel
RGB	Red Giant Branch
RINGROT	ACDC-Teilprogramm RingRot
SDSS	Sloan Digital Sky Survey
SST	Spitzer Space Telescope
STScI	Space Telescope Science Institute
TIRO	Tübingen Iron-Group Opacity
TMAD	Tübingen Model Atom Database
TMAP	Tübingen Model Atmosphere Package
TWIN	Cassegrain Twin Spectrograph
UV	ultravioletter Spektralbereich
UVES	Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph
VLT	Very Large Telescope
WGESP	Working Group on Extrasolar Planets
WHT	William Herschel Telescope
WZ	Weißer Zwerg
ZAMS	Zero Age Main Sequence

Objekte

Liste der angesprochenen astronomischen Objekte. In der elektronischen Form der Arbeit dient der Beschreibungstext als Hyperlink zur [SIMBAD](#)-Datenbank.

G 29-38	Giclas-Katalog Objekt 29-38
GD 362	Giclas-Dwarf-Katalog Objekt 362
GD 40	Giclas-Dwarf-Katalog Objekt 40
HE 1349	Hamburg-ESO Survey Objekt 1349-2305
IC 2944	Index-Katalog Objekt 2944
M 42	Messier-Katalog Objekt 42, Orion-Nebel

SDSS 0738	Sloan Digital Sky Survey Objekt J073842.56+183509.6
SDSS 0959	Sloan Digital Sky Survey Objekt J095904.69-020047.6
SDSS 1043	Sloan Digital Sky Survey Objekt J104341.53+085558.2
SDSS 1144	Sloan Digital Sky Survey Objekt J114404.74+052951.6
SDSS 1228	Sloan Digital Sky Survey Objekt J122859.93+104033.0
SDSS 1617	Sloan Digital Sky Survey Objekt J161717.04+162022.4
Ton 345	Tonantzintla Observatorium Objekt 345
vMA 2	Van Maanens Stern
WD 1124	WD 1124-296
WD 1145	WD 1145+017

Symbole

Liste der in der Arbeit verwendeten physikalischen Symbole, Größen und Konstanten.

a	Große Halbachse einer Ellipse
A_{disk}	Fläche einer Akkretionsscheibe
α	Viskositätsparameter
$B-V$	Farbindex Blau/Visuell
β	Exponent der Masse-Leuchtkraft-Beziehung
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
c_s	Schallgeschwindigkeit
χ_ν	Absorptionskoeffizient
$\tilde{\lambda}_{\text{Ross}}$	Rosseland'sches Absorptionsmittel
δ	Proportionalitätsfaktor des Gezeitenradius
ε	(numerische) Exzentrizität
η_ν	Emissionskoeffizient
f_λ	beobachteter Strahlungsfluss
F_ν, F_λ	Strahlungsfluss (allgemein)
F_{cont}	Kontinuumsanteil des Strahlungsflusses
F_{disk}	Strahlungsfluss einer Akkretionsscheibe

F_{rel}	relativer Strahlungsfluss bezüglich F_{cont}
F_{ring}	Strahlungsfluss eines Modellrings
\mathcal{F}_v	astrophysikalischer Fluss
G	Newton'sche Gravitationskonstante
g	Oberflächenschwerebeschleunigung
H	Dicke einer Akkretionsscheibe
h	Planck'sches Wirkungsquantum
I_v	frequenzspezifische Intensität
i	Inklination
J_v	mittlere Intensität
L	Leuchtkraft
L_{\odot}	Sonnenleuchtkraft
$\Lambda, \tilde{\Lambda}$	Entwicklungsoperator des Strahlungstransports
λ	Wellenlänge
λ_0	Ruhewellenlänge
M	Masse (allgemein)
\dot{M}	Massenakkretionsrate (allgemein)
\dot{M}_Z	Massenakkretionsrate von Metallen
M_{disk}	Masse einer Akkretionsscheibe
M_{\oplus}	Erdmasse
M_J	Jeansmasse
M_{Jup}	Jupitermasse
M_{\odot}	Sonnenmasse
M_V	absolute Helligkeit
M_{WZ}	Masse eines Weißen Zwerges
m	Säulenmasse
μ	mittleres Molekulargewicht
n	Teilchenzahldichte
n_e	Teilchenzahldichte der Elektronen
n_j	Besetzungsdichte des j -ten atomaren Niveaus
ν	Frequenz einer elektromagnetischen Welle
ω_j	Massenbruchteil eines Elements j
P_{ij}	Ratenkoeffizient des Übergangs $i \rightarrow j$
p_{gas}	Gasdruck
p_{rad}	Strahlungsdruck
Φ_{mech}	mechanischer Energieanteil
Φ_{rad}	radiativer Energieanteil
φ	Azimutwinkel
ϕ	Orientierung einer Asymmetrie

q	elektromagnetische Ladung
R, r	Radius (allgemein)
R_{ij}	radiative Übergangsrate für $i \rightarrow j$
R_{in}	Innenradius einer Akkretionsscheibe
R_k	Radius des k -ten Modellrings
R_{out}	Außenradius einer Akkretionsscheibe
R_{\odot}	Sonnenradius
R_{sub}	Sublimationsradius
R_{tidal}	Gezeitenradius
R_{WZ}	Radius eines Weißen Zwerges
ρ	Massendichte (allgemein)
ρ_P	Massendichte eines planetaren Körpers
ρ_S	Massendichte eines Sterns
S_v	Quellfunktion
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante
σ_{ij}^{rad}	radiativer Wirkungsquerschnitt für $i \rightarrow j$
T	Temperatur (allgemein)
T_c	Zentraltemperatur
T_{eff}	Effektivtemperatur
T_{sub}	Sublimationstemperatur
t_{adj}	Anpassungszeit
t_{CC}	Rechenzeit CICI
t_{ff}	Freifallzeit
t_{nuk}	nukleare Zeitskala
t_{ϕ}	Präzessionsperiode einer Asymmetrie
t_{RR}	Rechenzeit RINGROT
τ_{Ross}	Rosseland'sche optische Tiefe
ϑ	Strahlungswinkel
v_K	Kepler'sche Bahngeschwindigkeit
v_{rel}	Relativgeschwindigkeit
ω	kinematische Viskosität
W_{λ}	Äquivalentbreite
$\tilde{\omega}$	höhenabhängige Viskosität
ξ	Kosinus des Strahlungswinkels ϑ
z	geometrische Höhe
ζ_i	Ionisationsbruchteil eines Ions i
i, j, k, l	verschiedene Laufindizes

Literaturverzeichnis

In der elektronischen Form dieser Arbeit dient der Literaturtitel ggf. als Hyperlink zur elektronischen Ausgabe der zitierten Arbeit bzw. einer entsprechenden DOI- oder Verlags-Website.

Aannestad, P.A., Kenyon, S.J., Hammond, G.L., Sion, E.M., 1993: *Cool metallic-line white dwarfs, radial velocities, and interstellar accretion*, *AJ*, Ausg. 105, S. 1033–1044

Abazajian, K.N., et al., 2009: *The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey*, *ApJS*, Ausg. 182, S. 543–558

Adelman-McCarthy, J.K., et al., 2006: *The Fourth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey*, *ApJS*, Ausg. 162, S. 38–48

Adelman-McCarthy, J.K., et al., 2008: *The Sixth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey*, *ApJS*, Ausg. 175, S. 297–313

Alcock, C., Illarionov, A., 1980: *The Surface Chemistry of Stars - Part Two - Fractionated Accretion of Interstellar Matter*, *ApJ*, Ausg. 235, S. 541

Allègre, C.J., Poirier, J.P., Humler, E., Hofmann, A.W., 1995: *The chemical composition of the Earth*, *Earth and Planetary Science Letters*, Ausg. 134, S. 515–526

Armitage, P.J., 2007: *Lecture notes on the formation and early evolution of planetary systems*, arXiv:astro-ph/0701485

Barber, S.D., et al., 2012: *The Frequency of Debris Disks at White Dwarfs*, *ApJ*, Ausg. 760, S. 26

Bethe, H.A., Critchfield, C.L., 1938: *The Formation of Deuterons by Proton Combination*, *Physical Review*, Ausg. 54, S. 248–254

Bethe, H.A., 1939: *Energy Production in Stars*, *Physical Review*, Ausg. 55, S. 434–456

- Bochkarev, K.V., Rafikov, R.R., 2011: *Global Modeling of Radiatively Driven Accretion of Metals from Compact Debris Disks onto White Dwarfs*, ApJ, Aug. 741, S. 36
- Bonsor, A., Mustill, A.J., Wyatt, M.C., 2011: *Dynamical effects of stellar mass-loss on a Kuiper-like belt*, MNRAS, Aug. 414, S. 930–939
- Boss, A.P., 1997: *Giant planet formation by gravitational instability.*, Science, Aug. 276, S. 1836–1839
- Brinkworth, C.S., Gänsicke, B.T., Marsh, T.R., Hoard, D.W., Tapert, C., 2009: *A Dusty Component to the Gaseous Debris Disk Around the White Dwarf SDSS J1228+1040*, ApJ, Aug. 696, S. 1402–1406
- Brinkworth, C.S., et al., 2012: *A Spitzer Space Telescope Study of the Debris Disks around Four SDSS White Dwarfs*, ApJ, Aug. 750, S. 86
- Campbell, B., Walker, G.A.H., Yang, S., 1988: *A search for substellar companions to solar-type stars*, ApJ, Aug. 331, S. 902–921
- Carry, B., 2012: *Density of asteroids*, P&SS, Aug. 73, S. 98–118
- Cassan, A., et al., 2012: *One or more bound planets per Milky Way star from microlensing observations*, Nature, Aug. 481, S. 167–169
- Davidsson, B.J.R., 1999: *Tidal Splitting and Rotational Breakup of Solid Spheres*, Icarus, Aug. 142, S. 525–535
- Debes, J.H., Sigurdsson, S., 2002: *Are There Unstable Planetary Systems around White Dwarfs?*, ApJ, Aug. 572, S. 556–565
- Debes, J.H., et al., 2012a: *Detection of Weak Circumstellar Gas around the DAZ White Dwarf WD 1124-293: Evidence for the Accretion of Multiple Asteroids*, ApJ, Aug. 754, S. 59
- Debes, J.H., Walsh, K.J., Stark, C., 2012b: *The Link between Planetary Systems, Dusty White Dwarfs, and Metal-polluted White Dwarfs*, ApJ, Aug. 747, S. 148

- Doppler, C., 1842: *Ueber das farbige Licht der Doppelsterne und einiger anderer Gestirne des Himmels*. (Borrosch und André, Prag)
- Dreizler, S., 2003: *Temperature Correction Schemes*, in *Stellar Atmosphere Modeling*, AIP Conf. Proc., Ausg. 288, S. 69
- Dufour, P., et al., 2012: *Detailed Compositional Analysis of the Heavily Polluted DBZ White Dwarf SDSS J073842.56+183509.06: A Window on Planet Formation?*, ApJ, Ausg. 749, S. 6
- Duncan, M.J., Lissauer, J.J., 1998: *The Effects of Post-Main-Sequence Solar Mass Loss on the Stability of Our Planetary System*, Icarus, Ausg. 134, S. 303–310
- Eisenstein, D.J., et al., 2006: *A Catalog of Spectroscopically Confirmed White Dwarfs from the Sloan Digital Sky Survey Data Release 4*, ApJS, Ausg. 167, S. 40–58
- Farihi, J., Jura, M., Zuckerman, B., 2009: *Infrared Signatures of Disrupted Minor Planets at White Dwarfs*, ApJ, Ausg. 694, S. 805–819
- Farihi, J., 2011: *White Dwarf Circumstellar Disks: Observations*, in *White Dwarf Atmospheres and Circumstellar Environments*, Kap. 5, S. 117–171 (Wiley-VCH, Weinheim)
- Farihi, J., et al., 2012: *A trio of metal-rich dust and gas discs found orbiting candidate white dwarfs with K-band excess*, MNRAS, Ausg. 421, S. 1635–1643
- Farihi, J., Gänsicke, B.T., Koester, D., 2013: *Evidence for Water in the Rocky Debris of a Disrupted Extrasolar Minor Planet*, Science, Ausg. 342, S. 218–220
- Fontaine, G., Michaud, G., 1979: *Diffusion time scales in white dwarfs*, ApJ, Ausg. 231, S. 826–840
- Fontaine, G., Brassard, P., Bergeron, P., 2001: *The Potential of White Dwarf Cosmochronology*, PASP, Ausg. 113, S. 409–435

- Friedrich, S., Koester, D., Heber, U., Jeffery, C.S., Reimers, D., 1999: *Analysis of UV and optical spectra of the helium-rich white dwarfs HS 2253+8023 and GD 40*, A&A, Ausg. 350, S. 865–874
- Gänsicke, B.T., Marsh, T.R., Southworth, J., Rebassa-Mansergas, A., 2006: *A Gaseous Metal Disk Around a White Dwarf*, Science, Ausg. 314, S. 1908–1910
- Gänsicke, B.T., Marsh, T.R., Southworth, J., 2007: *SDSSJ104341.53+085558.2: a second white dwarf with a gaseous debris disc*, MNRAS, Ausg. 380, L35–L39
- Gänsicke, B.T., Koester, D., Marsh, T.R., Rebassa-Mansergas, A., Southworth, J., 2008: *SDSSJ084539.17+225728.0: the first DBZ white dwarf with a metal-rich gaseous debris disc*, MNRAS, Ausg. 391, L103–L107
- Gänsicke, B.T., et al., 2012: *The chemical diversity of exo-terrestrial planetary debris around white dwarfs*, MNRAS, Ausg. 424, S. 333–347
- Girven, J., Gänsicke, B.T., Steeghs, D., Koester, D., 2011: *DA white dwarfs in Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 and a search for infrared excess emission*, MNRAS, Ausg. 417, S. 1210–1235
- Goldreich, P., Ward, W.R., 1973: *The Formation of Planetesimals*, ApJ, Ausg. 183, S. 1051–1062
- Graham, J.R., Matthews, K., Neugebauer, G., Soifer, B.T., 1990: *The infrared excess of G29-38 - A brown dwarf or dust?*, ApJ, Ausg. 357, S. 216–223
- Green, R.F., Schmidt, M., Liebert, J., 1986: *The Palomar-Green catalog of ultraviolet-excess stellar objects*, ApJS, Ausg. 61, S. 305–352
- Guo, J., et al., 2015: *Serendipitous Discovery of a Candidate Debris Disk around the DA White Dwarf SDSS J114404.74+052951.6*, ApJL, Ausg. 810, L17

- Hartmann, S., Nagel, T., Rauch, T., Werner, K., 2011: *Non-LTE models for the gaseous metal component of circumstellar discs around white dwarfs*, A&A, Aug. 530, A7
- Hartmann, S., Nagel, T., Rauch, T., Werner, K., 2014: *Non-LTE spectral models for the gaseous debris-disk component of Ton 345*, A&A, Aug. 571, A44
- Hoard, D.W., Debes, J.H., Wachter, S., Leisawitz, D.T., Cohen, M., 2013: *The WIRED Survey. IV. New Dust Disks from the McCook & Sion White Dwarf Catalog*, ApJ, Aug. 770, S. 21
- Hogan, E., Burleigh, M.R., Clarke, F.J., 2011: *Latest Results from the DODO Survey: Imaging Planets around White Dwarfs*, in *Planetary Systems beyond the Main Sequence*, AIP Conf. Proc., Aug. 1331, S. 271–277
- Holm, A.V., et al., 1985: *Two-phase ultraviolet spectrophotometry of the pulsating white dwarf ZZ PISCIMUM*, ApJ, Aug. 289, S. 774–781
- Holsapple, K.A., Michel, P., 2008: *Tidal disruptions. II. A continuum theory for solid bodies with strength, with applications to the Solar System*, Icarus, Aug. 193, S. 283–301
- Horne, K., Marsh, T.R., 1986: *Emission line formation in accretion discs*, MNRAS, Aug. 218, Nr. 4, S. 761–773
- Iriarte, B., Chavira, E., 1957: *Estrellas Azules en el Casquete Galactico*, Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya, Aug. 2, S. 3–36
- J Jeans, J.H., 1902: *The Stability of a Spherical Nebula*, Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, Aug. 199, S. 1–53
- Jura, M., 2003: *A Tidally Disrupted Asteroid around the White Dwarf G29-38*, ApJL, Aug. 584, L91–L94
- Jura, M., Farihi, J., Zuckerman, B., 2007: *Externally Polluted White Dwarfs with Dust Disks*, ApJ, Aug. 663, S. 1285–1290
- Jura, M., 2008: *Pollution of Single White Dwarfs by Accretion of Many Small Asteroids*, AJ, Aug. 135, S. 1785–1792

- Jura, M., 2014: *The Elemental Compositions of Extrasolar Planetsimals*, in *Formation, Detection, and Characterization of Extrasolar Habitable Planets*, IAU Symposium, Ausg. 293, S. 219–228
- Jura, M., et al., 2015: *Evidence for an Anhydrous Carbonaceous Extrasolar Minor Planet*, ApJ, Ausg. 799, S. 109
- Karttunen, H., Kröger, P., Oja, H., Poutanen, M., Donner, K.J., 2007: *Fundamental Astronomy*, 5. Aufl. (Springer, Berlin)
- Kippenhahn, R., Weigert, A., Weiss, A., 2012: *Stellar Structure and Evolution*, 2. Aufl. (Springer, Berlin)
- Klein, B., Jura, M., Koester, D., Zuckerman, B., Melis, C., 2010: *Chemical Abundances in the Externally Polluted White Dwarf GD 40: Evidence of a Rocky Extrasolar Minor Planet*, ApJ, Ausg. 709, S. 950–962
- Koester, D., 1976: *Convective Mixing and Accretion in White Dwarfs*, A&A, Ausg. 52, S. 415
- Koester, D., Weidemann, V., 1980: *White dwarf constraints on mass loss rates and models of galactic evolution*, A&A, Ausg. 81, S. 145–151
- Koester, D., Provencal, J., Shipman, H.L., 1997: *Metals in the variable DA G29-38.*, A&A, Ausg. 320, L57–L59
- Koester, D., 2009: *Accretion and diffusion in white dwarfs. New diffusion timescales and applications to GD 362 and G 29-38*, A&A, Ausg. 498, S. 517–525
- Koester, D., Gänsicke, B.T., Farihi, J., 2014: *The frequency of planetary debris around young white dwarfs*, A&A, Ausg. 566, A34
- Kuiper, G.P., 1951: *On the Origin of the Solar System*, Proceedings of the National Academy of Science, Ausg. 37, S. 1–14
- Langer, N., 1995: *Leben und Sterben der Sterne*, 1. Aufl. (C. H. Beck, München)

- Latham, D.W., Stefanik, R.P., Mazeh, T., Mayor, M., Burki, G., 1989: *The unseen companion of HD114762 - A probable brown dwarf*, Nature, Aug. 339, S. 38–40
- Laughlin, G., Bodenheimer, P., Adams, F.C., 1997: *The End of the Main Sequence*, ApJ, Aug. 482, S. 420–432
- Lodders, K., 2003: *Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements*, ApJ, Aug. 591, S. 1220–1247
- Lucy, L.B., 1964: *A Temperature-Correction Procedure*, SAO Special Report, Aug. 167, S. 93
- Lynden-Bell, D., Pringle, J.E., 1974: *The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables.*, MNRAS, Aug. 168, S. 603–637
- Manser, C.J., et al., 2016: *Doppler imaging of the planetary debris disc at the white dwarf SDSS J122859.93+104032.9*, MNRAS, Aug. 455, S. 4467–4478
- Mayor, M., Queloz, D., 1995: *A Jupiter-mass companion to a solar-type star*, Nature, Aug. 378, S. 355–359
- McCook, G.P., Sion, E.M., 1999: *A Catalog of Spectroscopically Identified White Dwarfs*, ApJS, Aug. 121, S. 1–130
- McDonough, W.F., 2003: *Compositional Model for the Earth's Core*, Treatise on Geochemistry, Aug. 2, S. 547–568
- Melis, C., Jura, M., Albert, L., Klein, B., Zuckerman, B., 2010: *Echoes of a Decaying Planetary System: The Gaseous and Dusty Disks Surrounding Three White Dwarfs*, ApJ, Aug. 722, S. 1078–1091
- Melis, C., et al., 2012: *Gaseous Material Orbiting the Polluted, Dusty White Dwarf HE 1349-2305*, ApJL, Aug. 751, L4
- Mihalas, D., 1978: *Stellar atmospheres*, 2. Aufl. (W. H. Freeman & Co, San Francisco)
- Mohr, P.J., Newell, D.B., Taylor, B.N., 2015: *CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2014*, arXiv:1507.07956 [physics.atom-ph]

- Montmerle, T., et al., 2006: *3. Solar System Formation and Early Evolution: the First 100 Million Years*, Earth Moon and Planets, Ausg. 98, Nr. 1-4, S. 39–95
- Murray, S.D., White, S.D.M., Blondin, J.M., Lin, D.N.C., 1993: *Dynamical instabilities in two-phase media and the minimum masses of stellar systems*, ApJ, Ausg. 407, S. 588–596
- Müller-Ringat, E., 2013: *Spektralanalyse im Virtuellen Observatorium*, Dissertation, Eberhard Karls Universität Tübingen
- Nagel, T., 2003: *Synthetische Spektren und Vertikalschichtungen von Akkretionscheiben*, Dissertation, Eberhard Karls Universität Tübingen
- Nagel, T., Dreizler, S., Rauch, T., Werner, K., 2004: *AcDc - A new code for the NLTE spectral analysis of accretion discs: application to the helium CV AM CVn*, A&A, Ausg. 428, S. 109–115
- Paquette, C., Pelletier, C., Fontaine, G., Michaud, G., 1986: *Dif-fusion in white dwarfs - New results and comparative study*, ApJS, Ausg. 61, S. 197–217
- Passy, J.C., Mac Low, M.M., De Marco, O., 2012: *On the Survival of Brown Dwarfs and Planets Engulfed by Their Giant Host Star*, ApJL, Ausg. 759, L30
- Perryman, M.A.C., et al., 1997: *The HIPPARCOS Catalogue*, A&A, Ausg. 323, L49–L52
- Planck Collaboration XIII, 2015: *Planck 2015 results. XIII. Cos-mological parameters*, arXiv:1502.01589
- Pollack, J.B., 1984: *Origin and History of the Outer Planets: The-oretical Models and Observations I Constraints*, ARAA, Ausg. 22, S. 389–424
- Poynting, J.H., 1903: *Radiation in the solar system : its ef-fect on temperature and its pressure on small bodies*, MNRAS, Ausg. 64, A1
- Rafikov, R.R., 2011a: *Metal Accretion onto White Dwarfs Caused by Poynting-Robertson Drag on their Debris Disks*, ApJL, Ausg. 732, L3

- Rafikov, R.R., 2011b: *Runaway accretion of metals from compact discs of debris on to white dwarfs*, MNRAS, Ausg. 416, L55–L59
- Rafikov, R.R., Garmilla, J.A., 2012: *Inner Edges of Compact Debris Disks around Metal-rich White Dwarfs*, ApJ, Ausg. 760, S. 123
- Rauch, T., Deetjen, J.L., 2003: *Handling of Atomic Data*, in *Stellar Atmosphere Modeling*, ASPCS, Ausg. 288, S. 103
- Robertson, H.P., 1937: *Dynamical effects of radiation in the solar system*, MNRAS, Ausg. 97, S. 423
- Roche, É., 1849: *La figure d'une masse fluide soumise à l'attraction d'un point éloigné*, in *Mémoires de la Section des sciences*, Académie des sciences et lettres de Montpellier, S. 243–262 (Boehm, Montpellier)
- Rosenberg, H., 1910: *Über den Zusammenhang von Helligkeit und Spektraltypus in den Plejaden*, Astronomische Nachrichten, Ausg. 186, S. 71
- Rybicki, G.B., Hummer, D.G., 1992: *An accelerated lambda iteration method for multilevel radiative transfer. II - Overlapping transitions with full continuum*, A&A, Ausg. 262, S. 209–215
- Schatzman, E., 1948: *Spectrum of White Dwarfs*, Nature, Ausg. 161, S. 61–62
- Scott, P., et al., 2015: *The elemental composition of the Sun. I. The intermediate mass elements Na to Ca*, A&A, Ausg. 573, A25
- Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., 1973: *Black holes in binary systems. Observational appearance.*, A&A, Ausg. 24, S. 337–355
- Sion, E.M., et al., 1983: *A proposed new white dwarf spectral classification system*, ApJ, Ausg. 269, S. 253–257
- Sion, E.M., Holberg, J.B., Oswalt, T.D., McCook, G.P., Wasatonic, R., 2009: *The White Dwarfs Within 20 Parsecs of the Sun: Kinematics and Statistics*, AJ, Ausg. 138, S. 1681–1689

- Telesco, C.M., Joy, M., Sisk, C., 1990: *Observations of G29 - 38 at 10 microns*, ApJL, Ausg. 358, L17–L19
- Unsöld, A., Baschek, B., 2002: *Der neue Kosmos: Einführung in die Astronomie und Astrophysik*, 7. Aufl. (Springer, Berlin)
- van Maanen, A., 1917: *Two Faint Stars with Large Proper Motion*, PASP, Ausg. 29, S. 258
- Vanderburg, A., et al., 2015: *A disintegrating minor planet transiting a white dwarf*, Nature, Ausg. 526, S. 546–549
- Vauclair, G., Vauclair, S., Greenstein, J.L., 1979: *The chemical evolution of white dwarf atmospheres - Diffusion and accretion*, A&A, Ausg. 80, S. 79–96
- Veras, D., Leinhardt, Z.M., Bonsor, A., Gänsicke, B.T., 2014: *Formation of planetary debris discs around white dwarfs - I. Tidal disruption of an extremely eccentric asteroid*, MNRAS, Ausg. 445, S. 2244–2255
- Villaver, E., Livio, M., 2007: *Can Planets Survive Stellar Evolution?*, ApJ, Ausg. 661, S. 1192–1201
- von Weizsäcker, C.F., 1937: *Über Elementumwandlungen in Innern der Sterne. I*, Physikalische Zeitschrift, Ausg. 38, S. 176–191
- von Weizsäcker, C.F., 1938: *Über Elementumwandlungen in Innern der Sterne. II*, Physikalische Zeitschrift, Ausg. 39, S. 633–646
- Weidemann, V., 1960: *The Atmosphere of the White Dwarf Van Maanen 2*, ApJ, Ausg. 131, S. 638
- Weidenschilling, S.J., 1977: *Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula*, MNRAS, Ausg. 180, S. 57–70
- Weigert, A., Wendker, H., Wisotzki, L., 2009: *Astronomie und Astrophysik: Ein Grundkurs*, 5. Aufl. (Wiley-VCH, Weinheim)
- Werner, K., Husfeld, D., 1985: *Multi-level non-LTE line formation calculations using approximate Lambda-operators*, A&A, Ausg. 148, S. 417–422

- Werner, K., Nagel, T., Rauch, T., 2009: *Spectral modeling of gaseous metal disks around DAZ white dwarfs*, JPCS, Ausg. 172, Nr. 1, 012054
- Werner, K., Dreizler, S., Rauch, T., 2012: *TMAP: Tübingen NLTE Model-Atmosphere Package*, Astrophysics Source Code Library
- Wesemael, F., 1979: *Accretion from interstellar clouds and white dwarf spectral evolution*, A&A, Ausg. 72, S. 104–110
- Wilson, D.J., et al., 2014: *Variable emission from a gaseous disc around a metal-polluted white dwarf*, MNRAS, Ausg. 445, S. 1878–1884
- Wilson, D.J., et al., 2015: *The composition of a disrupted extrasolar planetesimal at SDSS J0845+2257 (Ton 345)*, MNRAS, Ausg. 451, S. 3237–3248
- Wolszczan, A., Frail, D.A., 1992: *A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12*, Nature, Ausg. 355, S. 145–147
- Zuckerman, B., Becklin, E.E., 1987: *Excess infrared radiation from a white dwarf - an orbiting brown dwarf?*, Nature, Ausg. 330, S. 138–140
- Zuckerman, B., Koester, D., Reid, I.N., Hünsch, M., 2003: *Metal Lines in DA White Dwarfs*, ApJ, Ausg. 596, S. 477–495
- Zuckerman, B., Koester, D., Melis, C., Hansen, B.M., Jura, M., 2007: *The Chemical Composition of an Extrasolar Minor Planet*, ApJ, Ausg. 671, S. 872–877
- Zuckerman, B., Melis, C., Klein, B., Koester, D., Jura, M., 2010: *Ancient Planetary Systems are Orbiting a Large Fraction of White Dwarf Stars*, ApJ, Ausg. 722, S. 725–736

Curriculum Vitae

- 15.10.1982** Geboren in Würzburg
- Schule*
- 1989 – 1991** GS Schillerschule Würzburg
1991 – 1993 GS Volksschule Veitshöchheim
1993 – 2003 Städt. Mozart-Gymnasium Würzburg
(später Städt. Mozart-Schönborn-Gymnasium Würzburg)
- 27.06.2003** Abitur
- Zivildienst*
- 07.2003 – 04.2004** DJH Jugendherberge Würzburg
- Studium*
- 08.2004 – 12.2010** Diplomstudium Physik an der Eberhard Karls Universität Tübingen
08.2009 – 12.2010 Diplomarbeit „Modellierung von Gasscheiben um einzelne Weiße Zwerge“ am Institut für Astronomie und Astrophysik Tübingen (IAAT) unter Anleitung von Prof. Dr. Werner
22.12.2010 Diplom Physik
01.2011 – 02.2016 Promotionsarbeit „Metallreiche Gasscheiben um einzelnstehende Weiße Zwerge“ am IAAT unter Anleitung von Prof. Dr. Werner und PD Dr. Nagel
- Beruf*
- 05.2006 – 11.2010** Wissenschaftliche Hilfskraft für das „Physikalische Praktikum für Naturwissenschaftler“ am Physikalischen Institut Tübingen
06.2008 – 06.2009 Wissenschaftliche Hilfskraft am IAAT
01.2011 – 03.2015 Wissenschaftlicher Angestellter am IAAT

Meine wichtigsten akademischen Lehrer waren die Professoren und Dozenten Doktores:

Astronomie und Astrophysik

J. Frauendiener, W. Kley, K. Kokkotas, T. Nagel, J. Peitz,
A. Santangelo, K. Werner

Chemie

J. Strähle

Experimentalphysik

H. Clement, T. Hehl, J. Jochum, R. Kleiner, D. Kölle,
R. Meier, D. Wharam, M. Weitz

Mathematik

G. Nickel, S. Teufel

Theoretische Physik

A. Fäßler, T. Gutsche, H. Müther, H. Reinhardt,
N. Schopohl

Konferenzteilnahmen

2010

- *The Late Stages of Stellar Evolution: Some Problems and Prospects*, Tübingen, DE
- *Planetary Systems Beyond the Main Sequence*, Bamberg, DE
- *17th European White Dwarf Workshop*, Tübingen, DE

2011

- *AAS/Extreme Solar Systems Meeting II*, Jackson Hole, US

2012

- *Planets Around Stellar Remnants*, Arecibo, PR
- *18th European White Dwarf Workshop*, Kraków, PL

2013

- *IAUS 299: Exploring the Formation and Evolution of Planetary Systems*, Victoria, CA
- *AG Herbsttagung – Waves and Particles: Multi-Messengers from the Universe*, Tübingen, DE

2014

- *Characterizing Planetary Systems Across the HR Diagram*, Cambridge, UK

Publikationen

- Nagel, T., **Hartmann, S.**, Rauch, T., Werner, K., 2009: *Spectral Modeling of Accretion Disks around Compact Stars*, in *Recent Directions in Astrophysical Quantitative Spectroscopy and Radiation Hydrodynamics*, AIP Conf. Proc., Aug. 1171, S. 341–342
- **Hartmann, S.**, Nagel, T., Rauch, T., Werner, K., 2010: *Asymmetric Line Profiles in Spectra of Gaseous Metal Disks Around Single White Dwarfs*, in *17th European White Dwarf Workshop*, AIP Conf. Proc., Aug. 1273, S. 476–481
- **Hartmann, S.**, Nagel, T., Rauch, T., Werner, K., 2011: *Asymmetric Line Profiles in Spectra of Gaseous Metal Disks around Single White Dwarfs*, in *Planetary Systems Beyond the Main Sequence*, AIP Conf. Proc., Aug. 1331, S. 222–229
- **Hartmann, S.**, Nagel, T., Rauch, T., Werner, K., 2011: *Non-LTE Analysis of Gaseous Planetary Debris Disks around White Dwarfs*, in *AAS/Extreme Solar Systems Meeting #2*, AAS Abstracts, Aug. 2, S. 3003
- **Hartmann, S.**, Nagel, T., Rauch, T., Werner, K., 2011: *Non-LTE models for the gaseous metal component of circumstellar discs around white dwarfs*, A&A, Aug. 530, A7
- **Hartmann, S.**, Nagel, T., Rauch, T., Werner, K., 2013: *Observations and NLTE Modeling of the Gaseous Planetary Debris Disk around Ton 345*, in *18th European White Dwarf Workshop*, ASPCS, Aug. 469, S. 461–464
- Kusterer, D.J., Nagel, T., **Hartmann, S.**, Werner, K., Feldmeier, A., 2014: *Monte Carlo radiation transfer in CV disk winds: application to the AM CVn prototype*, A&A, Aug. 561, A14
- **Hartmann, S.**, Nagel, T., Rauch, T., Werner, K., 2014: *Non-LTE Model Spectra for Gaseous Planetary Debris Disks around WDs*, IAU Symposium, Aug. 299, S. 342–343
- **Hartmann, S.**, Nagel, T., Rauch, T., Werner, K., 2014: *Non-LTE spectral models for the gaseous debris-disk component of Ton 345*, A&A, Aug. 571, A44

Acknowledgments

Eine solche Arbeit ist nicht möglich, ohne dass man sich einer Vielzahl unterschiedlichster Dienste und Programme bedient. Diese sollen im Folgenden eine entsprechende, anerkennende Erwähnung finden.

Zuvorderst sei hier die [Deutsche Forschungsgemeinschaft](#) (DFG) für ihre Förderung im Rahmen des Projekts WE 1312/37-1 angeführt.

Der Zugang zu den in der Arbeit verwendeten Beobachtungsdaten erfolgte über die ESO Science Archive Facility, das Calar Alto-Observatorium des CAHA, das STScI-Archiv MAST und die SDSS-III-Datenbank.

Based on observations made with ESO Telescopes at the La Silla Paranal Observatory under programme ID 093.D-0426.

Based on observations collected at the Centro Astronómico Hispano Alemán (CAHA) at Calar Alto, operated jointly by the Max-Planck Institut für Astronomie and the Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC).

Some of the data presented in this work were obtained from the Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST). STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555. Support for MAST for non-HST data is provided by the NASA Office of Space Science via grant NNX09AF08G and by other grants and contracts.

Funding for SDSS-III has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, and the U.S. Department of Energy Office of Science. The SDSS-III web site is <www.sdss3.org>.

SDSS-III is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions of the SDSS-III Collaboration including the University of Arizona, the Brazilian Participation Group,

Brookhaven National Laboratory, Carnegie Mellon University, University of Florida, the French Participation Group, the German Participation Group, Harvard University, the Instituto de Astrofísica de Canarias, the Michigan State/Notre Dame/JINA Participation Group, Johns Hopkins University, Lawrence Berkeley National Laboratory, Max Planck Institute for Astrophysics, Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics, New Mexico State University, New York University, Ohio State University, Pennsylvania State University, University of Portsmouth, Princeton University, the Spanish Participation Group, University of Tokyo, University of Utah, Vanderbilt University, University of Virginia, University of Washington, and Yale University.

Die Auswertung der TWIN-Spektren erfolgte mit Hilfe des Softwarepakets IRAF.

IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

Zur Referenzierung von Objekten und bibliographischen Einträgen wurden vor allem die [SIMBAD Astronomical Database](#) und das [SAO/NASA Astrophysics Data System](#) herangezogen:

This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France and of NASA's Astrophysics Data System.

Die gezeigten Graphiken wurden größtenteils mit [wrplot](#) und [inkscape](#) erstellt. Der Textsatz erfolgte mittels [pdftex](#) (Version 3.14159265-2.6-1.40.16) aus der [TUG T_EX Live-Distribution 2015](#), unter Verwendung einer Vielzahl frei über [CTAN](#) verfügbarer [L^AT_EX](#)-Pakete, insbesondere [KOMA-Script](#).

Danksagung

Zu guter Letzt verbleibt nur noch, all jene zu würdigen, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Erscheinen mir die folgenden Worte auch unzureichend, meinen persönlichen Dank angemessen auszudrücken, gilt dieser dennoch insbesondere:

Prof. Dr. Klaus Werner für die Betreuung meiner Promotion, für die Möglichkeiten, die Freiheiten und für die unendlich erscheinende Geduld, die ich während meiner Zeit am Institut in Anspruch nehmen durfte;

PD Dr. Thorsten Nagel für die zahlreichen Hilfestellungen, klärenden Besprechungen und motivierenden Vorschläge zu jeder Zeit, sowie für das Ertragen all meiner Eigenheiten und Sticheleien über all die Jahre;

allen „**Taubenschlag**“-**Mitbewohnern** und den anderen **Mitgliedern des IAAT-Instituts** für viele Stunden angenehmen Büroalltags und auch für den gelegentlich absurden Bürowahnsinn;

den **Mithelfern am Kinder-Uni-Forschertag** für jedes Jahr erfolgreichster Öffentlichkeitsarbeit und den **Pubquiz-Mitspielern** für die wöchentliche Erweiterung meines Horizonts;

Marco für ein gutes Vierteljahrhundert und viele weitere Jahre treuer Freundschaft und genauso **Ellen** und **Kim** für aufbauende Worte an einigen und unzählige Albernheiten an allen Tagen;

meinen Eltern **Petra Radtke** und **Rainer Hartmann**, meinem Stiefvater **Manfred Radtke**, meinen Geschwistern **Ute**, **Michael**, und **Annabell**, meinen Großeltern, meinen Nichten und eben meiner gesamten Familie für den unermüdlichen Rückhalt, die anhaltende Unterstützung und den ewigen Glauben an mich und meine Fähigkeiten.

Habt Dank für die Zeit, die ich mit euch verplaudert hab'
Und für Eure Geduld, wenn's mehr als eine Meinung gab.
Dafür, daß ihr nie fragt, wann ich komm' oder geh',
Für die stets offene Tür, in der ich jetzt steh'.

Gute Nacht, Freunde
Alfons Yondraschek (1972)

Metallreiche Gasscheiben um einzelstehende Weiße Zwerge

Stephan Hartmann

Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Eberhard Karls Universität Tübingen

In den vergangenen Jahren wurden erstmals Hinweise auf Planetensysteme um Weiße Zwerge gefunden. Diese staubhaltigen Scheiben in der unmittelbaren Nähe zu Objekten in der finalen Phase der Sternentwicklung bilden eine mögliche Zukunft des Sonnensystems ab. Die Untersuchung dieser Systeme erfolgt normalerweise über das detailarme Infrarotsignal des kalten Staubs oder indirekt über die durch Akkretion verunreinigte Atmosphäre des Weißen Zwerges.

In der vorliegenden Arbeit wurden die in einigen Fällen zusätzlich um diese einzelstehenden Weißen Zwerge vorhandenen, gashaltigen Scheiben untersucht. Mittels eines Berechnungsgitters aus NLTE-Modellen konnten die Auswirkungen unterschiedlicher chemischer Häufigkeitsverteilungen, Temperatur- und Dichteprofile, sowie verschiedener geometrischer und dynamischer Parameter auf das Spektrum der Gasscheiben analysiert werden. Die im Anschluss für mehrere Beobachtungsdaten erfolgten Anpassungen der Modelle an die Emissionslinien des Scheibengases bestätigen die Theorie, dass die Scheiben aus gravitativ zerstörten Planetesimalen entstanden sind und stellen erstmals einen direkten Zugang zur Zusammensetzung und Physik des exoplanetaren Materials dar.