

Photodissoziation in Sternentstehungsgebieten

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität
zu Kiel

vorgelegt von
Danica Kröger

Kiel
2005

Referent/in:
Korreferent/in
Tag der mündlichen Prüfung:
Zum Druck genehmigt: Kiel,

Der Dekan

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	vii
Zusammenfassung	ix
Abstract	xi
1 Einführung	1
1.1 Entwicklung massereicher Sterne	1
1.2 Winde massereicher Sterne	4
1.3 HII-Regionen	5
1.4 Chemische Selbstanreicherung der HII-Region	6
1.5 Photodissoziationsregionen	7
1.5.1 Der H ₂ Photodissoziations-Mechanismus	7
1.5.2 Bildung von H ₂ -Molekülen	8
1.5.3 Bisherige Modelle von Photodissoziationsregionen	8
1.5.4 Beobachtungen von Photodissoziationsregionen	10
1.6 Ziel dieser Arbeit	11
2 Theorie	13
2.1 Hydrodynamik	13
2.2 Energiebilanz und Struktur des ISM	14
2.2.1 Die stellare Windblase	14
2.2.2 Die zirkumstellare HII-Region	16
2.2.3 Die Photodissoziationsregion	17
3 Numerik	19
3.1 Die Bestandteile des verwendeten Codes	19
3.1.1 Die 2D-Strahlungs-Hydrodynamik	20
3.1.2 Ionisation von atomarem Wasserstoff	20
3.1.3 Der Strahlungstransport	20
3.1.4 Photodissoziation von molekularem Wasserstoff	21
3.1.5 Gravitation	21

3.1.6	Heiz- und Kühlprozesse	21
3.1.7	Ineinander geschachtelte Gitter	23
3.2	Modellspezifische Numerik	24
3.2.1	Anfangsbedingungen	24
3.2.2	Randbedingungen	25
3.2.3	Geometrie und Auflösung	29
3.2.4	Auflösungsstudie	32
4	Ergebnisse	45
4.1	SWB/HII-Region eines 85 M_{\odot} -Sterns	45
4.1.1	Dynamische Entwicklung und Strukturbildung	45
4.1.2	Energietransfer in das Interstellare Medium	55
4.1.3	Vorhersagen zur Beobachtung	65
4.2	SWB/HII-Region eines 15 M_{\odot} -Sterns	70
4.2.1	Dynamische Entwicklung und Strukturbildung	70
4.2.2	Energietransfer in das Interstellare Medium	78
4.2.3	Vorhersagen zur Beobachtung	89
4.3	Vergleich der HII-Modelle	92
4.3.1	Vergleich des 85 M_{\odot} -Modells mit dem 60 M_{\odot} -Modell	92
4.3.2	Vergleich des 15 M_{\odot} -Modells mit dem 35 M_{\odot} -Modell	97
4.3.3	Vergleich verschiedener 60 M_{\odot} -Modelle	100
4.3.4	Vergleich aller HII-Modelle	102
4.4	Chemische Selbstanreicherung der HII-Region	114
4.5	SWB/HII-Region/PDR eines 60 M_{\odot} -Sterns	120
4.5.1	Dynamische Entwicklung und Strukturbildung	120
4.5.2	Energietransfer in das Interstellare Medium	133
4.5.3	Vorhersagen zur Beobachtung	149
4.5.4	Vergleich HII-Modell - Modell mit Photodissoziation	155
5	Diskussion und Zusammenfassung	161
5.1	Die HII-Modelle	162
5.1.1	Das 85 M_{\odot} -Modell	162
5.1.2	Das 15 M_{\odot} -Modell	164
5.1.3	Vergleich der HII-Modelle	164
5.2	Die chemische Selbstanreicherung	166
5.3	Die Modelle mit Photodissoziation	166
	Literaturverzeichnis	171

Abbildungsverzeichnis

2.1	SWB-HII-Region-PDR	15
3.1	Ineinander geschachtelte Gitter	23
3.2	Zeitabhängige stellare Parameter des 85 M_{\odot} -Modells	25
3.3	Zeitabhängige stellare Parameter des 15 M_{\odot} -Modells	26
3.4	Zeitabhängige stellare Parameter des 60 M_{\odot} -Modells	28
3.5	Auflösungsstudie, 85 M_{\odot} -Modell: E_k , E_i und E_t	32
3.6	Auflösungsstudie, 85 M_{\odot} -Modell: Integrierter Energieeintrag	33
3.7	Auflösungsstudie, 85 M_{\odot} -Modell: „Heizleistung“	34
3.8	Auflösungsstudie, 85 M_{\odot} -Modell: radiative Kühlung	35
3.9	Auflösungsstudie, 85 M_{\odot} -Modell: „Kühlleistung“	36
3.10	Auflösungsstudie, 85 M_{\odot} -Modell: (Energieeintrag durch Photoionisation) / Lyman- kontinuum-Leuchtkraft	37
3.11	Auflösungsstudie, 85 M_{\odot} -Modell: Energiegewinn - Energieverlust	38
3.12	Auflösungsstudie, 85 M_{\odot} -Modell: Energiebilanz	39
3.13	Auflösungsstudie, 85 M_{\odot} -Modell: Gasdichte, Temperatur, Ionisationsgrad bei $t =$ 2.78 Myr für die mittlere Auflösung	40
3.14	Auflösungsstudie für das 85 M_{\odot} -Modell: Wie Abb. 3.13, $t = 3.22$ Myr	40
3.15	Auflösungsstudie, 15 M_{\odot} -Modell: E_k , E_i und E_t	42
3.16	Auflösungsstudie, 60 M_{\odot} -Modell: E_k , E_i und E_t	43
4.1	85 M_{\odot} -Modell: Startmodell, $t = 600$ yr	48
4.2	85 M_{\odot} -Modell: $t = 2 \times 10^4$ yr	48
4.3	85 M_{\odot} -Modell: $t = 0.47$ Myr	49
4.4	85 M_{\odot} -Modell: $t = 0.81$ Myr	49
4.5	85 M_{\odot} -Modell: $t = 1.02$ Myr	50
4.6	85 M_{\odot} -Modell: $t = 2.78$ Myr	50
4.7	85 M_{\odot} -Modell: $t = 2.82$ Myr	52
4.8	85 M_{\odot} -Modell: $t = 2.86$ Myr	52
4.9	85 M_{\odot} -Modell: $t = 2.99$ Myr	53
4.10	85 M_{\odot} -Modell: $t = 3.03$ Myr	53
4.11	85 M_{\odot} -Modell: $t = 3.06$ Myr	54
4.12	85 M_{\odot} -Modell: $t = 3.22$ Myr	54

4.13	85 M_{\odot} -Modell: Energieverteilung	56
4.14	85 M_{\odot} -Modell: $(E_{\text{mit Wind}})/(E_{\text{ohne Wind}})$	58
4.15	85 M_{\odot} -Modell: Energieverlust durch radiative Kühlung	59
4.16	85 M_{\odot} -Modell mit Wind: Energietransfereffizienz	60
4.17	85 M_{\odot} -Modell ohne Wind: Energietransfereffizienz	61
4.18	85 M_{\odot} -Modell: Winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensität	65
4.19	85 M_{\odot} -Modell: Winkelgemittelte, weiche Röntgenleuchtkraft	68
4.20	15 M_{\odot} -Modell: $t = 1.0 \times 10^4$ yr	72
4.21	15 M_{\odot} -Modell: $t = 0.1$ Myr	72
4.22	15 M_{\odot} -Modell: $t = 0.29$ Myr	73
4.23	15 M_{\odot} -Modell: $t = 0.75$ Myr	73
4.24	15 M_{\odot} -Modell: $t = 1.0$ Myr	74
4.25	15 M_{\odot} -Modell: $t = 5.0$ Myr	74
4.26	15 M_{\odot} -Modell: $t = 10.0$ Myr	75
4.27	15 M_{\odot} -Modell: $t = 11.59$ Myr	75
4.28	15 M_{\odot} -Modell: $t = 11.61$ Myr	76
4.29	15 M_{\odot} -Modell: $t = 11.62$ Myr	76
4.30	15 M_{\odot} -Modell: $t = 12.0$ Myr	77
4.31	15 M_{\odot} -Modell: $t = 12.75$ Myr	77
4.32	15 M_{\odot} -Modell: Energieverteilung	79
4.33	15 M_{\odot} -Modell: $(E_{\text{mit Wind}})/(E_{\text{ohne Wind}})$	81
4.34	15 M_{\odot} -Modell: Energieverlust durch radiative Kühlung	83
4.35	15 M_{\odot} -Modell mit Wind: Energietransfereffizienz	84
4.36	15 M_{\odot} -Modell ohne Wind: Energietransfereffizienz	85
4.37	15 M_{\odot} -Modell: Winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensität	90
4.38	Vergleich 85 M_{\odot} -Modell - 60 M_{\odot} -Modell: stellare Parameter	93
4.39	Vergleich 85 M_{\odot} -Modell - 60 M_{\odot} -Modell: 85 M_{\odot} -Modell bei $t = 4 \times 10^4$ yr	94
4.40	Vergleich 85 M_{\odot} -Modell - 60 M_{\odot} -Modell: Energien	96
4.41	Vergleich 15 M_{\odot} -Modell - 35 M_{\odot} -Modell : stellare Parameter	98
4.42	Vergleich 15 M_{\odot} -Modell - 35 M_{\odot} -Modell: Energien	99
4.43	Vergleich 60 M_{\odot} -Modell: Schaller et al., 1992 - Langer et al., 1994 stellare Parameter	101
4.44	Vergleich HII-Modelle: thermische Energie des kalten Gases	103
4.45	Vergleich HII-Modelle: thermische Energie des warmen Gases	104
4.46	Vergleich HII-Modelle: thermische Energie des heißen Gases	106
4.47	Vergleich HII-Modelle: Ionisationsenergie	107
4.48	Vergleich HII-Modelle: kinetische Energie	108
4.49	Vergleich HII-Modelle: gesamte Energietransfereffizienz	110
4.50	Vergleich HII-Modelle: Energietransfereffizienz in thermische Energie	111
4.51	Vergleich HII-Modelle: Energietransfereffizienz in Ionisationsenergie	112
4.52	Vergleich HII-Modelle: Energietransfereffizienz in kinetische Energie	113
4.53	Chemische Selbstanreicherung: Massenverlust	114
4.54	Chemische Selbstanreicherung: ^{14}N -Konzentration	115
4.55	Chemische Selbstanreicherung: ^{12}C -Konzentration	116
4.56	Chemische Selbstanreicherung: ^{16}O -Konzentration	116

4.57	Chemische Selbstanreicherung: Zeitabhängige Häufigkeiten in der heißen Gasphase	117
4.58	Chemische Selbstanreicherung: Zeitabhängige Häufigkeiten in der warmen Gasphase	119
4.59	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: $t = 70$ yr	121
4.60	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: $t = 1.0 \times 10^3$ yr	122
4.61	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: $t = 1.0 \times 10^4$ yr	123
4.62	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: $t = 4.0 \times 10^4$ yr	124
4.63	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: $t = 0.1$ Myr	125
4.64	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: $t = 1.0$ Myr	126
4.65	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: $t = 1.69$ Myr	127
4.66	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: $t = 2.5$ Myr	128
4.67	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: $t = 3.30$ Myr	129
4.68	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: $t = 3.37$ Myr	130
4.69	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: $t = 3.41$ Myr	131
4.70	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: $t = 3.5$ Myr	132
4.71	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: $t = 4.065$ Myr	133
4.72	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: Energieverteilung	134
4.73	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: $(E_{\text{mit Wind}})/(E_{\text{ohne Wind}})$	137
4.74	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: Energieverlust durch radiative Kühlung	140
4.75	60 M_{\odot} -Modell ohne Wind: Energietransfereffizienz	141
4.76	60 M_{\odot} -Modell mit Wind: Energietransfereffizienz	143
4.77	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: Winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensität	150
4.78	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: Winkelgemittelte, weiche Röntgenleuchtkraft	152
4.79	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: H_2 -Intensität	153
4.80	Vergleich HII-Modell - Modell mit Photodissoziation: $t = 0.1$ Myr	155
4.81	Vergleich HII-Modell - Modell mit Photodissoziation: $t = 0.5$ Myr	156
4.82	Vergleich HII-Modell - Modell mit Photodissoziation: $t = 1.0$ Myr	157
4.83	Vergleich HII-Modell - Modell mit Photodissoziation: Energieverteilung	158

Tabellenverzeichnis

3.1	85 M_{\odot} -Modell: Gitterparameter	31
3.2	15 M_{\odot} -Modell: Gitterparameter	31
3.3	60 M_{\odot} -Modell: Gitterparameter, $n_0 = 1000 \text{ cm}^{-3}$	31
4.1	85 M_{\odot} -Modell: Energiekomponenten am Ende der Simulation	62
4.2	85 M_{\odot} -Modell: Energietransfereffizienzen am Ende der Simulation	63
4.3	15 M_{\odot} -Modell: Energiekomponenten am Ende der Simulation	86
4.4	15 M_{\odot} -Modell: Energietransfereffizienzen am Ende der Simulation	87
4.5	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: Energiekomponenten am Ende der Simulation	145
4.6	60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation: Energietransfereffizienzen am Ende der Simulation	145
4.7	Vergleich HII-Modell - Modell mit Photodissoziation: Energiekomponenten bei $t = 1.0 \text{ Myr}$	159

Zusammenfassung

In dieser Arbeit stelle ich die numerischen Simulationen vor, die von mir unter Verwendung eines 2D-Strahlungs-Hydrodynamik-Codes vorgenommen wurden, um die Wechselwirkung von stellarer Strahlung und stellarem Wind mit dem Interstellaren Medium (ISM) in der Umgebung eines einzelnen massereichen Sterns zu untersuchen. Dabei wurde zum einen die dynamische Entwicklung und Strukturbildung im zirkumstellaren ISM untersucht, zum anderen wurde der Energieeintrag in das ISM analysiert. Die zeitabhängige Entwicklung des Sterns wurde durch die Verwendung von zeitabhängigen stellaren Parametern explizit berücksichtigt.

Es liegen damit nach meinem Kenntnisstand die ersten numerischen 2D-Simulationen für die kombinierte Struktur von stellarer Windblase (SWB), HII-Region und Photodissoziationsregion (PDR) eines massereichen Sterns und der dynamischen Entwicklung dieser Struktur während der gesamten Lebensdauer des Sterns vor. Bisherige Studien haben lediglich mit 1D-Modellen die Größe der PDR bzw. der kombinierten Struktur von PDR und HII-Region untersucht, ohne den Einfluss des stellaren Windes zu berücksichtigen. Durch die hier verwendete 2D-Geometrie konnte für einen $60 M_{\odot}$ -Stern die vom stellaren Wind verursachte Strukturbildung in der HII-Region und PDR modelliert werden: Die SWB expandiert in die HII-Region hinein und sammelt dabei ionisiertes Material in eine Schale auf. Durch „thin-shell instabilities“ entstehen Dichteknoten in dieser Schale, die Schatten in die HII-Region werfen. In den abgeschatteten Bereichen kann das Gas rekombinieren, die HII-Region bildet in ihren äußeren Bereichen fingerförmige Strukturen aus. Während dieser Phase entwickelt sich die PDR noch unabhängig von SWB und HII-Region. Durch die weitere Expansion der SWB wird die HII-Region auf eine dünne Schicht vor der SWB-Schale beschränkt. Diese kombinierte Struktur expandiert in die PDR und im weiteren Verlauf geschieht die Strukturierung der PDR ebenfalls durch Schattenwürfe von Dichteknoten der SWB-Schale. Am Ende der Simulation hat die SWB fast das gesamte Volumen bis zur PDR-Schale ausgefüllt.

Der Energiegehalt der kombinierten Struktur von SWB, HII-Region und PDR ist vom Entwicklungsstadium des Sterns abhängig. Am Ende der H-MS-Lebensdauer des $60 M_{\odot}$ -Sterns beträgt der Energiegehalt des ISM 1.6% der bis dahin vom Stern eingetragenen Energie, 96% der im ISM gespeicherten Energie ist thermische Energie. Bis zum Ende der stellaren Lebensdauer verringert sich der Energiegehalt auf $\approx 0.1\%$, davon liegen $\approx 2/3$ in kinetischer Energie und lediglich $\approx 1/3$ in thermischer Energie vor.

Darüber hinaus wurden von mir, um das gesamte Massenspektrum massereicher Sterne abzudecken, als Ergänzung zu den Modellen von SWB und HII-Region von $35 M_{\odot}$ - und $60 M_{\odot}$ -Sternen (Freyer et al. 2003, 2006) ein Modell eines mit $15 M_{\odot}$ deutlich masseärmeren Sterns sowie das Modell eines noch massereichereren Sterns mit $85 M_{\odot}$ analysiert und ein Vergleich aller vier Mo-

delle durchgeführt. Nach meinem Kenntnisstand liegen hiermit die ersten 2D-Simulationen für Energiebilanz und dynamische Entwicklung des zirkumstellaren ISM von $15 M_{\odot}$ - und $85 M_{\odot}$ -Sternen vor.

Am Ende der stellaren Lebensdauer des $85 M_{\odot}$ -Sterns sind 0.27% der vom Stern in Form von stellarem Wind und Lymankontinuum-Photonen abgegebenen Energie als thermische Energie ($\approx 47\%$), kinetische Energie ($\approx 21\%$) und Ionisationsenergie ($\approx 33\%$) im zirkumstellaren ISM gespeichert. Im $15 M_{\odot}$ -Modell sind am Ende der stellaren Lebensdauer 0.29% der vom Stern eingetragenen Energie im ISM gespeichert. Der Anteil der thermischen Energie an der gesamten Energie beträgt $\approx 49\%$, auf die kinetische Energie entfallen $\approx 21\%$ und etwa 30% auf die Ionisationsenergie.

Da es bisher nur Modelle gibt, die den Grad der chemischen Selbstanreicherung von HII-Regionen durch Wolf-Rayet (WR)-Sterne auf Basis von Sternentwicklungsmodellen berechnen, wurde von mir für den $85 M_{\odot}$ -Stern die Selbstanreicherung der HII-Region mit ^{12}C , ^{14}N und ^{16}O während seiner WR-Phasen simuliert. Damit konnte zum ersten Mal das Vermischen der durch den WR-Wind hochgradig angereicherten heißen Gasphase mit der warmen Gasphase untersucht werden. Während die Anreicherung der warmen Gasphase mit ^{14}N und ^{16}O vernachlässigbar ist, konnte von mir gezeigt werden, dass eine deutliche Anreicherung der warmen Gasphase von 22.3% über dem solaren Wert mit ^{12}C bis zum Ende der stellaren Lebensdauer des $85 M_{\odot}$ -Sterns stattfindet.

Abstract

In this thesis I present the numerical simulations conducted by means of a 2D radiation hydrodynamics code to study the interaction of stellar radiation and stellar wind with the interstellar medium (ISM) in the environment of a single massive star. Thereby, the dynamical evolution and structure formation of the circumstellar ISM was studied, additionally the energy input into the ISM was analyzed. The time-dependent evolution of the star was explicitly considered by means of time-dependent stellar parameters.

To my best knowledge, these are the first numerical 2D simulations available for the combined structure of the stellar wind bubble (SWB), HII region and photodissociation region (PDR) of a massive star and the dynamical evolution of this structure during the total stellar lifetime of the star. Former studies on the size of the PDR and the combined structure of PDR and HII region, respectively, were conducted by using 1D models and without taking the influence of the stellar wind into account. Because of the 2D geometry applied here, the structure formation in the HII region and PDR caused by the stellar wind of a $60 M_{\odot}$ star could be studied: The SWB expands into the HII region and, thereby, sweeps up ionized material into a shell. Due to thin-shell instabilities, density knots develop in this shell which cast shadows into the HII region. In the shadowed areas the gas recombines, the HII region forms finger-like structures in its outer zones. During this phase the PDR still evolves independently of SWB and HII region. Due to the further expansion of the SWB, the HII region is limited to a thin shell in front of the SWB shell. This combined structure expands into the PDR and in the course of time the structuring of the PDR is caused by shadows casted by density knots of the SWB shell, too. At the end of the simulation the SWB fills almost all of the volume up to the PDR shell.

The energy content of the combined structure of SWB, HII region, and PDR depends on the evolutionary stage of the star. At the end of the H-MS lifetime of the $60 M_{\odot}$ star the energy deposit of the ISM amounts to 1.6% of the total energy input of the star, the thermal energy accounts for 96% of the energy stored in the ISM. Until the end of the stellar lifetime the energy content decreases to $\approx 0.1\%$, $\approx 2/3$ in kinetic energy and only $\approx 1/3$ in thermal energy.

Beyond this, to cover the entire mass range of massive stars and in addition to the models of the SWB and HII region of a $35 M_{\odot}$ star and a $60 M_{\odot}$ star (Freyer et al. 2003, 2006) I analyzed models of a significantly less massive $15 M_{\odot}$ star as well as a model of an even more massive $85 M_{\odot}$ star and performed a comparative study of these four models. According to my state of knowledge these are the first 2D simulations of the energy balance and the dynamical evolution of the circumstellar ISM around $15 M_{\odot}$ and $85 M_{\odot}$ stars.

At the end of the $85 M_{\odot}$ star's lifetime, 0.27% of the energy emitted by the star as stellar wind and Lyman continuum photons are stored as thermal ($\approx 47\%$), kinetic ($\approx 21\%$), and ionization

($\approx 33\%$) energy in the circumstellar ISM. In the $15 M_{\odot}$ model, 0.29% of the total stellar energy input are deposited in the ISM at the end of the stellar lifetime. The thermal energy accounts for 49%, the kinetic energy for 21%, and the ionization energy for about 30% of the total energy.

As there have been only models calculating the degree of chemical self-enrichment of HII regions by Wolf-Rayet (WR) stars based on stellar evolution models, I performed simulations of the chemical self-enrichment of the $85 M_{\odot}$ star's HII region with ^{12}C , ^{14}N , and ^{16}O during its WR stages. Thus, the mixing of the hot gas phase, highly enriched by the WR wind, with the warm gas phase could be investigated for the first time. Whilst the warm gas phase's enrichment with ^{14}N and ^{16}O is negligible, I have shown that a significant enrichment of the warm gas phase of 22% supersolar with ^{12}C takes place up to the end of the stellar lifetime.

Kapitel 1

Einführung

1.1 Entwicklung massereicher Sterne

Als **massereich** wird ein Stern bezeichnet, wenn er mit einer anfänglichen Masse von mehr als $8 M_{\odot}$ „geboren“ wird. Dieses ist die minimale Masse für einen isolierten Stern, der als Supernova explodieren wird.

Massereiche Sterne entstehen typischerweise zusammen mit Sternen geringerer Masse in dichten, molekularen Klumpen von Molekülwolken. Diese Regionen sind annähernd im Virialgleichgewicht, d.h. Gravitationsenergie und kinetische Energie des Gases erreichen ungefähr gleiche Werte und die Regionen sind hochgradig turbulent. Wie lange die Bildung von massereichen Sternen dauert und welche Masse ein solcher Klumpen haben muss, um einen Stern mit bestimmter Masse zu bilden, wurde von McKee & Tan (2002) untersucht. Tan & McKee (2002) haben gezeigt, dass in den galaktischen Regionen, in denen die Bildung massereicher Sterne stattfindet, der Druck typischerweise so hoch ist, dass sich in $\sim 10^5$ yr ein $100 M_{\odot}$ -Stern bilden kann. Um einen Cluster ähnlich dem Orionnebel-Cluster zu bilden, beträgt die Zeitskala $\sim 1 \times 10^6$ yr. Sterne mit $m \gtrsim 20 M_{\odot}$ können nur entstehen, indem sie Masse über eine zirkumstellare Scheibe akkretieren, da sie schon mit dem Wasserstoffbrennen im Kern beginnen, während sie noch „wachsen“ (Yorke 2003). Die Endmasse des Sterns und seiner benachbarten Systeme wird bestimmt von der Strahlungsbeschleunigung, der UV-Photoevaporation, stellaren Winden und Ausflüssen („outflows“) sowie der Akkretion über die Scheibe. Dabei kann die entstehende HII-Region die Akkretion stoppen (Omukai & Inutsuka 2002; Keto 2002).

Die Dauer des Wasserstoffbrennens im Kern und damit die H-„main-sequence“ (**H-MS**)-Lebensdauer hängt wesentlich von der anfänglichen Masse des Sterns ab, ebenso seine weitere Entwicklung. Desweiteren wird die stellare Entwicklung von der Metallizität der Molekülwolke, in der der Stern entstanden ist, bestimmt. Für solare Metallizität geben Schaller et al. (1992) die Dauer der H-brennenden Phase mit 2.5614 Myr für einen $120 M_{\odot}$ -Stern an und mit 26.3886 Myr für einen $9 M_{\odot}$ -Stern. Bei niedrigerer Metallizität verlängert sich die H-MS Lebensdauer der massereichen Sterne etwas.

Während der Hauptreihenphase wird über den CNO-Zyklus Wasserstoff zu Helium verbrannt (s. z.B. Unsöld & Baschek 1999, Abb. 8.3). Im Verlauf der H-MS nimmt die Effektivtemperatur leicht ab, die bolometrische Leuchtkraft bleibt annähernd konstant. Auf das H-Brennen im Kern

folgt eine Phase der gravitativen Kontraktion, danach zündet das H-Schalenbrennen, welches den stellaren Radius wieder anwachsen lässt, während der He-Kern weiter kontrahiert, bis das He-Brennen im Kern einsetzt.

O-Stern: Die massereichsten, heißesten und damit auch die leuchtkräftigsten Sterne bilden die Klasse der O-Sterne (s. z.B. Scheffler & Elsässer 1990), wobei zur Verfeinerung in O2 (Walborn et al. 2002), ..., O9 unterteilt wird. Crowther (2004a) gibt einen Überblick über die „fundamentalen Parameter“ Temperatur, Leuchtkräfte, stellarer Wind und Masse von heißen, massereichen OB-Sternen. Die Effektivtemperaturen liegen für O-Sterne auf der H-MS etwa im Bereich 30.000 K (O9) - 50.000 K (O2). Daraus ergeben sich stellare Leuchtkräfte von einigen 10^{39} erg s⁻¹. Die Windendgeschwindigkeit für die frühesten O-Sterne erreicht Werte von $v_w = 3500$ km s⁻¹. Diese Werte sind metallizitätsabhängig, für O3-O7 Sterne in der SMC liegen die gemessenen Temperaturen etwa 4000 K über den Werten der galaktischen O-Sterne (vgl. Massey et al. 2004, 2005; Garcia & Bianchi 2004). Crowther (2004) weist darauf hin, dass die mit FUSE gemessenen Werte sowohl für galaktische Sterne als auch für die Sterne in der SMC etwa 2 – 3 kK niedriger sind.

Je länger sich ein O-Stern auf der H-MS entwickelt, desto mehr Metalle werden an seine Oberfläche gemischt. Zeigt ein O-Stern NIII-Emissionslinien, so wird er als Of-Stern bezeichnet. Dass Of-Sterne die Vorgänger von WR-Sternen sind, wurde zuerst von Conti (1976) vorgeschlagen. Für den frühesten bekannten O-Stern (O2 If) HD93129A ($M = 110 M_\odot$, Nelan et al. 2004) haben Benaglia & Koribalski (2004) eine Massenverlustrate von $\dot{M} = 5.1 \times 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ gemessen. Für die Modellsterne von Maeder et al. (2004) mit $m > 60 M_\odot$ folgt auf die O-Phase das Of-Stadium, für „leichtere“ Sterne folgt auf die O-Phase mit Beginn des He-Brennens im Kern entweder eine BSG- oder die RSG-Phase (s.u.).

Die Entwicklung massereicher Sterne verläuft je nach anfänglicher Masse unterschiedlich. Massey (2003) gibt für O-Sterne fünf unterschiedliche Entwicklungswege in Abhängigkeit von der H-MS-Anfangsmasse m an:

$$\begin{aligned} m > 85 M_\odot &: \text{ O} \rightarrow \text{LBV} \rightarrow \text{WN} \rightarrow \text{WC} \rightarrow \text{SN} \\ 40 M_\odot > m > 85 M_\odot &: \text{ O} \rightarrow \text{WN} \rightarrow \text{WC} \rightarrow \text{SN} \\ 25 M_\odot > m > 40 M_\odot &: \text{ O} \rightarrow \text{RSG} \rightarrow \text{WN} \rightarrow \text{WC} \rightarrow \text{SN} \\ 20 M_\odot > m > 25 M_\odot &: \text{ O} \rightarrow \text{RSG} \rightarrow \text{WN} \rightarrow \text{SN} \\ 10 M_\odot > m > 20 M_\odot &: \text{ OB} \rightarrow \text{RSG} \rightarrow \text{BSG} \rightarrow \text{SN} \end{aligned}$$

Die Massengrenzen sind nur ungefähre Angaben, da z.B. die Metallizität ebenfalls die Entwicklung beeinflusst. Desweiteren ist die Entwicklung in verschiedenen theoretischen Sternentwicklungsrechnungen unterschiedlich. In den Modellen von Schaller et al. (1992) erreichen bei solarer Metallizität Sterne mit $m \geq 60 M_\odot$ die LBV-Phase. Sterne mit $40 M_\odot > m > 90 M_\odot$ befinden sich bei Maeder et al. (2004) abwechselnd in der LBV-Phase und der WNL-Phase (s.u.). Der $60 M_\odot$ -Modellstern von Langer et al. (1994) erreicht bereits vor der LBV-Phase eine erste WNL-Phase, die noch während des H-Brennens im Kern einsetzt.

LBV-Stern: (Luminous Blue Variable) Diese Sterne sind extrem leuchtkräftig und blau, außerdem variiert ihre visuelle Helligkeit um 1 – 3 mag. Sie befinden sich im HRD im selben Bereich

wie die BSG-Sterne (s.u.). Das LBV-Stadium ist eine sehr instabile Phase, die Sterne erreichen, die sich erst zu kühleren Temperaturen hin entwickelt haben und dann plötzlich wieder heißer werden (Massey 2003; Weis 2004). Während der LBV-Phase beträgt die Massenverlustrate $\dot{M} = 10^{-3} - 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, was ungefähr drei bis vier Größenordnungen höher ist als während der H-MS. Als Resultat des sehr hohen Massenverlusts wird die äußere Hülle des Sterns abgestoßen und es bleibt ein Wolf-Rayet (WR)-Stern übrig. Die Länge dieser Phase ist nur ein sehr kleiner Bruchteil der He-brennenden Phase (Schaller et al. 1992). Maeder et al. (2005) geben, basierend auf der Datensammlung von Stothers & Chin (2000), für die Leuchtkraft eines LBV-Sterns Werte zwischen $\log L/L_{\odot} = 5.4$ und 6.2 bei einer H-Oberflächenkonzentration zwischen $X_s = 0.3$ und 0.4 an. Diese Wertebereiche überschneiden sich mit denen der WN-Sterne.

WR-Stern: (Wolf-Rayet) Die WR-Phase ist ein normales Entwicklungsstadium für alle Sterne mit einer Anfangsmasse $m \gtrsim 40 M_{\odot}$ (Abbott & Conti 1987). Zuerst sind WR-Sterne stickstoffreich (**WN**), **WNL**-Sterne haben eine H-Oberflächenkonzentration von $X_s \lesssim 0.4$ und eine Position im blauen Bereich des HRD ($\log T_{\text{eff}} \gtrsim 4.0$). **WNE**-Sterne haben keinen Wasserstoff mehr, zeigen aber noch keine Produkte vom He-Brennen in ihren Spektren. Nach weiterem Massenverlust sind die WR-Sterne kohlenstoffreich (**WC**) und die Produkte vom He-Brennen sind an der Oberfläche vorhanden (Schaller et al. 1992). Nach dem WC-Stadium kann sich ein WR-Stern zu einem sauerstoffreichen **WO**-Stern entwickeln. Bei niedrigerer als solarer Metallizität steigt die minimale Anfangsmasse, die für das Erreichen der WR-Phasen Voraussetzung ist, und es werden nicht alle WR-Stadien erreicht (s. z.B. Schaller et al. 1992). WR-Sterne haben sehr starke stellare Winde und hohe Massenverlustraten (Cappa et al. 2004). WO-Sterne haben mit $v_w \sim 5500 \text{ km s}^{-1}$ die höchsten Windgeschwindigkeiten aller stabilen Sterne (Kingsburgh et al. 1995). Da WR-Sterne heiß und für ihre Masse zu leuchtkräftig sind, ist der Strahlungsdruck Ursache des Massenverlusts (Abbott & Conti 1987).

BSG-, RSG-Stern: (Blue Supergiant, Red Supergiant) Nachdem sie die Hauptreihe verlassen haben, entwickeln sich Sterne mit einer Anfangsmasse $\lesssim 40 M_{\odot}$ zu RSG-Sternen. Bei den Modellen von Schaller et al. (1992) findet bei solarer Metallizität das He-Brennen hauptsächlich in RSG- und YSG-Sternen (Yellow Supergiant) statt. Die RSGs haben sehr dichte, langsame stellare Winde mit einer Windendgeschwindigkeit von einigen wenigen 10 km s^{-1} . Bei $Z = 0.001$ hingegen wird die He-brennende Phase vor allem im Bereich der BSG-Sterne verbracht. BSGs sind blaue, also sehr heiße und leuchtkräftige Sterne. Bei solarer Metallizität durchlaufen z.B. der $15 M_{\odot}$ -Modellstern von Schaller et al. (1992) und der $22 M_{\odot}$ -Modellstern von Heger et al. (2003b) zuerst ein kurzes BSG-Stadium, bevor die RSG-Phase erreicht wird. Während der BSG-Phase geschieht der Energietransport in der äußeren Hülle radiativ, in der RSG-Phase konvektiv (Heger et al. 2003b). Allerdings sind die beobachteten RSGs deutlich kühler und leuchtkräftiger als die Modell-RSGs (Massey & Olsen 2003; Massey 2003).

Die massereichen Sterne, die ihr Leben als RSG beenden, explodieren als Typ II Supernovae (**SNeII**) (Crowther 2004b). Höchstwahrscheinlich sind die Vorgänger von SNeIb WN-Sterne und WC-Sterne die Vorgänger von SNeIc, was aus der Abwesenheit von Wasserstoff-Spektrallinien bei beiden Typen (vgl. Abbott & Conti 1987) und dem Fehlen von Helium-Spektrallinien beim

Typ Ic gefolgt wird (Crowther 2004b).

Die Abhängigkeit des Supernova-Typs und des Überrests („remnant“) von der Masse des Heliumkerns sowie der Wasserstoffhülle wurde von Heger et al. (2003a) untersucht. Dabei konnte von Heger et al. (2003a) gezeigt werden, dass normale Typ Ib/c SNe nur von isolierten Sternen produziert werden, deren Metallizität deutlich über den solaren Werten liegt und daher die meisten Typ Ib/c SNe in Doppelsternsystemen produziert werden.

1.2 Winde massereicher Sterne

Alle heißen, massereichen Sterne haben strahlungsgetriebene Winde. Diese Winde beeinflussen zum einen die Struktur der strahlenden Oberfläche und vor allem haben sie einen extremen Einfluss auf die Entwicklung des Sterns, da sie seine Masse kontinuierlich verringern. Durch den Massenverlust sind die Zeitskalen der stellaren Entwicklung ebenso betroffen wie seine chemische Zusammensetzung, die Oberflächenhäufigkeit einzelner Elemente und die Leuchtkräfte des Sterns.

Basierend auf den Überlegungen zur Absorption in UV-Resonanzlinien von Ionen (Lucy & Solomon 1970) haben Castor et al. (1975b) den Mechanismus der Windbeschleunigung durch Metalllinienabsorption weiterentwickelt. Abbott (1982) und Pauldrach et al. (1986) haben die theoretische Beschreibung vervollständigt. Für O-Sterne mit ihren hohen Effektivtemperaturen und Leuchtkräften ist das Strahlungsfeld der stellaren Photosphäre stark genug, um durch den Impulsübertrag von Photonen auf die Metallionen in den äußeren Schichten des Sterns einen starken Wind zu verursachen (Bresolin & Kudritzki 2004). Hierbei wird die gesamte stellare Hülle beschleunigt (Springmann & Pauldrach 1992).

Puls et al. (1996) und Kudritzki et al. (1989) haben gezeigt, dass für die stellaren Winde heißer Sterne eine Windimpuls-Leuchtkraft-Beziehung („wind momentum-luminosity relation“, WLR) existiert. Für O-Sterne hängt der modifizierte Windimpuls („modified stellar wind momentum“) $D_{mom} = \dot{M}v_w (R_\star/R_\odot)^{0.5}$ vor allem von der stellaren Leuchtkraft und weniger von anderen stellaren Parametern ab (vgl. Kudritzki 2002). Anhand ihres Modells für liniengetriebene stellare Winde von O-Sternen erhalten Krτίčka & Kubát (2004) in Übereinstimmung mit Vink et al. (2000) für die WLR: $\log [\dot{M}v_w (R_\star/R_\odot)^{0.5}] = x \log (L/L_\odot) + \log D_0$, mit den Fitparametern x und D_0 .

Da \dot{M} und v_w metallizitätsabhängig sind, gilt für den modifizierten Windimpuls $D_{mom} \sim Z^{0.6-0.8}$ (Bresolin & Kudritzki 2004). Mit einem Modell für liniengetriebene Sternwinde von sehr massereichen Sternen bei sehr niedrigen Metallizitäten ($10^{-4} - 1.0$ -fach solar) hat Kudritzki (2002) gezeigt, dass der Rückgang von stellaren Massenverlusten und Windimpulsen mit abnehmender Metallizität nur bis $Z = 10^{-2}Z_\odot$ als Exponentialfunktion von Z/Z_\odot ausgedrückt werden kann (vgl. Vink & de Koter 2005).

Die Windendgeschwindigkeiten liegen für O-Sterne bei einigen wenigen 1000 km s^{-1} und erreichen für WO-Sterne bis zu $v_w \sim 5500 \text{ km s}^{-1}$. Im RSG-Stadium hingegen geht die Windendgeschwindigkeit auf wenige 10 km s^{-1} zurück. Durch die sehr unterschiedlichen Windendgeschwindigkeiten und Massenverlusten entstehen um den Stern herum unterschiedliche Ringnebel, je nach Entwicklungsstadium des massereichen Sterns (Chu 2003). Um einen O-Stern herum bildet sich zunächst eine stellare Windblase (s. § 2.2.1), da der schnelle, dünne Wind das umgebende Material aufammelt. Wird das RSG-Stadium erreicht, wird durch den langsamen,

dichten Wind ein zirkumstellarer Nebel gebildet. Im WR-Stadium mit den sehr schnellen Winden wird der RSG-Nebel ausgesammelt und es bildet sich eine innere zirkumstellare Blase (Chu 2003).

1.3 HII-Regionen

Die stellaren Winde erzeugen zusammen mit der ionisierenden Strahlung des Sterns die den Stern umgebende HII-Region (**HI**: neutraler Wasserstoff, **HII**: ionisierter Wasserstoff). Diese entwickelt sich von einer ultrakompakten HII-Region (UCHII-Region) zu einer kompakten HII-Region und anschließend zu einer „klassischen“ HII-Region. Sechs verschiedene Szenarien der Entwicklung einer solchen UCHII-Region wurden von Churchwell (1999) diskutiert. Die Szenarien unterscheiden sich durch die Vorhersagen zur Kinematik des ionisierten Gases. Generell sind die UCHII-Regionen die Strukturen, die zuerst beobachtbar sind und auf einen sehr jungen, massereichen Stern hinweisen. Surveys im hochfrequenten Radiobereich zusammen mit Untersuchungen von IRAS-Punktquellen haben gezeigt, dass in unserer Galaxis mehrere Hundert UCHII-Regionen existieren (Wood & Churchwell 1989a; Garay et al. 1993; Kurtz et al. 1994). Die Größe dieser UCHII-Regionen erreicht in einigen Fällen gerade 0.005 pc (Jaffe et al. 2003). Wie von Crowther (2005) beschrieben, befinden sich die UCHII-Regionen noch innerhalb des „natal dust cocoon“. Der Staub absorbiert die Strahlung der Sterne und emittiert sie wieder im Infraroten, daher sind UCHII-Region im Infrarotbereich (Crowther & Conti 2003) als auch im Radiobereich (2 cm, 6 cm sowie Radiokontinuum Wood & Churchwell 1989b; Kurtz et al. 1994) beobachtbar.

Die Zeitspanne, in der die UCHII-Region durch den Staub ihrer Umgebung in anderen Wellenlängen als dem Infraroten unsichtbar bleibt, ist sehr kurz ($\sim 10^4$ yr). Die Lebensdauer einer UCHII-Region hängt stark von der lokalen Gas- und Staubverteilung ab (s. z.B. Hollenbach et al. 1994; de Pree et al. 1995). Kumar et al. (2003) haben die UCHII-Region IRAS 07427-2400, einen der massereichsten YSOs, die durch Akkretion entstehen, beobachtet. Das Alter von IRAS 07427-2400 wird von Kumar et al. (2003) mit $\sim 5360 \pm 1200$ yr angegeben.

Mit der Expansion der UCHII-Region wird der Staub evaporiert, der „natal dust cocoon“ expandiert ebenfalls und wird dabei dünner (z.B. in W49A, Conti & Blum 2002). Dadurch entwickelt sich eine ultrakompakte HII-Region zu einer kompakten HII-Region. Heydari-Malayeri et al. (2002) haben HST-Beobachtungen der kompakten HII-Regionen in N160A (NGC 2080) in der LMC durchgeführt und konnten dabei zeigen, dass die HII-Region A1 innerhalb dieser Region von einem einzelnen massereichen Stern erzeugt wird. Die HII-Region A1 ist in $H\beta$ sichtbar, ihr Radius beträgt 0.3 pc bei einer Gasdichte von 1500 cm^{-3} (Heydari-Malayeri & Testor 1986), daraus ergibt sich ein Alter von ca. 2500 yr (Heydari-Malayeri et al. 2002).

Kurtz & Franco (2001) geben für UCHII-Regionen eine Größe von $\lesssim 0.1$ pc und eine Dichte von $\gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ an. Kompakte HII-Regionen erreichen eine Größe von $\lesssim 0.5$ pc und eine Dichte von $\gtrsim 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, für klassische HII-Regionen sind Größen von ~ 10 pc und Dichten von $\sim 100 \text{ cm}^{-3}$ typische Werte.

Kothes & Kerton (2002) haben die Radialgeschwindigkeiten von 26 kompakten HII-Regionen mit dem dazugehörigen HI-Absorptionsprofil verglichen und bei 23 kompakten HII-Regionen zeigen können, dass diese kompakten HII-Regionen von einer expandierenden Schale aus neutralem Wasserstoff umgeben sind.

Matzner (2002) hat untersucht, wie eine Riesenmolekülwolke („giant molecular cloud“, GMC) durch die im Inneren entstandenen Sterne zerstört wird und gezeigt, dass die Wechselwirkungen zwischen expandierender HII-Region und Molekülwolke zur Zerstörung der Wolke führen. Dabei ist die HII-Region als Energiequelle bedeutender als stellare Winde und SNe zusammen.

1.4 Chemische Selbstanreicherung von HII-Regionen durch WR-Sterne

HII-Regionen werden als die zuverlässigsten Objekte zur Bestimmung der heutigen Elementhäufigkeiten im Interstellaren Medium (**ISM**) betrachtet. Gleichwohl werden schwere Elemente von massereichen Sternen in ihre sie umgebenden HII-Regionen abgegeben. Die Kenntnis der von einem massereichen Stern in seine HII-Region freigesetzten Menge an Elementen ist von besonderem Interesse für die Beobachtung von sehr metallarmen Galaxien. Kunth & Sargent (1986) haben das Problem der Bestimmung von Häufigkeiten schwerer Elemente in sehr metallarmen blauen kompakten Zwerggalaxien durch Beobachtungen der Emissionslinien von HII-Regionen diskutiert. Die Selbstanreicherung der HII-Region durch die massereichen Sterne kann in zwei Stadien ihrer Entwicklung stattfinden: Im WR-Stadium, wenn der Sternwind die äußersten Schichten des Sterns abschält und durch SNeII-Explosionen. Aufgrund ihrer Energien trägt das Gas der Sternwinde und SNeII zur heißen Phase bei.

Wie von Chiosi & Maeder (1986) diskutiert, haben WR-Sterne erhöhte Massenverlustraten und chemisch angereicherte stellare Winde.

Ebenso schließen Abbott & Conti (1987) aus ihren Sternentwicklungsmodellen, dass WR-Winde einen starken Beitrag zu der galaktischen Anreicherung mit ^4He , ^{12}C , ^{17}O und ^{22}Ne liefern, während sie nur schwach zur Anreicherung mit ^{14}N , ^{26}Mg , ^{25}Mg und ^{16}O beitragen.

Für niedrigere als solare Metallizitäten verringern zwei weitere Effekte die chemische Anreicherung der HII-Region durch WR-Sterne:

- Je niedriger die Metallizität, desto massereicher muss ein Stern sein, um sich zu einem WR-Stern entwickeln zu können. Deshalb sinkt die Anzahl der WR-Sterne mit abnehmender Metallizität. Schaller et al. (1992) geben bei einer Metallizität von $Z = 0.001$ die minimale Masse zu Beginn der H-MS für einen späteren WR-Stern mit $> 80 M_{\odot}$ an. Bei $Z = 0.02$, d.h. solarer Metallizität, beträgt die minimale Masse $> 25 M_{\odot}$.
- Je niedriger die Metallizität, desto kürzer sind die WR-Lebensdauern und es werden nicht mehr alle WR-Phasen erreicht: Bei solarer Metallizität durchlaufen die WR-Sterne drei WR-Phasen (WNL, WNE, WC), während bei $Z = 0.001$ nur die WNL-Phase erreicht wird (Schaller et al. 1992). Die WR-Lebensdauer eines $85 M_{\odot}$ -Sterns beträgt bei $Z = 0.001$ $t_{WR} = 0.204 \times 10^5$ yr und bei $Z = 0.02$ $t_{WR} = 4.008 \times 10^5$ yr (Schaller et al. 1992).

Dass WR-Sterne eine wichtige Rolle bei der Kohlenstoffanreicherung des ISM bei solarer Metallizität spielen, wurde von Dray et al. (2003) gezeigt. Ihre Modelle sagen voraus, dass die C-Anreicherung durch WR-Sterne mindestens mit der durch AGB-Sterne vergleichbar ist, während die N-Anreicherung durch die AGB-Sterne und die O-Anreicherung durch SNeII dominiert wird. Für andere Metallizitäten haben Dray & Tout (2003) einen Anstieg in der C-Anreicherung mit

zunehmender Metallizität gefunden aber eine Abnahme in der O-Anreicherung. Die Anreicherung mit N durch WR-Sterne ist, verglichen mit anderen Quellen, stets vernachlässigbar. Desweiteren nimmt die gesamte von einem WR-Stern freigesetzte Menge an Stickstoff mit abnehmender Metallizität ab.

Chiappini et al. (2003) haben Modelle für die chemische Entwicklung der Milchstraße, anderer Spiralgalaxien und irregulärer Zwerggalaxien gerechnet und die Vorhersagen der Modelle mit Beobachtungen der solaren Umgebung verglichen. Ihre Modelle haben den Massenverlust durch Sternwinde nicht berücksichtigt, die chemische Anreicherung des ISM durch massereiche Sterne geschah in den Modellen lediglich durch SN-Explosionen.

Palacios et al. (2005) haben den Beitrag der WR-Sternwinde zum galaktischen ^{26}Al basierend auf Modellen mit stellarer Rotation studiert und gezeigt, dass sich der Beitrag der WR-Sterne ungefähr verdoppelt, wenn die stellare Rotation berücksichtigt wird.

Hirschi et al. (2004, 2005) haben gezeigt, dass die Yields für schwere Elemente um einen Faktor 1.5 – 2.5 für Sterne zwischen 15 und 30 M_{\odot} steigen, wenn die stellare Rotation im Genfer Sternentwicklungscode berücksichtigt wird. Für massereichere Sterne erhöht die Rotation die Yields von ^4He und anderen Produkten des H-Brennens wie ^{14}N , die Yields der Produkte des He-Brennens wie ^{12}C hingegen werden geringer. Für Sterne mit $M \gtrsim 60 M_{\odot}$ unterscheidet sich die Entwicklung von der nichtrotierender Sterne außerdem wie folgt: Rotierende Sterne erreichen die WR-Phase bereits im Laufe ihrer H-MS.

1.5 Photodissoziationsregionen

Wie in § 1.1 beschrieben, entstehen massereiche Sterne in Molekülwolken, die v.a. aus Wasserstoff bestehen. Die HII-Region (s. § 1.3) ist umgeben von einer Photodissoziationsregion (**PDR**), in der der molekulare Wasserstoff durch die Absorption von UV-Photonen (s. § 1.5.1) in neutrale H-Atome dissoziiert. Dadurch bildet sich dort, wo das Gas halb molekular und halb atomar ist, eine H_I/H₂-Übergangszone, die Dissoziationsfront. In dieser PDR ist der Sauerstoff ebenfalls atomar, Kohlenstoff liegt in ionisierter Form vor. Weiter außen in der Molekülwolke liegt der Übergang von ionisiertem zu atomarem C und dann zu CO-Molekülen, danach folgt der Übergang von neutralem O zu O₂-Molekülen (s. z.B. Draine & Bertoldi 2000, Abb. 1).

Im Folgenden wird als **PDR** die H_I-Region bezeichnet, die sich zwischen der Ionisationsfront, die die HII-Region begrenzt, und der H₂-Dissoziationsfront befindet.

1.5.1 Der H₂ Photodissoziations-Mechanismus

Spitzer (1948) hat darauf hingewiesen, dass das Photoionisationskontinuum des atomaren Wasserstoffs die stellare Strahlung, die ein H₂-Molekül im ISM zerstören könnte, abschirmt. Das Photoionisationskontinuum des atomaren Wasserstoffs beginnt bei 13.6 eV, das Photodissoziationskontinuum des molekularen Wasserstoffs bei 14.7 eV und sein Photoionisationskontinuum bei 15.6 eV.

Allerdings gibt es einen Photodissoziationsprozess, für den bereits eine Photonenenergie von 4.47 eV ausreicht. Dieser Photodissoziationsprozess wurde zuerst von Stecher & Williams (1967) nachgewiesen und basiert auf der von Solomon (1965, in Field et al. 1966) beschriebenen Reaktion. Die H₂-Moleküle absorbieren Photonen, die bei 1108 Å und 1008 Å emittiert wurden, via

Elektronenübergänge in die Lyman- ($X^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Sigma_u^+$) und Werner-Banden ($X^1\Sigma_g^+ \rightarrow C^1\Pi_u^+$). Im darauffolgenden Übergang zu den vibrationsangeregten Leveln des Grundzustandes dissoziieren etwa 10 – 15% der H_2 -Moleküle. Das UV-Fluoreszenzspektrum für diesen Prozess wurde zuerst von Witt et al. (1989) beobachtet.

Durch Übergänge in den $^1\Sigma_u^+$ -Zustand und darauffolgende erlaubte Übergänge in das Vibrationskontinuum des Grundzustandes, wie von Solomon (1965, in Field et al. 1966) beschrieben, schirmen sich die H_2 -Moleküle jedoch auch selbst von der dissoziierenden Strahlung ab. Diese „Selbstabschirmung“ muss bei der Berechnung der Photodissoziationsrate berücksichtigt werden.

H_2 -Moleküle können durch „multiple pumping“ direkt in einem hohen Vibrationslevel dissoziieren, dabei absorbiert ein bereits angeregtes Molekül ein weiteres Photon (Shull 1978).

Federman et al. (1979) haben gezeigt, dass die Hauptübergangszone vom atomaren zum molekularen Wasserstoff im Bereich $\sim 10^{15} < N_2 < \sim 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ durch die Selbstabschirmung in den Dopplerkernen der Lyman-Linien dominiert wird und eine analytische Abschätzung hierfür angegeben. Desweiteren haben sie für ihre Dissoziationsrate die Photodissoziation aus angeregten Rotationszuständen berücksichtigt.

Hollenbach & Tielens (1999) weisen darauf hin, dass durch die Selbstabschirmung die H_2 -Säulendichte und die H_2 -Häufigkeit mit zunehmendem Abstand vom Stern rasch ansteigen. Dadurch ist die $H\text{I}/H_2$ -Übergangszone scharf begrenzt.

1.5.2 Bildung von H_2 -Molekülen

Die Bildung von H_2 -Molekülen findet im ISM auf der Oberfläche von interstellaren Staubkörnern statt (Hollenbach & Salpeter 1971; Hollenbach et al. 1971). Hollenbach & Tielens (1999) beschreiben in ihrem Review detailliert die verschiedenen Ansätze, die für den Bildungsprozess gemacht wurden, halten aufgrund der großen Unsicherheiten aber einen semiempirischen, aus einem Vergleich von PDR-Modellen und Beobachtungen abgeleiteten Molekülbildungskoeffizienten ($1 - 3 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$) für die beste Lösung. Gry et al. (2002) haben mit FUSE das ISM in der Umgebung dreier B-Sterne (HD102065, HD108927, HD96675) beobachtet, dabei haben sie mit $4 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ sehr ähnliche Werte für den Molekülbildungskoeffizienten gefunden.

1.5.3 Bisherige Modelle von Photodissoziationsregionen

Dalgarno & McCray (1972) haben wichtige Heiz- und Kühlprozesse in $H\text{I}$ -Regionen beschrieben und mit beobachteten Temperaturen und Dichten von $H\text{I}$ -Regionen verglichen. Da bei C, Si, Fe und S die Ionisationspotentiale niedriger als 13.6 eV liegen, kommen diese Elemente hauptsächlich als einfach positiv geladene Ionen in einer $H\text{I}$ -Region vor. Die temperaturabhängigen Kühlraten und Wechselwirkungen dieser Ionen mit Elektronen und neutralen Wasserstoffatomen werden ebenso aufgeführt wie die Kühlung durch interstellaren Staub sowie durch die Moleküle H_2 , HD, CO, CN und CH. Als Heiz- und Ionisationsprozesse werden Absorption von Sternenlicht, kosmischer Strahlung, weicher Röntgenstrahlung sowie die Ionisation von H-Atomen durch Rekombinationsphotonen angegeben. Trotz der umfangreichen Untersuchung zahlreicher Heiz- und Kühlprozesse konnten Dalgarno & McCray (1972) die gemessenen Temperaturen ($T > 500 \text{ K}$) in beobachteten $H\text{I}$ -Regionen nicht ausreichend erklären.

Plan-parallele, hydrostatische Modelle molekularer Wolken wurden von de Jong et al. (1980) untersucht. Dazu wurde die Gastemperatur durch die gleichzeitige Berechnung des chemischen und thermischen Gleichgewichts ermittelt. Für die Gaschemie wurden insgesamt 175 Reaktionen von 39 Spezies aus Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff und Sauerstoff betrachtet. Dominante Heizprozesse sind im äußeren Bereich der Wolken die Heizung durch Photoelektronen von Staub sowie im inneren Bereich der Wolken Ionisation der H_2 -Moleküle durch kosmische Strahlung. Desweiteren wurden Photoelektronen von C-Atomen und die Photodissoziation von H_2 -Molekülen berücksichtigt. Die Kühlung des Gases im äußeren Bereich der Wolken geschieht durch Feinstruktur-Emission von C^+ -Ionen sowie C-Atomen und im inneren Bereich der Wolken durch Abstrahlung von Energie nach Rotationsanregung von CO-Molekülen.

Das plan-parallele 1D-Modell von Tielens & Hollenbach (1985a) ermittelt numerisch das chemische und thermische Gleichgewicht von dichtem, neutralem Gas, das sich zwischen einer HII-Region und molekularem Gas befindet. Für die Gaschemie wurden insgesamt 165 Reaktionen von 41 Spezies aus Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff, Sauerstoff, Silizium, Schwefel, Magnesium und Eisen betrachtet. Die vom Staub emittierten Photoelektronen stellen den dominanten Heizprozess dar. Zusätzlich wurden die Ionisation von C-Atomen, Photodissoziation von H_2 , Stoßabregung von vibrationsangeregten H_2 -Molekülen, Bildung von H_2 -Molekülen, Kollisionen zwischen Gasparkeln und Staub sowie kosmische Strahlung betrachtet. Die Kühlung des Gases wird dominiert durch die Feinstrukturlinien von OI $63\ \mu\text{m}$ und $145\ \mu\text{m}$ und CII $158\ \mu\text{m}$. Im Modell berücksichtigt sind die Feinstrukturlinien der Atome und die niedrig liegenden Rotationslinien der Moleküle sowie $\text{Ly}\alpha$ für höhere Temperaturen. Bei der Berechnung der Photodissoziationsrate haben Tielens & Hollenbach (1985a) den Selbstabschirmungsfaktor von Shull (1978) verwendet. Mit diesem Modell wurde die Orion-PDR simuliert (Tielens & Hollenbach 1985b) und es wurde eine Übereinstimmung mit Beobachtungen in den Feinstrukturemissionen gefunden.

Abgrall et al. (1992) haben die Photodissoziation von H_2 und den H/H_2 -Übergang in interstellaren Wolken mit einem 1D-Modell in plan-paralleler Geometrie modelliert. In diesem Modell werden H_2 -Moleküle auf interstellarem Staub gebildet und durch Photodissoziation zerstört, die Gastemperatur wird jedoch konstant gehalten. Für die Photodissoziation von H_2 durch Absorption von UV-Strahlung und spontane radiative Dissoziation wurde die Abhängigkeit von der Rotationsquantenzahl explizit berücksichtigt.

Wolfire et al. (1993) haben das Modell von Tielens & Hollenbach (1985a) mit kleineren Ergänzungen verwendet, um die CO-Emission von GMCs zu berechnen. Dabei konnte die aus Beobachtungen bekannte Relation zwischen Wolkenmasse und CO-Leuchtkraft bestätigt werden.

Die PDR im Reflexionsnebel NGC 2023 wurde von Draine & Bertoldi (1996) modelliert. Ihr plan-paralleles Modell beinhaltet die Selbstabschirmung von H_2 , wobei die Überlagerung mehrerer Linien berücksichtigt wurde. Das Modell berechnet allerdings nicht das thermische Gleichgewicht des Gases. Die größte Übereinstimmung mit den Beobachtungen ergibt ein Modell mit $n_{\text{H}} = 10^5\ \text{cm}^{-3}$, $\chi = 5000$ und $T_0 = 900\ \text{K}$.

Für massereiche Sterne mit unterschiedlichen Effektivtemperaturen und Metallizitäten haben Diaz-Miller et al. (1998) die Größe der erzeugten HII-Region und PDR mit einem 1D-Modell berechnet. Dabei werden konstante Werte für die Temperatur in der HII-Region (8000 K) und in der PDR (500 K) verwendet. Die Dissoziationsfront befindet sich in diesem Modell per definitionem an dem Ort, wo 50% des Wasserstoffs molekular ist.

Draine & Bertoldi (1999) haben ISO-Beobachtungen der S 140 PDR (Timmermann et al.

1996) mit einem plan-parallelen PDR-Modell (Draine & Bertoldi 1996) analysiert. Unter der Annahme, dass die H-Nukleonendichte $n_{\text{H}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ist und dass der B0.5 V Stern, der die S 140 HII-Region und PDR anregt, $\sim 1.7 \text{ pc}$ von der PDR entfernt ist, ergeben sich für den Temperaturverlauf in der PDR höhere Temperaturen als erwartet. Für $2n(\text{H}_2)/n_{\text{H}} = 0.2$ folgt $T = 500 \text{ K}$ und für $2n(\text{H}_2)/n_{\text{H}} = 0.5$ erhält man $T = 150 \text{ K}$.

Der Einfluss der FUV-Strahlung junger OB-Sterne auf die Entwicklung von dichten Strukturen oder Klumpen in PDRs wurde mit einem 1D-Modell von Gorti & Hollenbach (2002) untersucht. Die Zeitskala bis zur kompletten Photodissoziation eines Klumpens in einer typischen PDR wird mit $\sim 10^{4-5} \text{ yr}$ angegeben.

Bei den oben aufgeführten theoretischen PDR-Modellen wurde angenommen, dass das Gas im Vergleich mit der Dissoziationsfront in Ruhe ist und es wurde angenommen, dass H_2 -Bildung und Zerstörung im Gleichgewicht sind (z. B. Tielens & Hollenbach 1985a; Burton et al. 1990; Diaz-Miller et al. 1998). Generell gilt, dass sowohl Ionisationsfronten als auch Dissoziationsfronten zeitabhängige Strukturen sind und Ionisationsfront und Dissoziationsfront voneinander nicht räumlich getrennt sein müssen (Bertoldi & Draine 1996). Zeitabhängige PDRs wurden zuerst von Hill & Hollenbach (1978) modelliert, die Wechselwirkung zwischen einer sphärischen Ionisationsfront und einer Dissoziationsfront in einer expandierenden HII-Region wurde von Roger & Dewdney (1992) untersucht. Die Anregung von H_2 durch UV-Fluoreszenz und die resultierenden IR-Emissionen wurden detailliert von Black & van Dishoeck (1987) analysiert.

1.5.4 Beobachtungen von Photodissoziationsregionen

PDRs finden sich in jeder Molekülwolke, in der massereiche Sterne entstanden sind. Daher existieren zahlreiche Beobachtungen (s. z.B. Review von Hollenbach & Tielens 1999). Im Folgenden werden drei PDRs näher beschrieben: Die als Prototyp bezeichnete PDR in NGC 7023, die einen sehr jungen B-Stern umgibt. Im Gegensatz dazu hat der Zentralstern von NGC 2359 bereits das WN-Stadium erreicht. Die „Orion molecular cloud“ (OMC)-1 hingegen ist das nächstgelegene Sternentstehungsgebiet und enthält mehrere PDRs.

NGC 7023 ist im optischen Wellenlängenbereich der hellste Reflexionsnebel und wird vom B3 V Stern HD 200775 angeregt. Der Stern ist von einer HII-Region mit einer Größe von 0.01 pc umgeben, an die sich eine PDR anschließt. Sowohl Beobachtungen der H_2 -Emission (Lemaire et al. 1996) als auch im IR (Sellgren et al. 1992) zeigen, dass es starke Dichteunterschiede in der PDR gibt. Aus den beobachteten H_2 -Emissionen schließen Fuente et al. (1999), dass das emittierende Gas eine kinetische Temperatur von $\sim 300-700 \text{ K}$ hat und dass die PDR in die umgebende Molekülwolke expandiert. Alle PDR-Tracer ($[\text{CII}] 157.7\mu\text{m}$, $[\text{OI}] 63.2\mu\text{m}$ und $145.6\mu\text{m}$, $\text{HI } 21 \text{ cm}$, H_2 -Rotationslinien) bestätigen, dass die PDR, die wir von der Seite sehen, eine ringartige Form hat (Fuente et al. 2000). Gerin et al. (1998) haben vom Stern nach außen CII-/CI-/CO-Emission gefunden.

NGC 2359 ist ein nahezu sphärischer Ringnebel (Esteban et al. 1990), der von dem WN-Stern HD 56925 (WR 7, van der Hucht et al. 1988) erzeugt wurde. Aus Beobachtungen des HI-Hyperfeinstrukturübergangs bei 21 cm sowie Beobachtungen von CO im mm-Bereich schließen Rizzo & Martín-Pintado (2001), dass der Stern in seiner H-MS-Phase eine große HI-Blase von ungefähr

70×37 pc geschaffen hat, in deren Zentrum sich der Stern befindet. Mit einem Radius von etwa 50 pc schätzen Rizzo et al. (2001) das dynamische Alter der H_I-Schale, die mit 12 km s^{-1} expandiert, auf 2.3 Myr. Die kinetische Energie wird mit 2.2×10^{48} erg angegeben (Rizzo et al. 2001). Die Position der H_I-Schale stimmt mit der IRAS-Schale, die von Marston (1996) gefunden wurde, überein. Cappa et al. (1999) konnten durch Vergleiche von Emissionen im Radiokontinuum mit H_I- und Moleküllinien zeigen, dass der WR-Stern von ionisiertem Gas umgeben ist. Zwischen dem ionisierten Gas und der Molekülwolke wurde neutrales Material gefunden. Desweiteren stimmt die Position der Ionisationsfront mit dem inneren Rand des neutralen Materials überein. Cappa et al. (2001) haben die CO (2-1)-Emission in NGC 2359 beobachtet und drei verschiedene molekulare Komponenten (vgl. Rizzo et al. 2003) gefunden. Da St-Louis et al. (1998) H₂-Emissionen beobachtet haben, schließen Cappa et al. (2001) aus den CO- und H₂-Emissionen, dass sich an der Oberfläche der Molekülwolke eine PDR befindet. Die Anzahldichte von H₂-Molekülen geben Cappa et al. (2001) mit $\geq 10^3 \text{ cm}^{-3}$ im molekularen Material an.

Orion Die OMC-1 Region ist die uns nächstgelegene Molekülwolke in der kürzlich massereiche OB-Sterne entstanden sind (s. z.B. Review von O'Dell 2001). Wilson et al. (2001) haben mit Beobachtungen von Submillimeter CO-Emission in Orion gezeigt, dass der größte Teil der Emissionen aus der Orion-PDR stammt und ca. 8% aus dem „Orion ridge“. Als durchschnittliche H₂-Anzahldichte wurde $3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ermittelt, daraus ergibt sich von der Oberfläche der Orion-PDR eine Distanz von 0.1 pc zum „Orion ridge“. Luhman et al. (1998) schließen aus Spektren der PDRs im „Orion bar“ und in „Orion S“, dass beide PDRs eine sehr hohe H-Anzahldichte von $n_{\text{H}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ haben, derselbe Wert wird von Ferland (2001) angenommen. Die Temperaturen erreichen in der „Orion bar“-PDR 1000 K und 1500 K in der „Orion S“-PDR. Aufgrund der gemessenen Intensität für die H₂-Emission ($I[1 - 0S(1)] = 1.8 - 6.5 \times 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$) geben Luhman et al. (1998) als Anregungsmechanismus für die H₂-Emission UV-Fluoreszenz an und schließen Anregung durch Stoßfronten als signifikanten Beitrag zur Emission aus. Ebenso deuten France & McCandliss (2005) die H₂-Emission in den FUSE-Spektren der äußeren Bereiche des Orion-Nebels. Im Gegensatz dazu haben Hayashi et al. (1985) die H₂-Emission im Infrarotbereich als Emission vom komprimierten Material ($T = 2000 \text{ K}$) entlang der expandierenden HII-Region gedeutet (vgl. Hollenbach & Tielens 1999).

1.6 Ziel dieser Arbeit

In der vorliegenden Arbeit soll der Einfluss massereicher Sterne auf das zirkumstellare ISM untersucht werden. Zum einen wird dabei die von stellarer Strahlung und stellarem Wind verursachte Strukturbildung im ISM (SWB, HII-Region, PDR) und die dynamische Entwicklung dieser Strukturen mit Hilfe eines 2D-Strahlungs-Hydrodynamik-Codes untersucht. Von besonderem Interesse ist hierbei die Wechselwirkung von SWB, HII-Region und PDR, da sich diese Strukturen in ihrer dynamischen Entwicklung gegenseitig beeinflussen. Zusätzlich soll dabei der Energieeintrag ins ISM analysiert werden. Dabei ist neben dem Anteil der gesamten, durch stellare Strahlung und stellaren Wind ins ISM eingetragenen Energie auch der auf einzelne Energieformen entfallende Anteil von Bedeutung. Ebenso wird der Einfluss der zeitabhängigen Entwicklung des Sterns sowie der Einfluss der SWB auf den Energieinput ins ISM analysiert. Kapitel 2 enthält die theo-

retischen Grundlagen, auf die für die numerischen Simulationen verwendete Numerik wird in Kapitel 3 eingegangen.

Um für die numerischen Modelle von SWB und HII-Region massereicher Sterne das gesamte Massenspektrum von massereichen Sternen abzudecken, wurde als Ergänzung zu den Modellen von 35 M_{\odot} - und 60 M_{\odot} -Sternen von Freyer et al. (2003, 2006) ein Modell eines noch massereichereren Sterns mit 85 M_{\odot} (§ 4.1) sowie eines mit 15 M_{\odot} deutlich masseärmeren Sterns (§ 4.2) analysiert und ein Vergleich aller vier Modelle (im Folgenden: „HII-Modelle“) durchgeführt (§ 4.3).

Da es bisher nur Modelle gibt, die den Grad der chemischen Selbstanreicherung von HII-Regionen durch WR-Sterne auf Basis von Sternentwicklungsmodellen berechnen, wurde für den 85 M_{\odot} -Stern die Selbstanreicherung der HII-Region mit ^{12}C , ^{14}N und ^{16}O während seiner WR-Phasen simuliert. Die Ergebnisse dieses Modells werden in Kapitel 4.4 präsentiert.

Da Sterne in Molekülwolken entstehen und das molekulare Gas vom photodissoziierenden Anteil der stellaren Strahlung erst in atomares Gas umgewandelt wird, wurde von mir die H_2 -Photodissoziation im Code implementiert. Mit diesem Code wurden 2D-Modelle eines 60 M_{\odot} -Sterns gerechnet (im Folgenden: „PDR-Modelle“). Die Ergebnisse der Untersuchung der Strukturbildung im zirkumstellaren ISM sowie zum Energieeintrag ins ISM durch stellaren Wind, photoionisierende und photodissoziierende stellare Strahlung werden in Kapitel 4.5 vorgestellt.

Im Kapitel 5 werden die Ergebnisse aus § 4.1 bis § 4.5 diskutiert und zusammengefasst.

Kapitel 2

Theorie

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Gleichungen erläutert, die zur Beschreibung des Problems und seiner numerischen Lösung benötigt werden. Die hydrodynamischen Grundgleichungen mit denen die Bewegung und der Zustand des Gases der gesamten betrachteten Region beschrieben werden, sind in § 2.1 erläutert. In § 2.2 werden die Gleichungen angegeben, mit denen sich die in das interstellare Medium eingetragenen Energien abschätzen lassen. Desweiteren werden die vom Stern in seiner Umgebung geschaffenen Strukturen analytisch beschrieben.

2.1 Hydrodynamik

Für astrophysikalische Plasmen gilt typischerweise, dass die freien Weglängen (l) im Plasma so groß sind, dass $l \ll L$ (L : makroskopische Längenskala des Problems) gilt (s. z.B. Shu 1992) und somit das Plasma durch die hydrodynamischen Grundgleichungen beschrieben werden kann. Sei ρ die Dichte, v die Geschwindigkeit und e die interne Energiedichte. Dann gilt (s. z.B. Stone & Norman 1992a) :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot v = 0, \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = -\nabla p - \rho \nabla \Phi, \quad (2.2)$$

$$\rho \frac{D}{Dt} \left(\frac{e}{\rho} \right) = -p \nabla \cdot v. \quad (2.3)$$

Dabei sind Φ das Gravitationspotential, p der Gasdruck, der über die Zustandsgleichung für ein ideales Gas bestimmt wird, und es gilt:

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\delta}{\delta t} + v \cdot \nabla. \quad (2.4)$$

Das Gravitationspotential wird durch die Poissongleichung beschrieben:

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho, \quad (2.5)$$

G ist die Gravitationskonstante.

2.2 Energiebilanz und Struktur des zirkumstellaren Mediums

Durch Strahlung und stellaren Wind wird in das interstellare Medium in der Umgebung eines massereichen Sterns Energie eingetragen und es bilden sich (vom Stern nach außen) die stellare Windblase, die HII-Region und die PDR. In § 2.2.1 sind die Gleichungen für die stellare Windblase aufgeführt und in § 2.2.2 die Gleichungen für die Entwicklung der HII-Regionen. Die zur Berechnung der Photodissoziation und Bildung der Wasserstoffmoleküle verwendeten Formeln befinden sich im Kapitel 2.2.3.

2.2.1 Die stellare Windblase

Pikel'ner (1968), Pikel'ner & Shcheglov (1969), Avedisova (1972), Dyson & deVries (1972) und Dyson (1973) haben die Wechselwirkungen zwischen starken stellaren Winden und dem umgebenden interstellaren Gas untersucht und gezeigt, dass der stellare Wind eine geometrisch dünne, dichte Schale aufammelt.

Dabei wird angenommen, dass zur Zeit $t = 0$ ein massereicher Stern beginnt, einen gleichmäßigen, sphärisch symmetrischen Wind in seine Umgebung zu blasen. Desweiteren wird von einer konstanten Massenverlustrate und einer konstanten Windendgeschwindigkeit ausgegangen. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich ein expandierendes, sphärisches System.

Castor et al. (1975a) erhielten für die Struktur der stellaren Windblase (SWB) vier Zonen:

- „Freier Wind“,
- komprimierter stellarer Wind in einer heißen, annähernd isobaren Region,
- geometrisch dünne, dichte, kalte Schale mit Radius R_s , die fast das gesamte aufgesammelte ISM beinhaltet,
- das die Struktur umgebende, ungestörte ISM.

Der Stern ist umgeben von der Zone, in der sich der stellare Wind frei und mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitet. Begrenzt wird diese Zone von der rückwärtigen Stoßfront („reverse shock“) an der Position r_{s1} . Passiert der stellare Wind die rückwärtige Stoßfront, erreicht er durch Kompression Temperaturen von $10^6 - 10^8$ K. Dadurch ist der Druck in der SWB um einige Größenordnungen höher als in der umgebenden HII-Region und infolge dessen expandiert die SWB in die HII-Region hinein. Hierbei erzeugt die SWB eine äußere Stoßfront („forward shock“) an der Position $r_{s2} \gg r_{s1}$, welche HII-Gas in einer Schale aufammelt. Die Schale aus komprimiertem HII-Gas wird durch eine Kontaktdiskontinuität an der Position r_c vom heißen Gas der SWB separiert (s. Abb. 2.1).

Für den Fall einer geometrisch dünnen, dichten Schale gilt für ihren Radius zur Zeit t nach Weaver et al. (1977):

$$r_{s2}(t) = r_c(t) = \left(\frac{125}{154\pi} \right)^{1/5} L_w^{1/5} \rho_0^{-1/5} t^{3/5} \quad (2.6)$$

Dabei ist $\rho_0 = n_0 m_{\text{H}}$ die Dichte im ursprünglich ungestörten Medium und $L_w = \frac{1}{2} \dot{M}_w v_w^2$ die mechanische Windleuchtkraft mit der Massenverlustrate \dot{M} und der Windendgeschwindigkeit v_w .

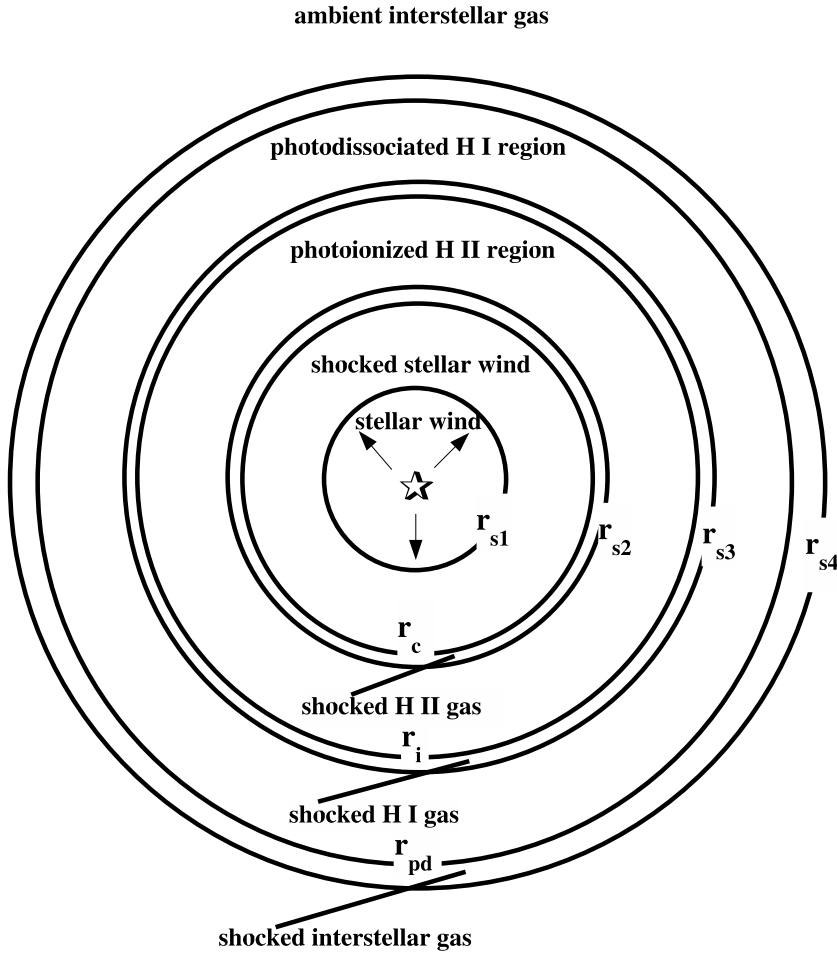


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der kombinierten Struktur von stellarer Windblase, HII-Region und Photodissoziationsregion

Durch die hohen Temperaturen zwischen r_{s1} und r_{s2} ist die Zeit, die eine Schallwelle zum Durchqueren dieser Region benötigt, kurz im Vergleich zum Alter t der Struktur. Daher kann der Druck P_b in der gesamten Region als gleichförmig angenommen werden:

$$P_b(t) = \frac{7}{(3850\pi)^{2/5}} L_w^{2/5} \rho_0^{3/5} t^{-4/5} \quad (2.7)$$

In der Region zwischen r_{s1} und r_c ist die kinetische Energie vernachlässigbar und es ergibt sich für die interne Energie in dieser Region (Capriotti & Kozminski 2001):

$$E_t \approx \frac{5}{11} L_w t \quad (2.8)$$

Unter der Annahme, dass die gesamte kinetische Energie des freien Sternwindes an der rückwärtigen Stoßfront in thermische Energie umgewandelt wird, ist die kinetische Energie der Schale

zwischen r_c und r_{s2} mit dem Volumen V_{s2} :

$$E_k = \frac{1}{2} \int_0^{V_{s2}(t)} P_b dV_{s2} \quad (2.9)$$

$$= \frac{3}{11} L_w t \quad (2.10)$$

mit Gleichung 2.7 für den Druck P_b und Gleichung 2.6 für den Radius r_{s2} des Volumens V_{s2} .

2.2.2 Die zirkumstellare HII-Region

Vandervoort (1963, 1964), Matthews (1965) und Lasker (1966) haben die Dynamik von expandierenden, kugelförmigen HII-Regionen mit anfänglich konstanter Dichte untersucht. Darauf aufbauend hat Lasker (1967) die kinetische Energie der von der Ionisationsfront aufgesammelten HI-Schale abgeschätzt.

Die Zeit, die nach dem Erreichen der H-MS bis zum Erreichen eines Ionisationsgleichgewichts und der Bildung der Ionisationsfront vergeht, ist kurz verglichen mit der H-MS Lebensdauer τ des Sterns. Daher wird als $t = 0$ der Zeitpunkt, an dem das Ionisationsgleichgewicht erreicht ist, gesetzt. Da das ionisierte Gas vorher kaum expandiert, wird angenommen, dass die Dichte in der HII-Region zur Zeit $t = 0$ gleich der Umgebungsdichte ist. Desweiteren wird vorausgesetzt, dass die radiale Dichteverteilung nahezu konstant ist (vgl. Matthews 1965; Lasker 1966). Ebenso wird von einer konstanten Temperatur in der HII-Region ausgegangen (s. Vandervoort 1963; Lasker 1966). Dann gilt für den Druck in der HII-Region: $p = \rho_{\text{HII}} c_{\text{s,II}}^2$, wobei $c_{\text{s,II}}$ die isotherme Schallgeschwindigkeit des ionisierten Gases ist.

Der Radius r_i , an dem sich die Ionisationsfront zum Zeitpunkt t befindet (s. Abb. 2.1), ist (Lasker 1967):

$$r_i = \left(\frac{7}{4} c_{\text{s,II}} r_0^{3/4} t + r_0^{7/4} \right)^{4/7}. \quad (2.11)$$

Der anfängliche („initial“) Strömgrenradius r_0 ergibt sich nach Vandervoort (1964) zu

$$r_0 = \left[\frac{3N_{\text{ip}}}{4\pi n_0^2 \alpha_B} \right]^{1/3}, \quad (2.12)$$

mit der Anzahl photoionisierender Photonen pro Sekunde N_{ip} , der Anzahldichte von Wasserstoffatomen im neutralen umgebenden Medium n_0 und dem Rekombinationskoeffizienten von Wasserstoff für Level 2 und höher α_B (s. Osterbrock 1989).

Nach Lasker (1967) ist die kinetische Energie der expandierenden Schale aus aufgesammeltem Gas

$$E_k = \frac{4}{3} \pi n_0 m_{\text{H}} c_{\text{s,II}}^2 r_0^{3/2} \left[\left(\frac{7}{4} c_{\text{s,II}} r_0^{3/4} t + r_0^{7/4} \right)^{6/7} - r_0^{3/2} \right], \quad (2.13)$$

m_{H} ist die Masse eines Wasserstoffatoms.

Die Ionisationsenergie, die in der HII-Region steckt, lässt sich zu

$$E_i = \frac{4}{3} \pi n_0 \left(\frac{7}{4} c_{\text{s,II}} r_0^{5/2} t + r_0^{7/2} \right)^{6/7} \chi_0 \quad (2.14)$$

abschätzen, wobei χ_0 das Ionisationspotential von Wasserstoff im Grundzustand ist und Gleichung 2.11 für die zeitabhängige Position der Ionisationsfront verwendet wurde.

Äquivalent zur Ionisationsenergie lässt sich die thermische Energie des warmen Gases in der HII-Region abschätzen:

$$E_t = 4\pi n_0 \left(\frac{7}{4} c_{s,II} r_0^{5/2} t + r_0^{7/2} \right)^{6/7} k_B T_{II}. \quad (2.15)$$

Dabei ist T_{II} die Temperatur in der HII-Region und k_B ist die Boltzmannkonstante.

2.2.3 Die Photodissoziationsregion

Nach Diaz-Miller et al. (1998) ist die gesamte Photodissoziationsratendichte für Wasserstoffmoleküle im Abstand r vom Stern:

$$P_D(r) = n_{\text{H}_2} \Gamma_{\text{H}_2}, \quad (2.16)$$

mit der Anzahldichte der Wasserstoffmoleküle n_{H_2} . Um die Größe der Photodissoziationsregion sowie den Anteil an bereits dissoziiertem Gas bestimmen zu können, wird die Photodissoziationsrate des H_2 -Moleküls Γ_{H_2} (Photodissoziationen pro Sekunde) berechnet:

$$\Gamma_{\text{H}_2} = \chi \zeta_0 f_{shield}^{\text{H}_2}. \quad (2.17)$$

Die Photodissoziationsrate setzt sich zusammen aus der Stärke des photodissoziierenden Strahlungsfeldes (χ), der Photodissoziationsrate pro H_2 -Molekül (ζ_0) sowie der Selbstabschirmung von photodissoziierender Strahlung durch die H_2 -Moleküle ($f_{shield}^{\text{H}_2}$) selbst. Es wurde für die Photodissoziationsrate pro H_2 -Molekül $\zeta_0 = 4.2 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$ gewählt (Rentzsch-Holm 1997; Draine & Bertoldi 1996).

$$f_{shield}^{\text{H}_2} = \frac{0.965}{\left(1 + \frac{x}{b_5}\right)^2} + \frac{0.035}{(1+x)^{0.5}} \times \exp\left(-8.5 \times 10^{-4} (1+x)^{0.5}\right) \quad (2.18)$$

In Gleichung 2.18 (Draine & Bertoldi 1996) ist $b_5 = b/10^5 \text{ cm s}^{-1}$ mit der Dopplerverbreiterung der Linien b (z.B. = 3 km s^{-1}) und $x = N(\text{H}_2)/5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ mit der Säulendichte der H_2 -Moleküle $N(\text{H}_2)$. Für die Stärke des photodissoziierenden Strahlungsfeldes geben Draine & Bertoldi (1996) folgende Abschätzung an:

$$\chi \approx \frac{N_{dp}/4\pi r^2}{1.23 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \quad (2.19)$$

Dabei ist die Anzahl der photodissoziierenden Photonen pro Sekunde, N_{dp} , für den Bereich von 912 - 1110 Å zu berechnen.

Als Abschätzung zur Bildung von H_2 -Molekülen geben Diaz-Miller et al. (1998) die folgende Relation zur Berechnung des Molekülbildungskoeffizienten α_f an (Hollenbach & McKee 1979):

$$\alpha_f \sim 3 \times 10^{-17} \frac{T_2^{1/2}}{1 + 0.4 T_2^{1/2} + 0.2 T_2 + 0.08 T_2^2} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (2.20)$$

mit $T_2 = T/10^2$ K und der Gastemperatur T . Die gesamte Bildungsrate der H_2 -Moleküle ist damit:

$$P_f = \alpha_f n_{\text{H}^0} n_{\text{tot}} = \alpha_f f_0 n_{\text{tot}}^2 \quad (2.21)$$

mit $n_{\text{tot}} = n_{\text{H}^0} + 2n_{\text{H}_2}$ und $f_0 = n_{\text{H}^0}/n_{\text{tot}}$. Dabei ist n_{H^0} die Anzahldichte von Wasserstoffatomen und n_{H_2} die Anzahldichte von H_2 -Molekülen. Die Gleichgewichtshäufigkeit von Wasserstoffmolekülen ergibt sich durch Gleichsetzen von Photodissoziation (Gleichung 2.16) und Bildung (Gleichung 2.21):

$$\frac{n_{\text{H}_2}}{n_{\text{tot}}} = \frac{\alpha_f n_{\text{tot}}}{\Gamma_{\text{H}_2} + 2\alpha_f n_{\text{tot}}}. \quad (2.22)$$

Diaz-Miller et al. (1998) definieren den PDR-Gleichgewichtsradius R_{PDR} analog zum Strömrenradius:

$$\langle p \rangle N_{dp} = 4\pi \int_{R_{\text{H II}}}^{R_{\text{PDR}}} n_{\text{H}^0} n_{\text{tot}} \alpha_f r^2 dr. \quad (2.23)$$

Dabei ist $\langle p \rangle N_{dp}$ die Gesamtrate von H_2 -Dissoziationen, wobei $\langle p \rangle$ die durchschnittliche Dissoziationswahrscheinlichkeit im Intervall 912 – 1100 Å ist. Unter der Annahme, dass die Dichte in der PDR konstant ist, ergibt sich der PDR-Radius zu:

$$R_{\text{PDR}} = R_{\text{H II}} \left[1 + \left(\frac{R_0}{R_{\text{H II}}} \right)^3 \right]^{1/3}. \quad (2.24)$$

Der Referenzradius R_0 ist analog zum anfänglichen Strömrenradius (s. Gleichung 2.12) definiert als:

$$R_0 \cong \left[\frac{3 \langle p \rangle N_{dp}}{4\pi f_0 n_{\text{tot}}^2 \alpha_f} \right]^{1/3}. \quad (2.25)$$

Setzt man in Gleichung 2.24 für $R_{\text{H II}}$ Gleichung 2.12 ein, so ergibt sich für den PDR-Radius:

$$R_{\text{PDR}} = R_{\text{H II}} \left[1 + \left(\frac{\langle p \rangle N_{dp}}{N_{ip}} \right) \left(\frac{n_0^2 \alpha_B}{f_0 n_{\text{tot}}^2 \alpha_f} \right) \right]^{1/3}. \quad (2.26)$$

Für $R_{\text{PDR}} \gg R_{\text{H II}}$ gilt: $R_{\text{PDR}} \rightarrow R_0$ und Gleichung 2.26 vereinfacht sich zu Gleichung 2.25.

Analog zu den Abschätzungen für die thermische Energie in der HII-Region und für die kinetische Energie der HII-Schale ergibt sich mit Gleichung 2.25, der Gastemperatur T_I in der PDR und der isothermen Schallgeschwindigkeit im atomaren Gas $c_{s,I}$ die thermische Energie in der PDR zu:

$$E_t = 2 \times 4\pi n_0 \left(\frac{7}{4} c_{s,I} R_0^{5/2} t + R_0^{7/2} \right)^{6/7} k_B T_I. \quad (2.27)$$

Da sowohl die Photodissoziation des H_2 -Moleküls als auch die Molekülbildung zur Heizung des Gases beitragen, wird der Faktor 2 benötigt. Für die kinetische Energie der PDR-Schale folgt:

$$E_k = \frac{4}{3} \pi n_0 m_{\text{H}} c_{s,I}^2 R_0^{3/2} \left[\left(\frac{7}{4} c_{s,I} R_0^{3/4} t + R_0^{7/4} \right)^{6/7} - R_0^{3/2} \right]. \quad (2.28)$$

Kapitel 3

Numerik

In diesem Kapitel wird die in den Simulationen verwendete Numerik erläutert. Zuerst werden in § 3.1 die einzelnen Bestandteile des verwendeten FORTRAN-Codes sowie die im Code implementierten numerischen Methoden aufgeführt. Die Anfangsbedingungen, mit denen die Modellrechnungen gestartet wurden, werden in § 3.2.1 erläutert. Auf die Randbedingungen der numerischen Modelle wird in § 3.2.2 eingegangen, die bei den Simulationen verwendete Geometrie wird in § 3.2.3 diskutiert. Die Auflösungsstudien für die Modellrechnungen werden in § 3.2.4 vorgestellt.

3.1 Die Bestandteile des verwendeten Codes

Der für die Simulationen verwendete FORTRAN-Code basiert auf dem von Rozyczka (1985) beschriebenen „Rezept“ und besteht aus mehreren Teilen: Die Hydrodynamik, der Strahlungstransport und das Gravitationspotential werden separat berechnet.

Die Genauigkeit des verwendeten („differencing scheme“) Differenzen-Schemas erreicht zweite Ordnung im Raum und ist größer als erste Ordnung in der Zeit, was durch Operator-Splitting erreicht wird. Die Grundlagen dieses Schemas sind in Stone & Norman (1992a,b) erläutert.

Die theoretischen Grundlagen sind ausführlich von Yorke (1986a) diskutiert worden. Eine detaillierte Beschreibung der meisten Eigenschaften des Codes sowie Ergebnisse von hydrodynamischen Testrechnungen sind in Yorke & Kaisig (1995) sowie in Yorke & Welz (1996) zu finden. Die wesentlichen Bestandteile wurden ebenfalls in Freyer et al. (2003) aufgeführt. Daher werden im Folgenden die verwendeten Verfahren lediglich aufgezählt. Auf die Erweiterungen, die zur Implementierung der Photodissoziation vorgenommen wurden, wird genauer eingegangen.

Dieses Kapitel gliedert sich wie folgt: Die Einzelheiten zur Hydrodynamik werden in § 3.1.1 angegeben. Die zeitabhängige Ionisation von atomarem Wasserstoff sowie die zeitabhängige Rekombination von ionisiertem Wasserstoff wird in § 3.1.2 beschrieben. Die Beschreibung der zeitabhängigen Photodissoziation von molekularem Wasserstoff sowie die zeitabhängige Rekombination von atomarem Wasserstoff enthält § 3.1.4. Die numerischen Verfahren zur Berechnung des Strahlungstransports sind in § 3.1.3 angegeben. In § 3.1.5 wird beschrieben, wie das Gravitationspotential numerisch behandelt wurde. Die verwendeten Heiz- und Kühlprozesse sind in § 3.1.6 erläutert. Um eine höhere Rechengenauigkeit zu erreichen, werden ineinander geschachtelte Git-

ter verwendet. Dieses Verfahren wird in § 3.1.7 beschrieben.

3.1.1 Die 2D-Strahlungs-Hydrodynamik

Die hydrodynamischen Gleichungen (s. § 2.1) für die Massenerhaltung, die Impulserhaltung sowie für die Energieerhaltung in einer idealen, nicht-viskosen Flüssigkeit sind in Zylinderkoordinaten (r, z) in einem ruhenden Bezugssystem (s. z.B. Yorke 1986a) angegeben („Eulersche Formulierung“). Um die z -Achse wird Achsensymmetrie angenommen, an der r -Achse Spiegelsymmetrie.

Der Code ist explizit formuliert, die Länge der Zeitschritte wird durch die „Courant-Friedrich-Lewy“ (CFL)-Bedingung determiniert (s. z.B. Yorke 1986a), es sei denn, dass die zeitabhängigen stellaren Parameter (s. § 3.2.2) sich auf kürzeren Zeitskalen ändern.

Für die Berechnung von auftretenden Stoßfronten wird die „von Neumann-Richtmyer“-künstliche Viskosität verwendet (s. z.B. Stone & Norman 1992a).

Es wird die Zustandsgleichung für ein Gas, das eine Mischung aus molekularem, neutralem und ionisiertem Wasserstoff ist, benutzt. Damit ist die interne Energie:

$$E = \frac{k_B T}{m_{\text{H}}} \left[\frac{3}{2} (f_0 + x) + \frac{5}{4} (1 - f_0) \right] + \frac{1}{2} \frac{D_0}{m_{\text{H}}} f_0, \quad (3.1)$$

mit der Boltzmannkonstanten k_B , der Gastemperatur T , der Masse eines H-Atoms m_{H} , dem H₂-Dissoziationsgrad f_0 , dem H-Ionisationsgrad x sowie der Dissoziationsenergie des H₂-Moleküls D_0 .

3.1.2 Numerische Behandlung der zeitabhängigen Ionisation von atomarem Wasserstoff

Neutrale Wasserstoffatome werden zum einen durch vom Stern emittierte Lymankontinuum-Photonen mit $h\nu > h\nu_{\text{Lyc}} = 13.6$ eV ionisiert. Rekombinieren ionisierte H-Atome mit Elektronen direkt in den Grundzustand des Wasserstoffs, so wird das hierbei abgestrahlte Photon zur diffusen Strahlung gezählt und kann wiederum ein H-Atom ionisieren.

Für das photoionisierende Strahlungsfeld wird angenommen, dass sein Spektrum dem eines Schwarzen Körpers bei der Effektivtemperatur des Sterns entspricht.

Die Dichte der stellaren Photonen und der H-ionisierenden Rekombinationsphotonen ergibt sich aus der Strahlungstransportgleichung (s. Yorke & Welz 1996). Die Berechnung des Strahlungstransportes wird in § 3.1.3 beschrieben.

3.1.3 Numerische Behandlung des Strahlungstransports

In einem separaten Schritt wird der Strahlungstransport implizit für jeden hydrodynamischen Zeitschritt berechnet. Der Transport von stellarer und diffuser Komponente der wasserstoffionisierenden Strahlung geschieht unabhängig voneinander. Der Stern im Zentrum des Koordinatensystems wird hierbei als Punktquelle behandelt.

Die Absorption der Lymankontinuum-Strahlung, die von dem Stern emittiert wird, wird entlang von radialen Sehstrahlen berechnet. Die Anzahl dieser Sehstrahlen wird so gewählt, dass jede Gitterzelle von mindestens einem Sehstrahl passiert wird (s. Abb. 1 in Yorke & Welz 1996).

Die mittlere Energie der H-ionisierenden stellaren Photonen ergibt sich aus dem stellaren Fluss, sie ist abhängig von der Effektivtemperatur des Sterns. Verwendet werden hierbei die von Yorke (1986b) tabellierten Werte.

Die diffuse Strahlungskomponente hat ihren Ursprung in der radiativen Rekombination direkt in den Grundzustand des Wasserstoffatoms, wobei die „on-the-spot“-Approximation benutzt wird, d.h. die diffuse Strahlung wird in derselben Gitterzelle, in der sie abgestrahlt wurde, wieder absorbiert. Für den Transport der diffusen Strahlungskomponente wird die „flux limited diffusion“ (FLD)-Approximation (s. Levermore & Pomraning (1981) sowie Yorke & Kaisig (1995)) mit einem „alternate direction implicit“ (ADI)-Solver berechnet (Yorke et al. 1993). Die mittlere Photonenenergie ist eine Funktion der Gastemperatur, es werden die von Osterbrock (1989) tabellierten Werte verwendet.

3.1.4 Numerische Behandlung der zeitabhängigen Photodissoziation von molekularem Wasserstoff

Wie für das photoionisierende Strahlungsfeld (§ 3.1.2) wird auch für das photodissoziierende Strahlungsfeld angenommen, dass es dem eines Schwarzen Körpers mit der Effektivtemperatur des Sterns entspricht. Zusammen mit Gleichung 2.19 ergibt sich somit die Stärke des dissoziierenden Strahlungsfeldes.

Für die Berechnung der Photodissoziationsrate wird zuerst die Säulendichte der H₂-Moleküle entlang von radialen Sehstrahlen (vgl. § 3.1.3) vom Stern bis zu jeder Gitterzelle berechnet. Mit den in § 2.2.3 eingeführten Gleichungen wird dann die Photodissoziationsrate nach Gleichung 2.17 bestimmt. Mit Hilfe von Gleichung 2.20 ergibt sich in Abhängigkeit von der Temperatur die Bildungsrate der H₂-Moleküle. Analog zu Gleichung 2.22 erhält man dann den Dissoziationsgrad $f_0 = n_{\text{H}^0}/n_{\text{tot}}$.

3.1.5 Gravitation

Das Gravitationspotential Φ der im Rechenbereich enthaltenen Materie, also des Sterns und des zirkumstellaren Mediums, wird mit Hilfe der Poissongleichung (Gl. 2.5) berechnet. Zur Lösung der Poissongleichung wird der von Black & Bodenheimer (1975) beschriebene ADI-Solver verwendet.

3.1.6 Numerische Behandlung der verwendeten Heiz- und Kühlprozesse

Alle Heiz- und Kühlprozesse werden als zusätzlicher Schritt bei der Lösung der Energiegleichung berechnet.

Die Heizprozesse

In der HII-Region geschieht die radiative Heizung des Gases durch die Abstrahlung der Überschussenergie der wasserstoffionisierenden Photonen. D.h., lag die Energie des ionisierenden Photons über der H-Ionisationsenergie, wird mit der restlichen Energie das umgebende Gas geheizt (s. Yorke & Welz 1996).

In der Photodissoziationsregion der PDR-Modelle trägt sowohl die bei der Dissoziation eines H_2 -Moleküls freiwerdende Bindungsenergie als auch die bei der H_2 -Molekülbildung abgestrahlte Energie zur Heizung des Gases bei. Wie von Duley & Williams (1986) gezeigt wurde, wird auch die kinetische Energie eines neu gebildeten H_2 -Moleküls durch Kollisionen mit anderen H_2 -Molekülen oder mit H-Atomen thermalisiert. D.h. die kinetische Energie wird in Rotationsanregung umgewandelt und bei nachfolgenden Übergängen in niedrigere Rotationslevel abgestrahlt, wobei wiederum das Gas geheizt wird.

Daher wird im Code so verfahren, dass jede Dissoziation eines H_2 -Moleküls und jede H_2 -Molekülbildung das Gas mit der freiwerdenden Bindungsenergie heizt.

Die Kühlprozesse

In einem optisch dünnen Plasma beruhen die radiativen Kühlprozesse auf der Stoßanregung von Atomen und Ionen und der darauffolgenden Emission eines Photons. Die Kühlprozesse, die im Code bisher explizit berechnet wurden, sind im Temperaturbereich $T < 15000$ K Bremsstrahlung, stoßangeregte H-Ly $_{\alpha}$ -Emission, Stoßionisation von H und Emission in den Feinstrukturlinien [OII] 3727 Å, [OIII] 5000 Å, [NII] 6560 Å (wobei der Ionisationsgrad von N und O sich aus dem Ionisationsgrad des Wasserstoffs ergibt).

Zusätzlich werden in den PDR-Modellen mit [CII] 156 μ , [OI] 63 μ und [OI] 147 μ die wichtigsten Feinstrukturlinien im Temperaturbereich des atomaren und molekularen Gases berücksichtigt. Die jeweiligen Kühlraten (in $\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) ergeben sich zu (Penston 1970):

$$\Lambda(\text{OI}, 63\mu) = 2.53 \times 10^{-24} n_{\text{O}} n T^{1/3} \exp(-326/T) + 6.43 \times 10^{-24} n_{\text{O}} n T^{1/3} \exp(-228/T), \quad (3.2)$$

$$\Lambda(\text{OI}, 147\mu) = 1.17 \times 10^{-24} n_{\text{O}} n_e T^{1/3} \exp(-326/T), \quad (3.3)$$

$$\Lambda(\text{CII}, 156\mu) = \left(6.67 \times 10^{-20} n_e T^{-1/2} + 1.77 \times 10^{-23} n \right) \times n_{\text{C}} \exp(-92/T). \quad (3.4)$$

Dabei ist T die Temperatur, n die Anzahldichte von neutralem Wasserstoff, n_e die Anzahldichte der Elektronen und $n_{\text{O}}, n_{\text{C}}$ sind die Anzahldichten von Sauerstoff bzw. Kohlenstoff. Für die Anzahldichten der einzelnen Elemente wurden die solaren Häufigkeiten, d.h. $n_{\text{C}} = 3.3 \times 10^{-4}$, $n_{\text{N}} = 9.1 \times 10^{-5}$ und $n_{\text{O}} = 6.6 \times 10^{-4}$ verwendet.

Im Temperaturbereich $T > 10^5$ K wird die Kühlrate mit der interstellaren Kühlfunktion von Sarazin & White (1987) und der dazugehörigen Korrektur von Soker (1990) berechnet. Diese Kühlfunktion geht von einem Ionisationsgleichgewicht für Stoßionisationen aus. Für Temperaturen $15000 \text{ K} \leq T \leq 10^5 \text{ K}$ wird zwischen beiden Verfahren zur Bestimmung der radiativen Kühlrate interpoliert.

Bei der Rekombination eines ionisierten Wasserstoffatoms mit einem freien Elektron wird die kinetische Energie des eingefangenen Elektrons durch das abgestrahlte Rekombinationsphoton davongetragen. Dieser Energiebetrag geht dem Gas verloren, daher wird das ionisierte Gas durch Rekombination gekühlt (s. Yorke & Welz 1996).

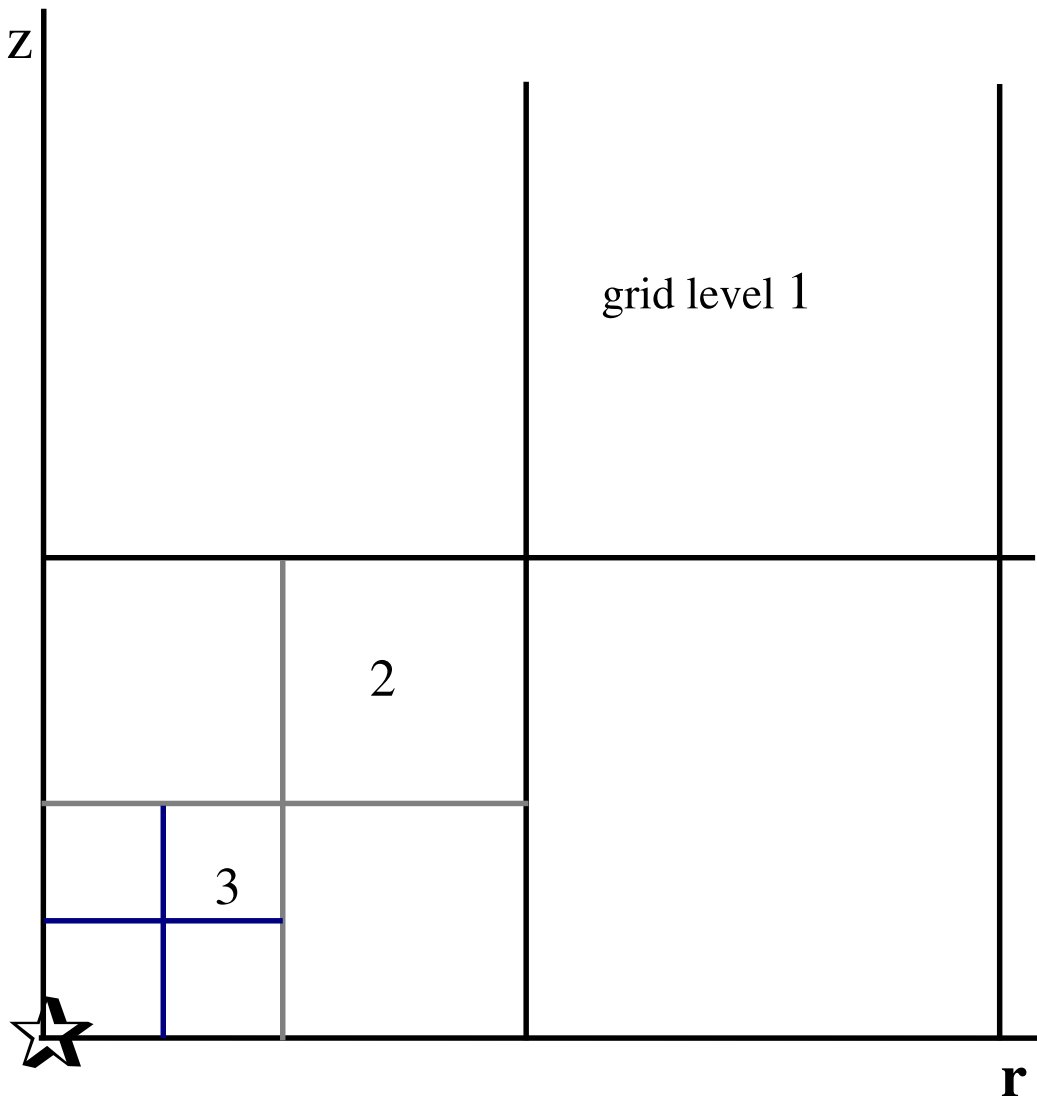


Abbildung 3.1: Ineinander geschachtelte Gitter

3.1.7 Ineinander geschachtelte Gitter

Im Zentrum des zylindrischen Koordinatensystems bei $r = z = 0$ befindet sich der Stern, der seine Umgebung beeinflusst. Um die Auflösung in der Nähe des Sterns zu erhöhen, wurden mehrere Gitter ineinander geschachtelt. Die Gitter, auf denen die strahlungs-hydrodynamischen Gleichungen diskretisiert wurden, sind quadratisch und haben jeweils eine konstante Zellengröße. Jedes innere Gitter verbessert dabei die Auflösung um einen Faktor zwei, d.h. eine Zelle ist nur halb so lang und halb so hoch wie im nächst größeren Gitter. Daher bedeckt jedes innere Gitter

jeweils das innere Viertel des nächst größeren Gitters. Dieses Schema ist in Abbildung 3.1 für drei ineinander geschachtelte Gitter skizziert.

Die Integrationssequenz ist die von Yorke & Kaisig (1995) beschriebene Variante „fine \rightarrow coarse grid interaction“. Es wird also von Innen nach Außen gerechnet, die Werte auf den größeren Gittern werden mit den bereits auf einem feineren Gitter berechneten Werten aktualisiert.

3.2 Modellspezifische Numerik

3.2.1 Anfangsbedingungen

Anfangsbedingungen für die HII Modelle

Die Simulation startet mit der Annahme, dass das den Stern umgebende Gas homogen verteilt ist. Es gibt keine Dichteunterschiede im gesamten Rechenbereich, das Gas ist nicht in Bewegung. Um die Vergleichbarkeit mit anderen Simulationen (García-Segura et al. 1996b,a; Freyer et al. 2003, 2006) zu gewährleisten, wurde als Anzahldichte $n_0 = 20 \text{ cm}^{-3}$ gesetzt. Als Temperatur wurde $T_0 = 200 \text{ K}$ gewählt, damit ist ein typischer Druck für das ISM gesetzt.

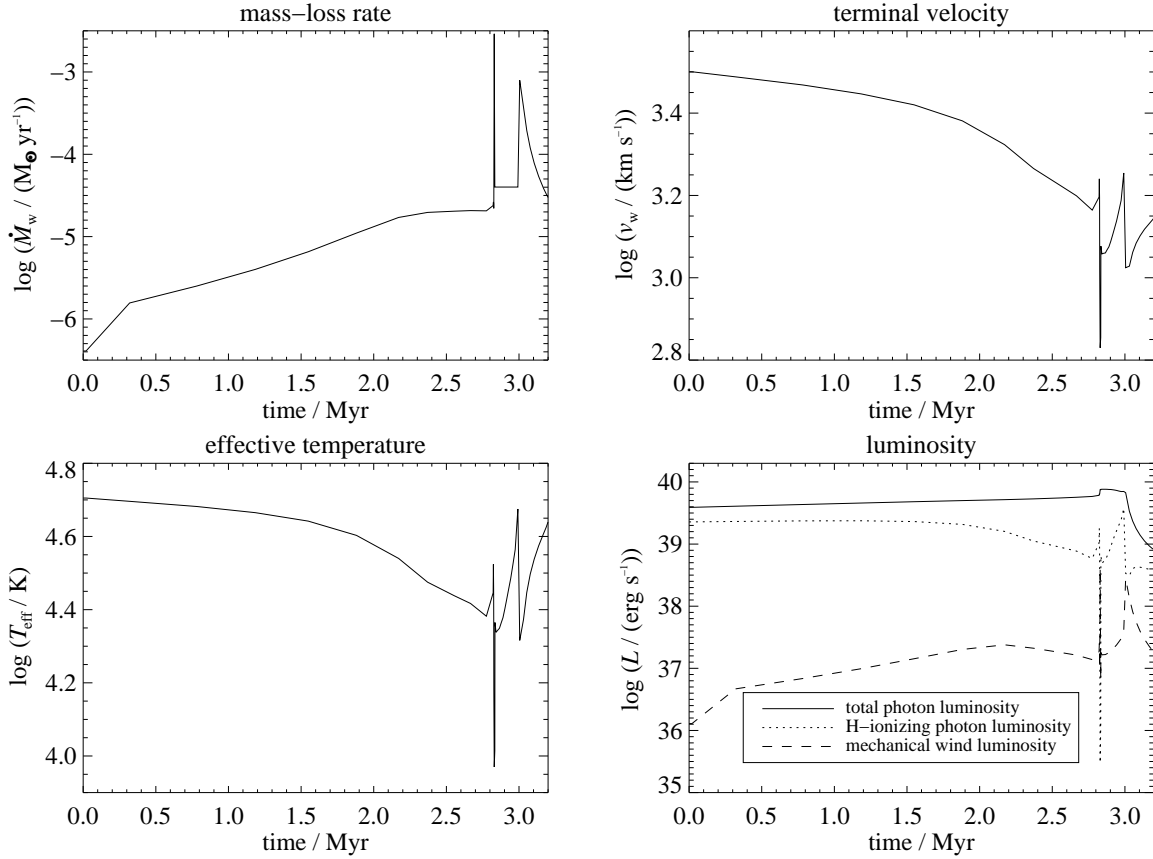
Mit Erreichen der H-MS wird das den Stern umgebende Gas der ionisierenden Strahlung und dem Sternenwind ausgesetzt. Zuerst wird ein sehr hoch aufgelöstes Modell der Sternumgebung berechnet, um die im Gas entstehenden Stoßfronten gut auflösen zu können und um zu vermeiden, dass numerische Effekte, hervorgerufen von einer zu geringen Auflösung, die Entwicklung der kombinierten Struktur aus stellarer Windblase und HII-Region beeinflussen.

Bevor die anfänglich dicke Schale um die stellare Windblase zu einer geometrisch dünnen Schale kollabiert und Instabilitäten in dieser Schale auftreten, wird aus dem hoch aufgelösten Modell ein eindimensionales Profil ausgelesen. Für das $85 M_\odot$ -Modell geschieht dies zum Zeitpunkt $t = 600 \text{ yr}$. Das 1D-Profil wird für die weiteren Modellrechnungen als Startmodell verwendet.

Anfangsbedingungen für die Modelle mit Photodissoziation

Wie bei den HII-Modellen ist auch bei den Modellen mit Photodissoziation zu Beginn der numerischen Simulation das Umgebungsgas gleichmäßig verteilt und in Ruhe. Im Gegensatz zu den HII-Modellen ist das Umgebungsgas noch molekular, zusätzlich wurde mit $n_0 = 1000 \text{ cm}^{-3}$ eine höhere, für Sternentstehungsgebiete typische Umgebungsdichte gewählt. Zum Vergleich mit den HII-Modellen wurde ein Modell mit $n_0 = 20 \text{ cm}^{-3}$ gerechnet. Die Anfangsbedingungen dieses Modells entsprechen damit denen des $60 M_\odot$ -Modells von Freyer et al. (2003). Die Temperatur ist auf $T_0 = 200 \text{ K}$ gesetzt.

Für das $60 M_\odot$ -Modell mit Photodissoziation und einer Umgebungsdichte von $\rho_0 = 1.67 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$ ($n_0 = 1000 \text{ cm}^{-3}$) wurde das 1D-Profil nach $t = 70 \text{ yr}$ aus dem hochaufgelösten Modell ausgelesen.

Abbildung 3.2: Zeitabhängige stellare Parameter: Randbedingungen des $85 M_{\odot}$ -Modells.

3.2.2 Randbedingungen

Randbedingungen der HII Modelle

Sowohl für das $85 M_{\odot}$ -Modell als auch für das $15 M_{\odot}$ -Modell wurden zeitabhängige stellare Parameter für solare Metallizität und „Standardmassenverlust“ von Schaller et al. (1992) verwendet. Hierbei handelt es sich um die Masse des Sterns M , die Massenverlustrate \dot{M} , die Effektivtemperatur T_{eff} und die Leuchtkraft im Lymankontinuum $L_{\text{Ly}\alpha}$. Als weiterer zeitabhängiger stellarer Parameter ergibt sich die Windendgeschwindigkeit v_w aus den genannten Parametern wie folgt (Leitherer et al. 1992):

$$\log [v_w (\text{km s}^{-1})] = 1.23 - 0.30 \log [L (L_{\odot})] + 0.55 \log [M (M_{\odot})] + 0.64 \log [T_{\text{eff}} (K)] + 0.13 \log [Z (Z_{\odot})]. \quad (3.5)$$

Abbildung 3.2 zeigt die zeitabhängigen Parameter des $85 M_{\odot}$ -Sterns, welche als Randbedingungen für die Modellrechnungen verwendet wurden. Da die Massenverlustrate zum Beginn der LBV-Phase nicht mit der ebenfalls von Schaller et al. (1992) angegebenen aktuellen Masse des Modellsterns übereinstimmt, wurden zu diesem Zeitpunkt die zeitabhängigen stellaren Parameter

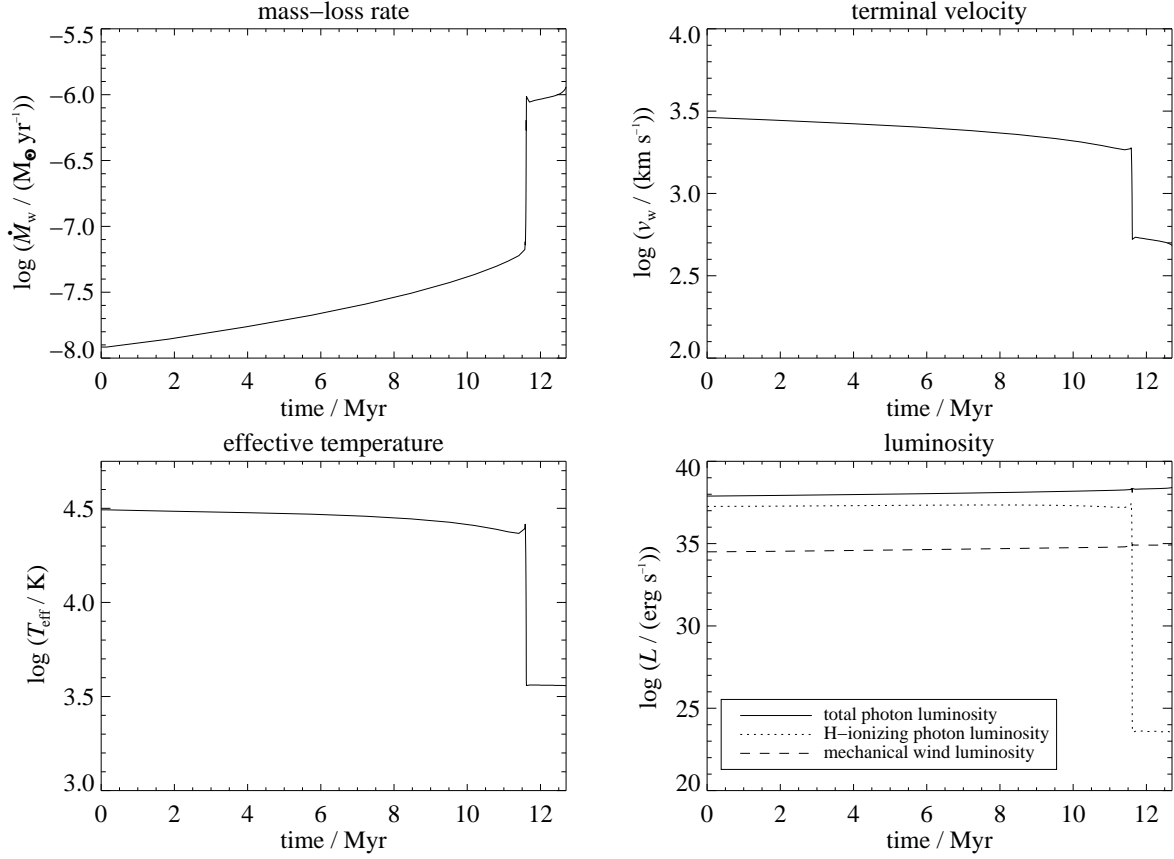


Abbildung 3.3: Zeitabhängige stellare Parameter: Randbedingungen des $15 M_{\odot}$ -Modells.

angepasst. Hierfür wurden neben der Masse des Sterns die Effektivtemperatur sowie die Leuchtkraft, die für die LBV-Phase im HRD des $85 M_{\odot}$ -Modells von Schaller et al. (1992) angegeben werden, verwendet.

Die Entwicklung des $85 M_{\odot}$ -Sterns, vor allem die starken Änderungen der stellaren Parameter während der LBV- und der WR-Phasen, sind in der Abbildung 3.2 sehr gut zu erkennen. Der $85 M_{\odot}$ -Stern entwickelt sich wie folgt: MS O-Stern \rightarrow LBV \rightarrow WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC \rightarrow SN, wobei ein Stern als Spektraltyp WNL klassifiziert wird, wenn die Wasserstoffhäufigkeit an seiner Oberfläche $X_S \leq 0.4$ ist und er sich im blauen Bereich des HRD mit $\log T_{\text{eff}} \geq 4.0$ befindet. WNE- sowie WC-Sterne besitzen beide keinen Wasserstoff, aber ein WC-Stern zeigt bereits Produkte des He-Brennens im Gegensatz zu einem WNE-Stern (Schaller et al. 1992).

Die zeitabhängigen Parameter des $15 M_{\odot}$ -Sterns sind in Abbildung 3.3 angegeben, die Entwicklung des $15 M_{\odot}$ -Sterns verläuft wie folgt: MS O-Stern \rightarrow BSG \rightarrow RSG \rightarrow SN. Während der H-MS-Lebensdauer von 11.58 Myr steigt die stellare Massenverlustrate an, wohingegen die Effektivtemperatur leicht abnimmt. Da die Windendgeschwindigkeit des Sternwindes ebenfalls sinkt (von $v_w = 2.9 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$ auf $v_w = 1.9 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$), bleibt die mechanische Windleuchtkraft während der H-MS-Lebensdauer beinahe konstant. Nach $t = 11.584$ Myr auf der

Hauptreihe endet das Wasserstoffbrennen im Kern des $15 M_{\odot}$ -Sterns und er entwickelt sich zu einem BSG. Nach $t \lesssim 3 \times 10^4$ yr durchquert der $15 M_{\odot}$ -Stern das HRD vom blauen in den roten Bereich und verbringt die verbleibenden ≈ 1.14 Myr seiner Gesamtlebensdauer von 12.75 Myr im RSG-Stadium.

Während der RSG-Phase mit ihrer hohen Massenverlustrate sind die Windendgeschwindigkeit, die Effektivtemperatur und damit die wasserstoffionisierende Photonenleuchtkraft im Vergleich zu den Werten während der H-MS- und BSG-Phasen drastisch reduziert, was sehr gut in Abb. 3.3 zu erkennen ist.

In der unmittelbaren Umgebung des Modellsterns werden auf dem feinsten Gitter in der sogenannten „wind generator region“ die Werte für die Dichte und die Geschwindigkeit des Gases in Abhängigkeit von der Massenverlustrate sowie der Windendgeschwindigkeit zum Zeitpunkt t gesetzt. Für das $85 M_{\odot}$ -Modell beträgt der Radius dieser „wind generator region“ ≈ 0.15 pc, der Wert für das $15 M_{\odot}$ -Modell ist ≈ 0.014 pc.

Randbedingungen des Modells zur chemischen Selbstanreicherung der HII-Region während der WR-Phasen des $85 M_{\odot}$ Modells

Für das $85 M_{\odot}$ -Modell (s.o.), mit „Standardmassenverlust“ und solarer Metallizität ($Z = 0.02$) wurde die Emission von ^{12}C , ^{14}N und ^{16}O simuliert. Dazu wurden dieselben Anfangsbedingungen und dieselbe Geometrie wie beim $85 M_{\odot}$ -Modell verwendet. Die zeitabhängigen Parameter des $85 M_{\odot}$ -Stern stammen von Schaller et al. (1992), die für die schweren Elemente die relativen Häufigkeiten von Anders & Grevesse (1989) verwendet haben.

Die freigesetzten Elemente wurden zusammen mit der Massendichte advektiert, die jeweiligen Massenanteile der Elemente entsprechen der zeitabhängigen Oberflächenzusammensetzung des $85 M_{\odot}$ -Modellsterns während seiner WN- und WC-Phasen. Ein $85 M_{\odot}$ -Stern mit solarer Metallizität beginnt seine WR-Phase mit dem WN-Stadium ab einem Alter von $t = 2.83$ Myr. Der WR-Stern reichert die kombinierte SWB/HII-Region mit ^{12}C , ^{14}N und ^{16}O an. Mit den 2D-Simulationen wird zum einen die räumliche Verteilung der Elemente in der kombinierten SWB/HII-Region untersucht sowie die zeitabhängigen Massenanteile $M_{^{12}\text{C}}/M_{total}$, $M_{^{14}\text{N}}/M_{total}$, und $M_{^{16}\text{O}}/M_{total}$ in zwei verschiedenen Temperaturbereichen:

- „warmes“ Gas ($6.0 \times 10^3 \text{ K} \leq T < 5.0 \times 10^4 \text{ K}$) ist das Gas in der HII-Region und
- „heißes“ Gas, dessen Temperaturen ($T \geq 5 \times 10^4 \text{ K}$) im Inneren der SWB erreicht werden.

Zugehörig zur HII-Region wurde nur Gas mit einem Wasserstoffionisationsgrad ≥ 0.95 gezählt. Das ungestörte Umgebungsgas außerhalb der HII-Region sowie das von der expandierenden Ionisationsfront aufgesammelte Material wurde nicht betrachtet, da es nicht ionisiert ist. Die Bestimmung der Elementhäufigkeiten für HII-Regionen kann aus dem warmen Gas abgeleitet werden.

Bevor der $85 M_{\odot}$ -Stern das WR-Stadium erreicht, haben die Massenanteile von ^{12}C , ^{14}N und ^{16}O im zirkumstellaren Gas die solaren Werte von 4.466×10^{-3} , 1.397×10^{-3} bzw. 1.061×10^{-2} (Schaller et al. 1992; Anders & Grevesse 1989).

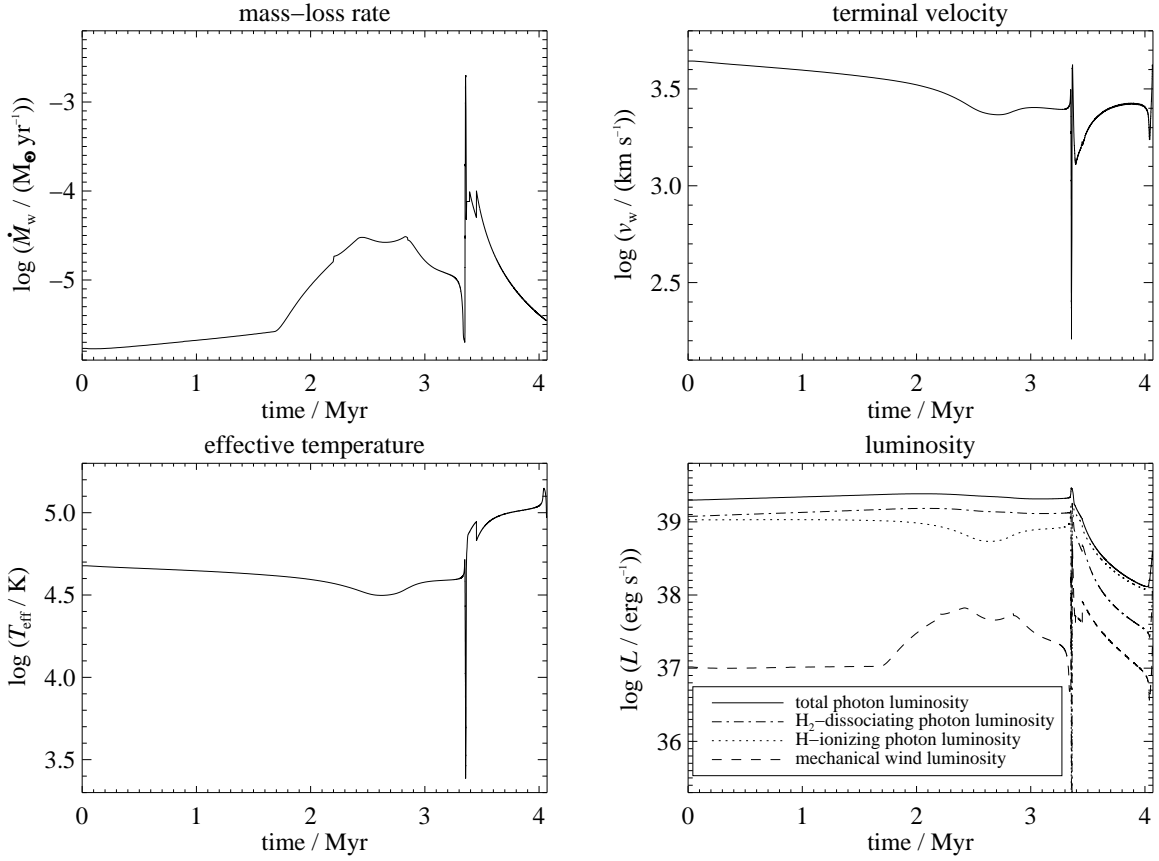


Abbildung 3.4: Zeitabhängige stellare Parameter: Randbedingungen des $60 M_{\odot}$ -Modells.

Randbedingungen der Modelle mit Photodissoziation

Die in Abbildung 3.4 gezeigten zeitabhängigen Parameter des $60 M_{\odot}$ -Sterns wurden von García-Segura et al. (1996b) übernommen. Hierbei handelt es sich um dieselben Randbedingungen, die von Freyer et al. (2003) verwendet wurden. Zusätzlich zu der Massenverlustrate \dot{M} (Abb. 3.4, oben links), der Effektivtemperatur T_{eff} (Abb. 3.4, unten links), der Windendgeschwindigkeit v_w (Abb. 3.4, oben rechts), der gesamten Photonleuchtkraft L sowie der Photonleuchtkraft im Lymankontinuum $L_{\text{Ly}\alpha}$ (durchgezogene bzw. kurz-gestrichelte Linie in Abb. 3.4, unten rechts) ist neben der mechanischen Windleuchtkraft L_w (lang-gestrichelte Linie in Abb. 3.4, unten rechts) auch die Photonleuchtkraft im H_2 -dissoziierenden Wellenlängenbereich (kurzlang-kurz-gestrichelte Linie in Abb. 3.4, unten rechts) geplottet.

Der $60 M_{\odot}$ -Stern hat eine Lebensdauer von 4.065 Myr, er entwickelt sich wie folgt: MS O-Stern \rightarrow WNL \rightarrow LBV \rightarrow WNE \rightarrow WC \rightarrow SN. Mit dem Ende der H-MS-Lebensdauer bei $t = 1.7$ Myr erreicht der $60 M_{\odot}$ -Stern seine erste WN-Phase, daher steigt die Massenverlustrate und damit auch seine mechanische Windleuchtkraft zu diesem Zeitpunkt stark an, da die Windendgeschwindigkeit sich kaum verändert. Bei $t = 3.35$ Myr durchläuft der Stern die kurze LBV-Phase, die einen deutlichen Einfluss auf alle stellaren Parameter hat. Ab $t = 3.36$ Myr

befindet sich der $60 M_{\odot}$ -Stern im WNE-Stadium, die WC-Phase erreicht er ab $t = 3.45$ Myr.

Die H_2 -dissoziierende Photonenleuchtkraft des $60 M_{\odot}$ -Sterns steigt während seiner H-MS-Lebensdauer von $1.19 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ auf $1.48 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. Bis zum Einsetzen der LBV-Phase ($t = 3.35$ Myr) geht die H_2 -dissoziierende Photonenleuchtkraft leicht auf $1.40 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ zurück. Die H-ionisierende Photonenleuchtkraft ist bis zu diesem Zeitpunkt immer etwas niedriger als die H_2 -dissoziierende Photonenleuchtkraft. Während der WNL-Phase wächst die Differenz der beiden Photonenleuchtkräfte zunächst weiter an, nach $t = 2.6$ Myr verringert sich die Differenz langsam wieder. Die H-ionisierende Photonenleuchtkraft erreicht bei $t = 1.7$ Myr einen Wert von $1.03 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, bei $t = 3.35$ Myr sind es $1.39 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. Nach $t = 3.36$ Myr nimmt die H_2 -dissoziierende Photonenleuchtkraft deutlich stärker ab als die H-ionisierende Photonenleuchtkraft. Bei $t = 3.6$ Myr ist die H-ionisierende Photonenleuchtkraft ≈ 2.6 mal höher als die H_2 -dissoziierende Photonenleuchtkraft, bis zum Ende der stellaren Lebensdauer wächst diese Differenz noch weiter an.

3.2.3 Geometrie und Auflösung

Für eine verbesserte Auflösung in der Nähe des Koordinatensprungs werden, wie in § 3.1.7 beschrieben, ineinander geschachtelte Gitter verwendet. Die Abmessungen des größten Gitters werden so gewählt, dass während der gesamten Lebensdauer des Sterns die kombinierte SWB/HII-Region der HII Modelle bzw. die kombinierte Struktur von SWB, HII-Region und PDR für die Modelle mit Photodissoziation kleiner bleibt als der gesamte Rechenbereich.

Die HII Modelle

Für die Modellrechnungen des $85 M_{\odot}$ -Sterns mit und ohne Wind wurde als Achsenlänge für das größte Gitter 60 pc gewählt. Es werden fünf Untergitter verwendet, also insgesamt sechs Gitter mit jeweils 253×253 Gitterzellen (exklusive „ghost cells“). Wie in Tabelle 3.1 aufgeführt, ergibt sich für das feinste Gitter eine Auflösung von $2.2 \times 10^{16} \text{ cm} \approx 7 \times 10^{-3} \text{ pc}$ und für das größte Gitter $0.72 \times 10^{18} \text{ cm} \approx 0.25 \text{ pc}$.

Für die Modellrechnungen des $15 M_{\odot}$ -Sterns mit und ohne Wind wurde als Achsenlänge für das größte Gitter 72 pc gewählt. Aufgrund der im Vergleich zum $85 M_{\odot}$ -Stern erheblich längeren Lebensdauer konnte die gesamte Lebensdauer des $15 M_{\odot}$ -Sterns nur mit niedriger und normaler Auflösung gerechnet werden, die „hohe“ Auflösung konnte lediglich für die ersten 4.0 Myr simuliert werden.

Bei der normalen Auflösung wurden acht Untergitter verwendet, also insgesamt neun Gitter mit jeweils 127×127 Gitterzellen (exklusive „ghost cells“). Wie in Tabelle 3.2 aufgeführt, ergibt sich für das feinste Gitter eine Auflösung von $\approx 2.2 \times 10^{-3} \text{ pc}$ und für das größte Gitter $\approx 0.56 \text{ pc}$. Damit ist die Auflösung auf dem feinsten Gitter bei der „normalen“ Auflösung des $15 M_{\odot}$ -Modells drei mal feiner als auf dem feinsten Gitter der „normalen“ Auflösung des $85 M_{\odot}$ -Modells.

Die Modelle mit Photodissoziation

Die Achsenlänge des größten Gitters für die Modellrechnungen des $60 M_{\odot}$ -Sterns mit und ohne Wind beträgt 30 pc (s. Tabelle 3.3). Durch die Berücksichtigung der Photodissoziation in diesen

Modellen wurde erheblich mehr CPU-Zeit für die numerischen Simulationen benötigt als für die HII-Modelle, daher wurde zusätzlich zur „normalen“ Auflösung nur eine „niedrige“ Auflösung gerechnet. Die Gitterparameter der „niedrigen“ Auflösung sind ebenfalls in Tabelle 3.3 angegeben.

Für die normale Auflösung wurden insgesamt sieben Gitter mit jeweils 125×125 Gitterzellen verwendet. Damit ist die Auflösung auf dem feinsten Gitter $\approx 3.7 \times 10^{-3}$ pc und ≈ 0.23 pc auf dem größten Gitter (s. Tabelle 3.3).

Zum direkten Vergleich der Modelle mit Photodissoziation mit den HII-Modellen wurde das $60 M_{\odot}$ -HII-Modell mit normaler Auflösung (125×125 Gitterzellen) von Freyer et al. (2003) mit Photodissoziation gerechnet. Statt der insgesamt sieben Gitter für das HII-Modell wurden für das Modell mit Photodissoziation zusätzlich zwei weitere, gröbere Gitter benötigt. Damit hat das größte Gitter eine Achsenlänge von 240 pc. Auf dem größten Gitter ergibt sich damit eine Auflösung von ≈ 1.9 pc, auf dem feinsten Gitter ist die Auflösung mit $\approx 7.3 \times 10^{-3}$ pc unverändert zum $60 M_{\odot}$ -Modell von Freyer et al. (2003).

Tabelle 3.1: Gitterparameter für unterschiedliche Auflösungen des 85 M_{\odot} -HII-Modells

Auflösung	Anzahl	Anzahl	Achsenlänge	Länge einer Zelle	
	Gitterzellen		Gitter	größtes Gitter	größtes Gitter
„niedrig“:	61×61	6	60 pc	≈ 0.9 pc	≈ 0.03 pc
„mittel“:	125×125	6	60 pc	≈ 0.5 pc	≈ 0.015 pc
„normal“:	253×253	6	60 pc	≈ 0.25 pc	$\approx 7 \times 10^{-3}$ pc
„hoch“:	253×253	8	50 pc	$\approx 7 \times 10^{-3}$ pc	$\approx 1.5 \times 10^{-3}$ pc

Tabelle 3.2: Gitterparameter für unterschiedliche Auflösungen des 15 M_{\odot} -HII-Modells

Auflösung	Anzahl	Anzahl	Achsenlänge	Länge einer Zelle	
	Gitterzellen		Gitter	größtes Gitter	größtes Gitter
„niedrig“:	61×61	9	72 pc	≈ 1.125 pc	$\approx 4.4 \times 10^{-3}$ pc
„normal“:	127×127	9	72 pc	≈ 0.56 pc	$\approx 2.2 \times 10^{-3}$ pc
„hoch“:	257×257	7	18 pc	≈ 0.07 pc	$\approx 1.1 \times 10^{-3}$ pc

Tabelle 3.3: Gitterparameter für unterschiedliche Auflösungen des 60 M_{\odot} -Modells mit Photodissoziation, $n_0 = 1000 \text{ cm}^{-3}$

Auflösung	Anzahl	Anzahl	Achsenlänge	Länge einer Zelle	
	Gitterzellen		Gitter	größtes Gitter	größtes Gitter
„niedrig“:	61×61	7	30 pc	≈ 0.47 pc	$\approx 7.3 \times 10^{-3}$ pc
„normal“:	125×125	7	30 pc	≈ 0.23 pc	$\approx 3.7 \times 10^{-3}$ pc

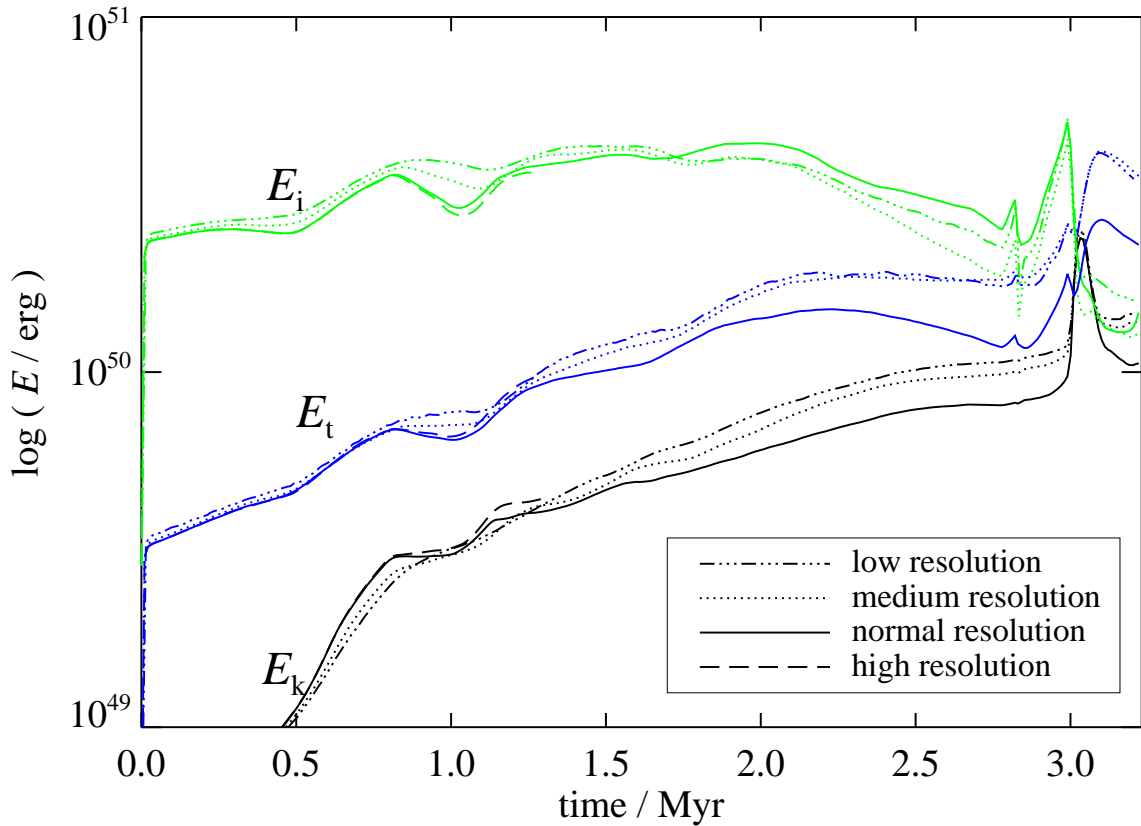


Abbildung 3.5: Auflösungsstudie: kinetische Energie E_k , Ionisationsenergie E_i und thermische Energie E_t für die vier unterschiedlichen Auflösungen des $85 M_{\odot}$ -Modells.

3.2.4 Auflösungsstudie

Wie die gewählte Auflösung, also die Anzahl der Gitterzellen, die numerisch ermittelten Werte für die verschiedenen Energiearten beeinflusst, wird im Folgenden für die $85 M_{\odot}$ - und $15 M_{\odot}$ -HII-Modelle sowie für das $60 M_{\odot}$ -PDR-Modell untersucht. Das $15 M_{\odot}$ -HII-Modell wurde in drei verschiedenen Auflösungen gerechnet: niedrig, normal und hoch. Für das $85 M_{\odot}$ -Modell wurde zusätzlich noch eine mittlere Auflösung betrachtet. Für das $60 M_{\odot}$ -PDR-Modell konnte aufgrund des hohen CPU-Zeit Bedarfs nur eine niedrige und eine normale Auflösung gerechnet werden. Theoretisch sollten sich die Werte mit zunehmender Auflösung dem „reellen“ Wert immer weiter annähern, die mit der normalen Auflösung ermittelten Werte sollten dichter an den Werten der hohen als an denen der niedrigen Auflösung liegen.

Das $85 M_{\odot}$ -Modell: Auflösungsstudie

Die Gitterparameter der vier verschiedenen Auflösungen („niedrig“, „mittel“, „normal“ sowie „hoch“), mit denen das $85 M_{\odot}$ -Modell gerechnet wurde, sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

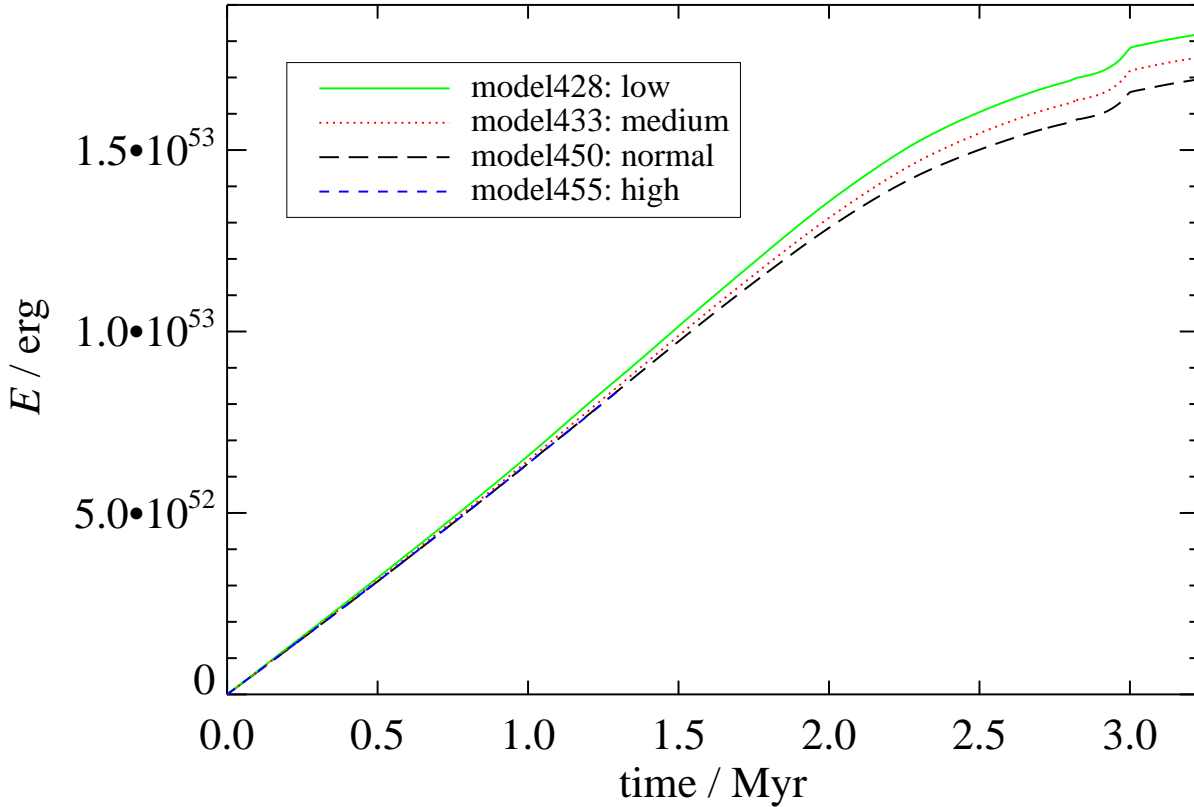


Abbildung 3.6: Auflösungsstudie: Integrierter Energieeintrag durch Photoionisation und stellaren Wind für die vier unterschiedlichen Auflösungen des $85 M_{\odot}$ -Modells.

Neben der Anzahl an verwendeten Gitterzellen (ohne „ghost cells“) bei der jeweiligen Auflösung werden die Anzahl der Gitter, die Achsenlänge des größten Gitters sowie die Länge einer Gitterzelle für das größte und das feinste Gitter angegeben.

Da die hohe Auflösung sehr viel CPU-Zeit benötigt, wurden hier lediglich 1.3 Myr von insgesamt 3.22 Myr Lebensdauer des Modellsterns berechnet.

Die Abbildungen 3.5 bis 3.11 zeigen die für die Auflösungsstudie betrachteten Energieformen für die gesamte Lebenszeit des $85 M_{\odot}$ -Sterns. Abbildung 3.5 zeigt die im System enthaltenen Energien als Funktion der Zeit. Hier ist in allen drei gezeigten Energiearten (kinetische Energie: E_k , Ionisationsenergie: E_i sowie thermische Energie: E_t) sichtbar, dass die Werte mit zunehmender Auflösung zumindest während der ersten 2 Myr gegen einen gemeinsamen Grenzwert konvergieren.

Sowohl für die Ionisationsenergie E_i als auch für die thermische Energie E_t gilt, dass die niedrige Auflösung die höchsten Werte erreicht. Bei der kinetischen Energie E_k werden von der niedrigen Auflösung die geringsten Werte erreicht. Die mittlere Auflösung liegt zwischen niedriger

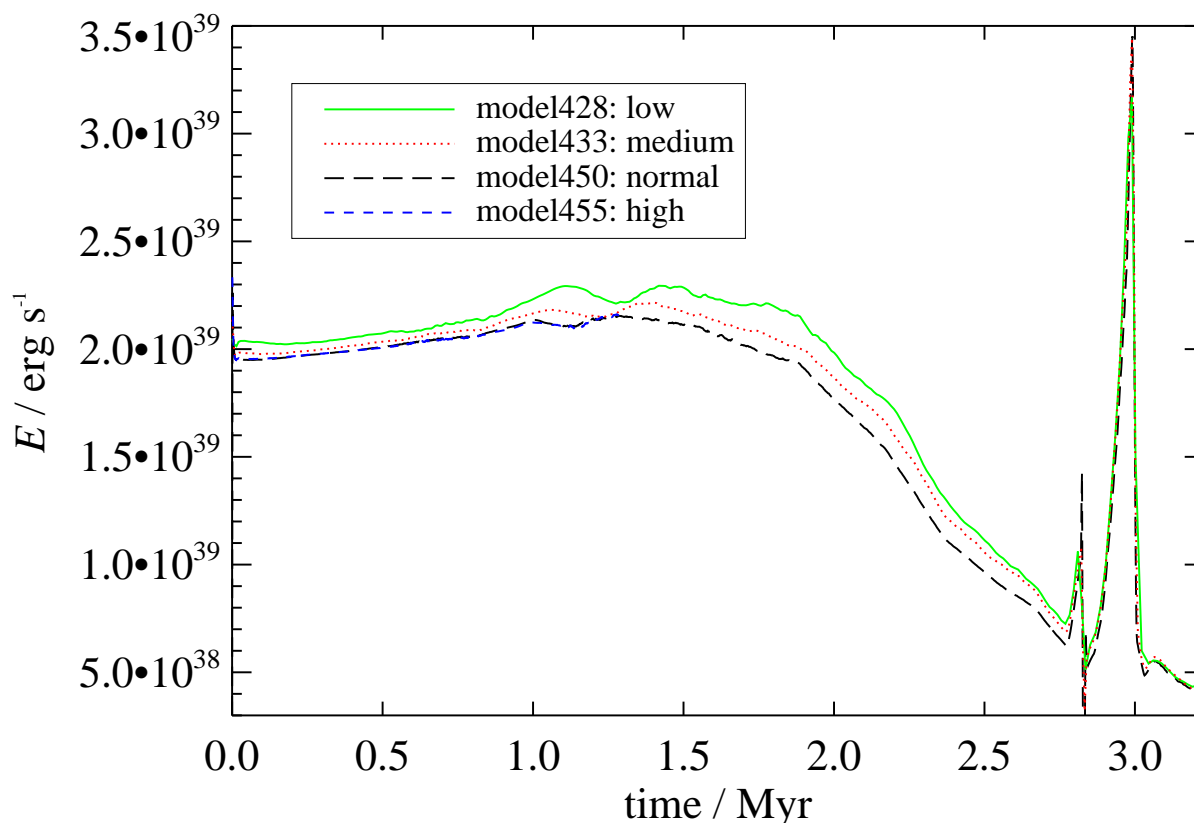


Abbildung 3.7: Auflösungsstudie: „Heizleistung“ des Systems für die vier unterschiedlichen Auflösungen des $85 M_{\odot}$ -Modells.

und normaler Auflösung. Die Werte für die hohe Auflösung liegen sehr dicht bei den Werten der normalen Auflösung, vor $t = 0.8$ Myr liegen die Kurven der normalen und der hohen Auflösung aufeinander.

Daher kann davon ausgegangen werden, dass die „hohe“ Auflösung keine weitere Verbesserung bringt.

Um die Abweichung der Werte der „normalen“ Auflösung nach ≈ 2 Myr genauer zu analysieren, werden die Energieeinträge in das System, die Energieverluste des Systems sowie die zum jeweiligen Zeitpunkt im System vorhandene Energie für die verschiedenen Auflösungen untersucht.

Abbildung 3.6 zeigt den integrierten Energieeintrag in das System. Hierbei handelt es sich um die Summe aus der aufintegrierten Energie, die der stellare Wind in das System einträgt und der aufintegrierten Energie, die bei der Photoionisation von Wasserstoff in das System abgegeben wird. Pro ionisiertem Wasserstoffatom werden 13.6 eV in das System eingetragen, außerdem tragen die bei der Photoionisation freigesetzten Elektronen thermische Energie in das System

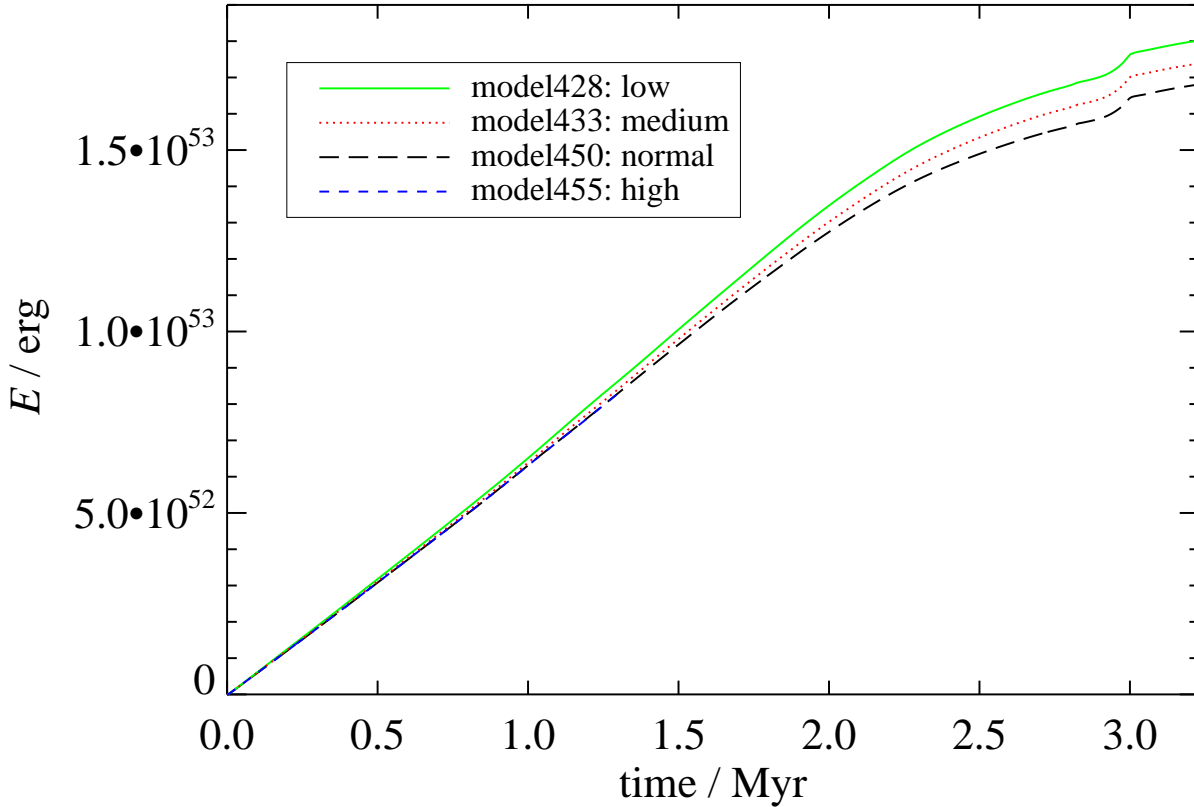


Abbildung 3.8: Auflösungsstudie: Integrierter Energieverlust durch radiative Kühlung für die vier unterschiedlichen Auflösungen des $85 M_{\odot}$ -Modells.

ein.

Beim integrierten Energieeintrag in das System konvergieren die Werte der vier unterschiedlichen Auflösungen gegen einen gemeinsamen Grenzwert. Die Kurven der normalen und der hohen Auflösung liegen während der 1.3 Myr, für die die hohe Auflösung gerechnet werden konnte, aufeinander, der Unterschied zwischen der niedrigen und der mittleren Auflösung ist während der gesamten Lebensdauer des $85 M_{\odot}$ -Sterns größer als die Differenz zwischen mittlerer und normaler Auflösung. Am Ende der Simulation beträgt der integrierte Energieeintrag durch stellaren Wind und Photoionisation für die normale Auflösung 1.7×10^{53} erg, der Wert der mittleren Auflösung liegt 6×10^{51} erg darüber, bei der niedrigen Auflösung werden noch einmal weitere 7×10^{51} erg in das System eingetragen.

Bei der in Abbildung 3.7 dargestellten „Heizleistung“ handelt es sich um die zeitliche Ableitung des integrierten Energieeintrages in das System, also um den Energieeintrag durch stellaren Wind und Photoionisation pro Sekunde. Zwischen der hohen und der normalen Auflösung sind, wie beim integrierten Wert (vgl. Abb. 3.6), die Unterschiede geringer als die Liniendicke der Kurven.

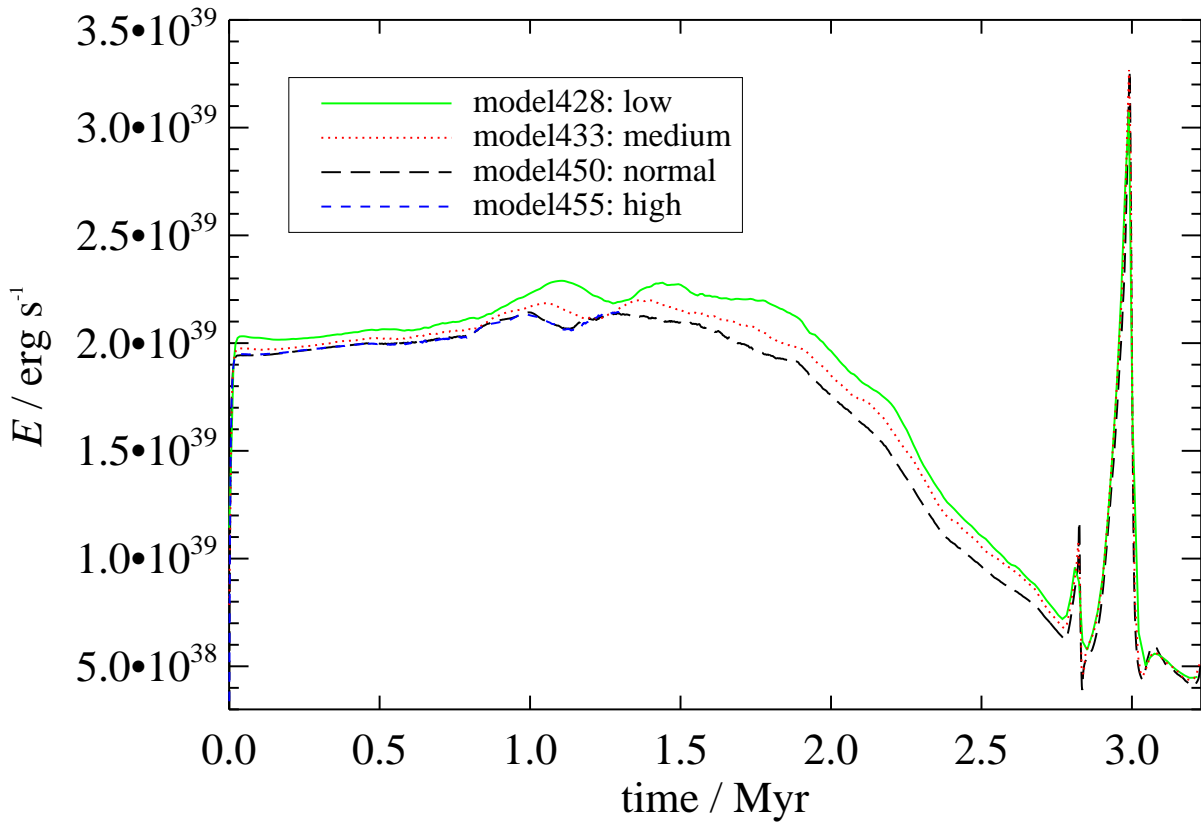


Abbildung 3.9: Auflösungsstudie: „Kühlleistung“ des Systems für die vier unterschiedlichen Auflösungen des $85 M_{\odot}$ -Modells.

Bis $t \approx 2$ Myr liegt der Wert der mittleren Auflösung näher an der normalen als an der niedrigen Auflösung, danach fällt der Wert der normalen Auflösung etwas stärker ab als die Werte der niedrigen und mittleren Auflösung. Bei den Peaks während der LBV- und WR-Phasen wiederum liegt die mittlere Auflösung näher an der normalen als an der niedrigen Auflösung.

Abbildung 3.8 zeigt analog zur Abbildung 3.6 („Energieeintrag“) den integrierten Energieverlust durch radiative Kühlung. Das System verliert Energie bei Rekombinationen: Zum einen gehen bei jeder Rekombination 13.6 eV verloren, desweiteren verliert das System die thermische Energie des eingefangenen Elektrons. Ein weiterer Mechanismus ist die Kühlung über verschiedene Linien ($[OII]$, $[OIII]$, $[NII]$, $Lyman_{\alpha}$) sowie Bremsstrahlung. Wie beim integrierten Energiegewinn ist auch hier der von der niedrigen Auflösung erreichte Wert zu jedem Zeitpunkt am höchsten. Die mittlere Auflösung liegt zwischen niedriger und normaler Auflösung, jedoch immer etwas näher an der normalen als an der niedrigen Auflösung. Die Werte der hohen Auflösung sind fast identisch mit denen der normalen Auflösung. Am Ende der Simulation erreicht der integrierte Energieverlust des Systems bei der normalen Auflösung einen Wert von 1.69×10^{53} erg,

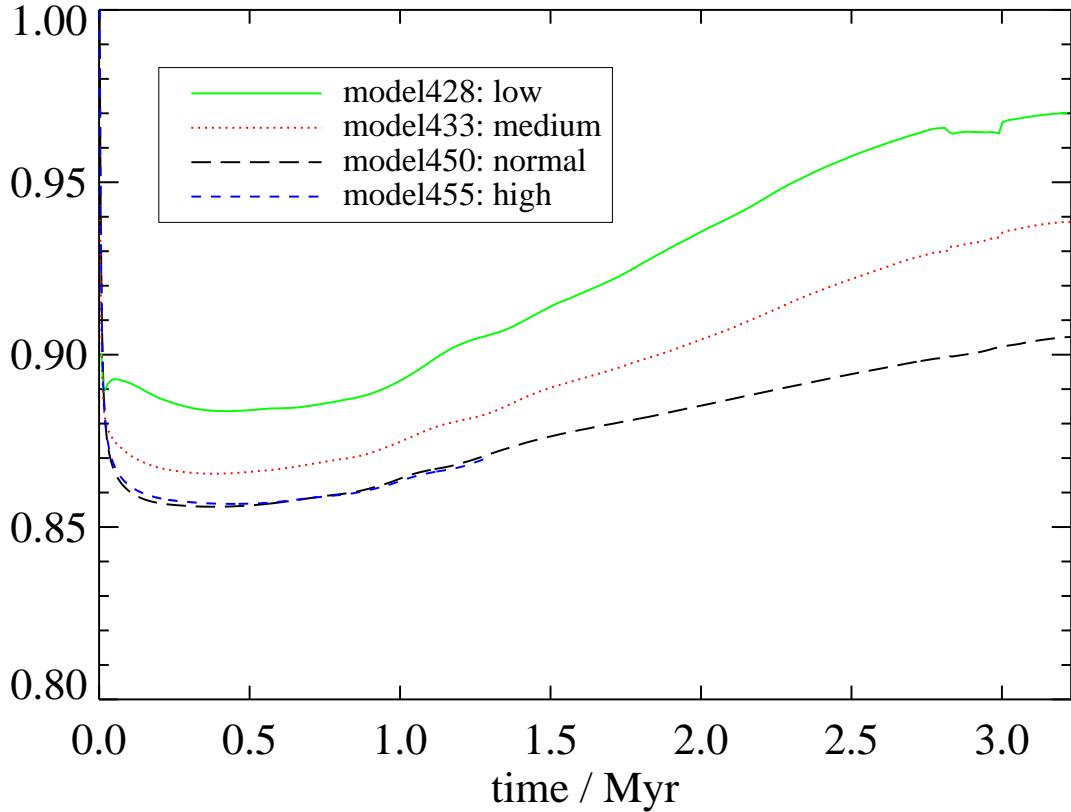


Abbildung 3.10: Auflösungsstudie: Verhältnis von Energieeintrag durch Photoionisation zur Lymankontinuum-Leuchtkraft für die vier unterschiedlichen Auflösungen des $85 M_{\odot}$ -Modells.

der Wert der mittleren Auflösung liegt 6×10^{51} erg darüber, bei der niedrigen Auflösung gehen weitere 7×10^{51} erg verloren.

Analog zur Abbildung 3.7 („Heizleistung“) ist in Abbildung 3.9 die „Kühlleistung“ des Systems, also der Energieverlust pro Sekunde durch radiative Kühlung, dargestellt. Wie schon für Abbildung 3.7 diskutiert, liegen auch beim Energieverlust die Kurven für normale und hohe Auflösung aufeinander, die Kurve der mittleren Auflösung liegt bis ca. $t = 2$ Myr dichter an der normalen als an der niedrigen Auflösung.

In Abbildung 3.10 ist das Verhältnis von Energieeintrag durch Photoionisation zur vom $85 M_{\odot}$ -Stern abgestrahlten Lymankontinuum-Leuchtkraft (beide Werte aufintegriert) geplottet. Wieder liegen die Werte von hoher und normaler Auflösung sehr dicht beisammen, am Ende der Simulation sind bei der normalen Auflösung $\approx 90.5\%$ der Lymankontinuum-Leuchtkraft als Energieeintrag durch Photoionisation (thermische Energie der Elektronen sowie 13.6 eV pro ionisiertem H-Atom) im System registriert worden. Bei der mittleren Auflösung sind es knapp 94% der

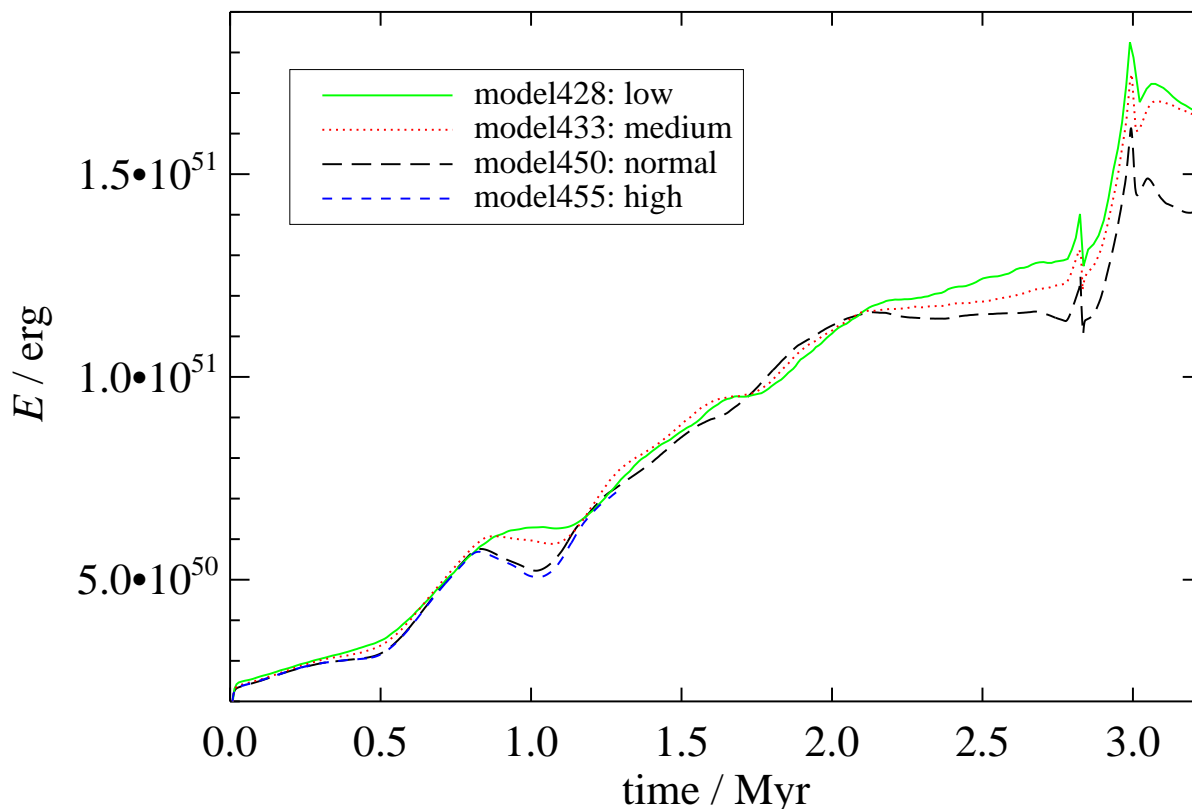


Abbildung 3.11: Auflösungsstudie: Differenz von Energiegewinn und Energieverlust des Systems für die vier unterschiedlichen Auflösungen des $85 M_{\odot}$ -Modells.

eingestrahltener Energie, bei der niedrigen Auflösung sogar 97%.

Diese Abweichungen stimmen mit den Differenzen sowohl beim integrierten Energieeintrag durch Photoionisation und stellaren Wind in Abbildung 3.6 sowie mit denen beim integrierten Energieverlust durch radiative Kühlung in Abbildung 3.8 überein. Da der stellare Wind für alle Auflösungen die gleichen Werte erreicht und der Energieeintrag durch Photoionisation unterschiedlich groß ist, sind auch die Kühlraten bei größerem Energieeintrag höher.

Abbildung 3.11 zeigt die Differenz zwischen integriertem Energieeintrag und integriertem Energieverlust. Damit wird erstens deutlich, dass der Energieeintrag in das System durch Photoionisation und stellaren Wind größer ist als der Energieverlust durch radiative Kühlung. Zweitens ist erkennbar, dass vor allem nach $t \approx 2$ Myr für die niedrige und mittlere Auflösung die zum jeweiligen Zeitpunkt im System verbleibende Energie höher ist als für die normale Auflösung, besonders groß wird der Unterschied nach $t = 3$ Myr.

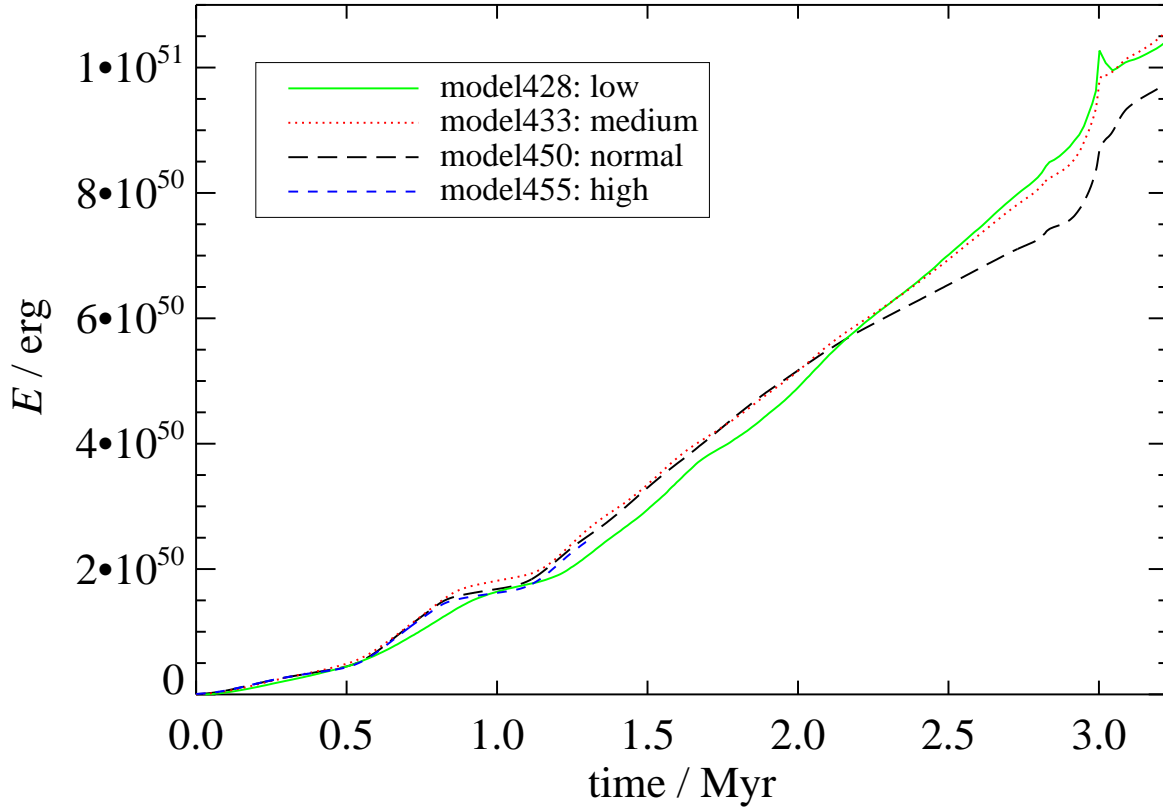


Abbildung 3.12: Auflösungsstudie: Energiebilanz des Systems für die vier unterschiedlichen Auflösungen des $85 M_{\odot}$ -Modells.

In Abbildung 3.12 ist die Energiebilanz für das System geplottet. Bei der Energiebilanz handelt es sich um die Differenz von der oben diskutierten Differenz zwischen Energieeintrag und -verlust und der Summe aus kinetischer, thermischer und Ionisationsenergie. Da die Differenz zwischen Energieeintrag und Energieverlust der zum jeweiligen Zeitpunkt im System enthaltenen Energie entspricht, genau wie auch die Summe aus kinetischer, thermischer und Ionisationsenergie, sollte theoretisch die Energiebilanz identisch Null sein. Die tatsächlichen Differenzen entsprechen jeweils weniger als einem Prozent des integrierten Energieeintrages, wobei die Rechengenauigkeit mit abnehmender Auflösung zunimmt.

Zum weiteren Vergleich der normalen und mittleren Auflösung zeigen die Abbildungen 3.13 und 3.14 die Gasdichte mit Geschwindigkeitsfeld (oben), die Temperatur (Mitte) sowie den Wasserstoff-Ionisationsgrad (unten) in der zirkumstellaren Umgebung für die mittlere Auflösung zum Zeitpunkt $t = 2.78$ Myr bzw. $t = 3.22$ Myr. Für die normale Auflösung zeigt Abbildung 4.6 die Situation bei $t = 2.78$ Myr und Abbildung 4.12 stellt die kombinierte SWB/HII-Region am Ende der Lebensdauer des Modellsterns ($t = 3.22$ Myr) dar.

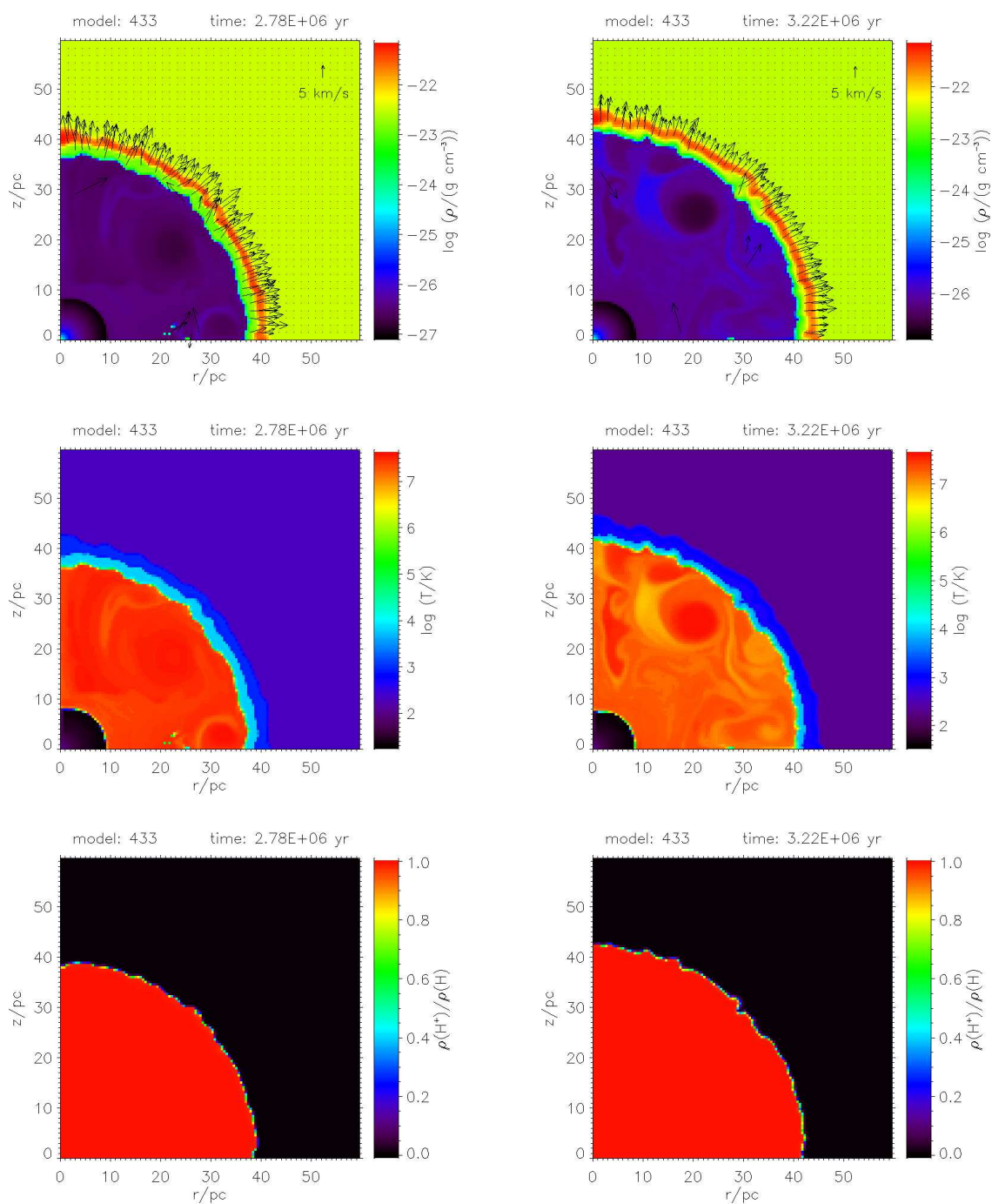


Abbildung 3.13: Gasdichte mit Geschwindigkeitsfeld (oben), Temperatur (Mitte) und Wasserstoff-Ionisationsgrad (unten) für das $85 M_{\odot}$ -Modell mit mittlerer Auflösung zum Zeitpunkt $t = 2.78$ Myr. Alle drei Abbildungen zeigen die inneren $60 \text{ pc} \times 60 \text{ pc}$ des Rechenbereichs.

Abbildung 3.14: Wie Abb. 3.13, $t = 3.22$ Myr

Bei $t = 2.78$ Myr zeigt der Vergleich zwischen mittlerer und normaler Auflösung deutlich, dass die SWB bei der normalen Auflösung fingerartige Strukturen gebildet hat. Desweiteren ist kühles ($\approx 10^5$ K) Material der HII-Region in dichten Klumpen in der SWB eingeschlossen und evaporiert im heißen ($\approx 10^8$ K) Gas der SWB (s. § 4.1.1). Dadurch sinkt der Druck in der SWB, die rückwärtige Stoßfront erreicht bei der normalen Auflösung einen Radius von 11 pc, bei der mittleren Auflösung ist dieser Radius 3 pc geringer. Innerhalb der dichten Klumpen ist die Rekombinationszeit deutlich geringer, daher rekombiniert das ionisierte Gas in den äußeren Bereichen der HII-Region hinter diesen Klumpen, was im Ionisationsplot der Abbildung 4.6 gut erkennbar ist.

Am Ende der Simulation bei $t = 3.22$ Myr ist wie schon bei $t = 2.78$ Myr die starke Strukturierung der äußeren Bereiche der SWB im Modell mit normaler Auflösung deutlich sichtbar, wohingegen im Modell mit mittlerer Auflösung diese Strukturierung nicht auftritt. Daher ist der Radius der HII-Region bei der mittleren Auflösung am Ende der Simulation fast 3 pc größer, der Radius der rückwärtigen Stoßfront aber circa 2 pc geringer als bei der normalen Auflösung.

Offensichtlich ist das Modell mit der mittleren Auflösung noch nicht in der Lage, auftretende Instabilitäten im Randbereich der SWB aufzulösen. Da hierdurch aber bei der normalen Auflösung fingerartige Strukturen ausgebildet werden und Material der HII-Region in kleinen, dichten Klumpen in der SWB eingeschlossen wird, verändern diese Vorgänge die Energiebilanz erheblich. Innerhalb der dichten Klumpen ist die Rekombinationszeit deutlich geringer, daher werden in der normalen Auflösung mehr Lymankontinuum-Photonen innerhalb der SWB „verbraucht“, es gelangen weniger Lymankontinuum-Photonen pro Zeiteinheit in die HII-Region. Durch die Evaporation der eingebetteten Klumpen wird das heiße Gas der SWB gekühlt, die thermische Energie des heißen Gases (s. § 4.1.2) ist niedriger und der Druck innerhalb der SWB ist geringer. Daher ist in Abbildung 3.5 die gesamte thermische Energie für die normale Auflösung geringer als für die niedrige und mittlere Auflösung. Aufgrund des geringeren Druckes expandiert die kombinierte SWB/HII-Region langsamer, die kinetische Energie im Modell mit normaler Auflösung ist insbesondere nach $t \approx 2$ Myr deutlich geringer.

Das $15 M_{\odot}$ -Modell: Auflösungsstudie

Die Auflösungsstudie für die ersten vier Myr der stellaren Entwicklung des $15 M_{\odot}$ -Modells ist in Abbildung 3.15 gezeigt. Zum Vergleich wurde das $15 M_{\odot}$ -Modell zusätzlich zur verwendeten „normalen“ Auflösung mit einer „niedrigen“ und einer „hohen“ Auflösung gerechnet. Die Details der drei Auflösungen sind der Tabelle 3.2 zu entnehmen. Da die hohe Auflösung zu viel CPU-Zeit verbrauchen würde, wenn die gesamte Lebensdauer von 12.75 Myr gerechnet werden sollte, wurden lediglich die ersten vier Myr mit hoher Auflösung gerechnet.

Sowohl für die kinetische Energie ($„E_k“$) als auch für die thermische Energie ($„E_t“$) erreicht die niedrige Auflösung die höchsten Werte, die der normalen Auflösung liegen zwischen den Werten der niedrigen und denen der hohen Auflösung. Die Abweichung der Werte von der niedrigen zur normalen Auflösung und von der normalen zur hohen Auflösung ist sehr gering, die drei Kurven liegen fast aufeinander.

Die zur Ionisationsenergie ($„E_i“$) gehörenden Kurven der drei unterschiedlichen Auflösungen sind kaum voneinander zu unterscheiden, da die Differenzen zwischen den Auflösungen geringer

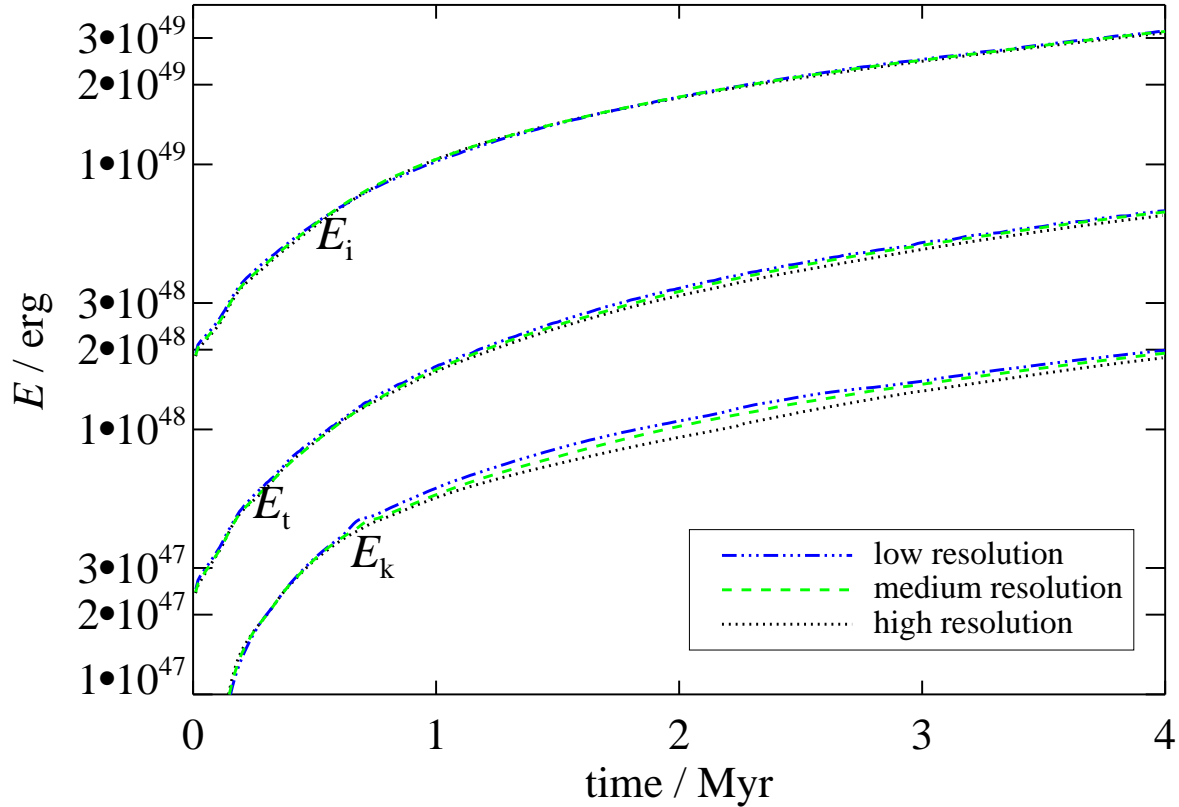


Abbildung 3.15: Auflösungsstudie: kinetische Energie E_k , Ionisationsenergie E_i und thermische Energie E_t für die drei unterschiedlichen Auflösungen des $15 M_{\odot}$ -Modells.

sind als die Liniendicke.

Die geringen Abweichungen der unterschiedlichen Auflösungen bei allen drei betrachteten Energieformen lassen die Schlussfolgerung zu, dass der numerische Fehler bei Verwendung der normalen anstelle der hohen Auflösung vernachlässigbar ist.

Das $60 M_{\odot}$ -Modell mit Photodissoziation: Auflösungsstudie

Die Auflösungsstudie für das $60 M_{\odot}$ -Modell mit Photodissoziation ($n_0 = 1000 \text{ cm}^{-3}$) ist in Abbildung 3.16 gezeigt. Jeweils für die niedrige und die normale Auflösung (s. Tabelle 3.3) ist die zeitliche Entwicklung der drei Energieformen kinetische Energie, Ionisationsenergie sowie thermische Energie geplottet.

Die Differenz zwischen den jeweiligen Werten für die niedrige und die normale Auflösung ist für alle Energieformen sehr gering. Am Ende der Simulation beträgt die Differenz zwischen den beiden Auflösungen weniger als 0.3% für die thermische Energie E_t , daher liegen die beiden entsprechenden Kurven übereinander. Für die kinetische Energie E_k liegt der Wert der normalen

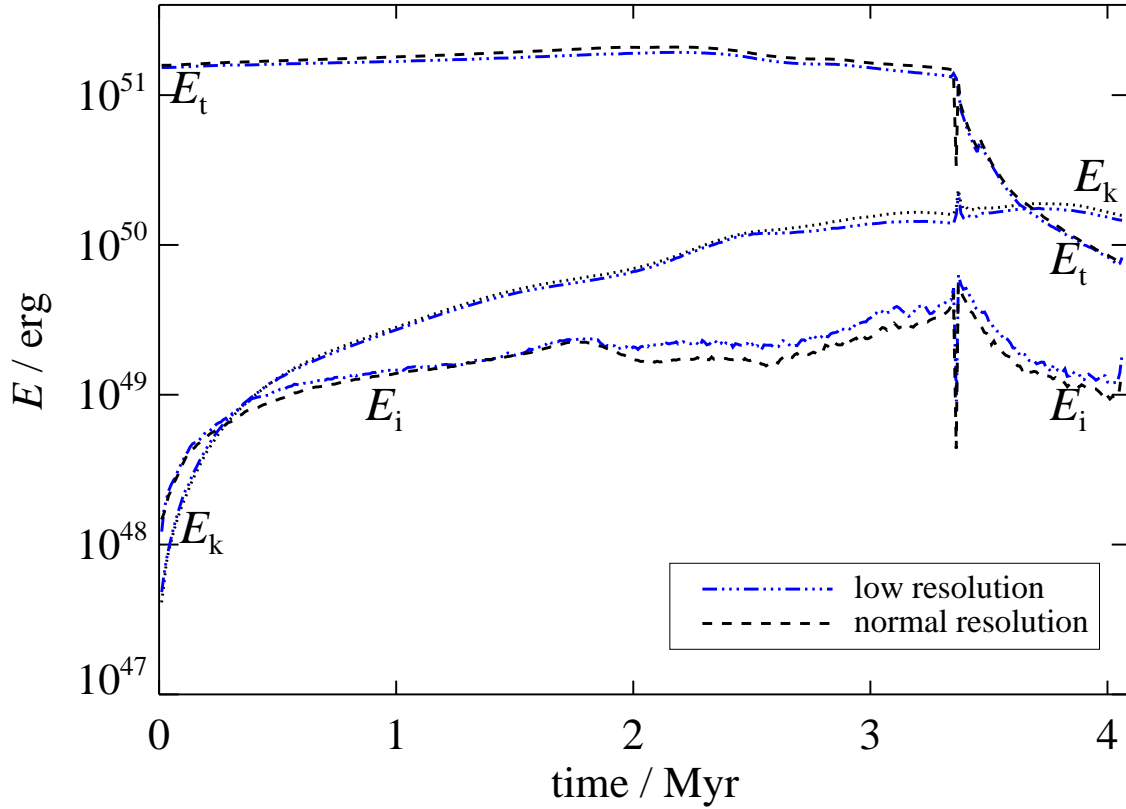


Abbildung 3.16: Auflösungsstudie: kinetische Energie E_k , Ionisationsenergie E_i und thermische Energie E_t für die niedrige und normale Auflösung des $60 M_{\odot}$ -Modells mit Photodissoziation.

Auflösung am Ende der Simulation $\approx 8\%$ über dem der niedrigen Auflösung. Lediglich für die Ionisationsenergie sind die Abweichungen nach dem Ende der H-MS-Entwicklung etwas größer, die Werte für die normale Auflösung sind zeitweise ungefähr ein Fünftel geringer als die der niedrigen Auflösung.

Kapitel 4

Ergebnisse

Massereiche Sterne beeinflussen ihre Umgebung durch die Wechselwirkung von stellaren Winden und Strahlung mit dem umgebenden Interstellaren Medium (ISM). Die dynamische Entwicklung und Strukturbildung in der Umgebung eines isolierten, massereichen Sterns soll im Folgenden ebenso untersucht werden wie der Energieeintrag ins ISM.

Als Ergänzung zu dem $35 M_{\odot}$ -Modell (Freyer et al. 2006) und dem $60 M_{\odot}$ -Modell (Freyer et al. 2003) wurde ein Modell eines noch massereicheren Sterns mit $85 M_{\odot}$ (§ 4.1) sowie ein Modell eines weniger massereichen Sterns mit $15 M_{\odot}$ (§ 4.2) gerechnet und analysiert. Damit wurde das Spektrum von Modellen massereicher Sterne vervollständigt. Ein Vergleich der vier Modelle ist in § 4.3 zu finden.

In § 4.4 wird die chemische Selbstanreicherung mit ^{12}C , ^{14}N und ^{16}O der HII-Region des $85 M_{\odot}$ -Sterns während seiner WR-Phasen untersucht.

In diesen Modellen wird davon ausgegangen, dass das zirkumstellare ISM ein atomares Gas ist, sobald ein geringer Anteil ionisierten Gases vorhanden ist. Desweiteren wird nur der photoionisierende Anteil der stellaren Strahlung betrachtet. Daher können bei diesen Modellen nur die kombinierte Struktur von stellarer Windblase (SWB) und HII-Region entstehen und miteinander wechselwirken.

Da Sterne jedoch in Molekülwolken entstehen, wird in § 4.5 ein erweitertes Modell vorgestellt. Hierbei wird von einem molekularem Gas ausgegangen und der H_2 -dissoziierende Anteil der stellaren Strahlung wird berücksichtigt. Daher entsteht zusätzlich zu der kombinierten Struktur von SWB und HII-Region eine diese Struktur einhüllende Photodissoziationsregion (PDR).

4.1 Modell der kombinierten Struktur von SWB und HII-Region eines $85 M_{\odot}$ -Sterns

4.1.1 Dynamische Entwicklung und Strukturbildung in der Umgebung des $85 M_{\odot}$ -Sterns

Die Abbildungen 4.1 bis 4.12 zeigen den Einfluss des Sternenwindes und der ionisierenden Strahlung auf das ursprünglich ungestörte, homogene ISM in der Umgebung des $85 M_{\odot}$ -Sterns. Die Abbildungen 4.1 bis 4.12 bestehen jeweils aus drei farbkodierten Plots in einer Spalte. Der obere

Plot zeigt die Gasdichte zusammen mit dem Geschwindigkeitsfeld, in der Mitte ist die Gastemperatur abgebildet und der untere Plot gibt den Wasserstoff-Ionisationsgrad wieder. Wie bereits in Kapitel 3 diskutiert, wird von Achsensymmetrie ausgegangen, daher beschränken sich die Modellrechnungen auf einen Quadranten. Der Stern befindet sich im Ursprung des Koordinatensystems.

Die Entwicklung während der Hauptreihenphase

Wie schon in § 3.2.1 erläutert, wird als Startmodell für die 2D-Rechnungen ein sphärisch-symmetrisches 1D-Profil verwendet, dieses zeigt Abbildung 4.1. Der obere Plot der Abbildung 4.1 zeigt die Gasdichte zusammen mit dem Geschwindigkeitsfeld. Dieser Plot konzentriert sich auf die SWB, daher werden lediglich die inneren $1.9 \text{ pc} \times 1.9 \text{ pc}$ des Rechenbereichs gezeigt. Der mittlere und untere Plot von Abbildung 4.1 zeigen $16 \text{ pc} \times 16 \text{ pc}$ und damit die gesamte HII-Region. Sowohl die SWB als auch die HII-Region besitzen noch die sphärisch-symmetrische Struktur, da sie sich zu diesem Zeitpunkt ($t = 600 \text{ yr}$) noch unabhängig voneinander entwickeln. Das photoionisierte Gas der HII-Region hat den Strömgrenradius noch nicht erreicht, daher ist die Ionisationsfront noch „R-type“.

Die Struktur der stellaren Windblase zusammen mit der HII-Region ist zu diesem Zeitpunkt noch immer dieselbe, die sich aus der analytischen Beschreibung ergibt: Der Stern ist umgeben von („free-flowing“) stellarem Wind, der bis zu einem Radius von $\approx 0.1 \text{ pc}$ reicht. Hier befindet sich die rückwärtige Stoßfront („reverse shock“). Zwischen der rückwärtigen Stoßfront und der Kontaktdiskontinuität, die sich bei einem Radius von $\approx 0.2 \text{ pc}$ befindet, erreicht der komprimierte Sternwind Dichten von $\approx 6.2 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$ und eine Geschwindigkeit von $\approx 450 \text{ km s}^{-1}$. Das komprimierte HII Gas zwischen der Kontaktdiskontinuität und der vorderen Stoßfront der stellaren Windblase hat eine Dichte von $\approx 1.3 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ und expandiert mit einer Geschwindigkeit von $\approx 180 \text{ km s}^{-1}$. Das photoionisierte Gas außerhalb der stellaren Windblase hat mit $\rho = 3.35 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ dieselbe Dichte wie das Hintergrund-ISM. Wie im mittleren Plot der Abbildung 4.1 dargestellt, erreicht die Temperatur in der SWB Werte in der Größenordnung von 10^8 K , da das Material der SWB beim Passieren der rückwärtigen Stoßfront stark aufgeheizt wird. Das photoionisierte Gas hat eine Temperatur von $\approx 8 \times 10^3 \text{ K}$.

In Abbildung 4.2 ist die Entwicklung des $85 M_{\odot}$ -Modells $2 \times 10^4 \text{ yr}$ nach Erreichen der Hauptreihe dargestellt. Zu diesem Zeitpunkt hat die HII-Region ihren Strömgrenradius von 16 pc erreicht. Daher haben alle drei Plots der Abbildung 4.2 dieselbe Skalierung und zeigen 30 pc in r- und z-Richtung. Aufgrund des Druckgradienten zwischen dem umgebenden Medium und dem Gas der HII-Region, die jetzt von einer „D-type“ Ionisationsfront begrenzt wird, expandiert die HII-Region mit der dreifachen isothermen Schallgeschwindigkeit des umgebenden Hintergrund-ISM, also mit Überschallgeschwindigkeit. Die Stoßfront der stellaren Windblase, die eine radiale Größe von 1.8 pc erreicht, expandiert mit 35 km s^{-1} in die HII-Region hinein. Das ist - verglichen mit der isothermen Schallgeschwindigkeit von $\approx 10 \text{ km s}^{-1}$ in der HII-Region - ebenfalls Überschallgeschwindigkeit.

Die Abbildungen 4.3 bis 4.5 zeigen, wie sich zwischen 0.47 Myr und 1.02 Myr in der kombinierten SWB/HII-Region des $85 M_{\odot}$ -Modells Strukturen ausbilden. In Abbildung 4.3 besitzt

die SWB-begrenzende Schale eine Dicke von mehr als 2 pc mit einer hohen Dichte von ungefähr $7.4 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-23}$. Da die Rekombinationsrate in der dichten Schale erhöht ist, erreicht die Ionisationsfront lediglich einen Radius von 20 pc. Durch den unterschiedlichen SWB-Radius entlang verschiedener Sehstrahlen kommt die wellige Form der Ionisationsfront zustande. Die SWB-begrenzende Schale und die gesamte HII-Region expandieren weiterhin in das umgebende Medium.

Innerhalb einiger 10^5 yr löst sich die äußere Schale der SWB auf. Wie in Abbildung 4.4 zu erkennen, existiert zum Zeitpunkt $t = 0.81 \text{ Myr}$ keine die SWB begrenzende Schale mehr. Die Rekombinationsrate des HII-Gases wird nun lediglich von der Dichte in der HII-Region bestimmt.

Das HII-Gas außerhalb der SWB expandiert mit einer Geschwindigkeit von ca. 18 km s^{-1} . Gleichzeitig wandert die Ionisationsfront in die sie umgebende Schale hinein, welche aus aufgesammeltem Gas besteht. Das Geschwindigkeitsfeld im linken Plot der Abbildung 4.4 zeigt deutlich, dass der resultierende Fluss von photoevaporierem Material sich in die HII-Region hinein bewegt. Somit kollidiert expandierendes HII-Gas mit diesem Material. Weiterhin ist sowohl im Temperatur- als auch im Dichteplot sichtbar, dass sich vermehrt Strukturen in der äußeren Schale ausbilden. Der Radius der Ionisationsfront ist dort erhöht, wo der dazugehörige Sehstrahl vom Stern, entlang dessen sich die wasserstoffionisierenden Photonen ausbreiten, dünneres Material passiert.

Die deutlichste Strukturierung der HII-Region des $85 M_{\odot}$ -Modells zeigt Abbildung 4.5 bei $t = 1.02 \text{ Myr}$. Hervorgerufen durch die Kollision des photoevaporierten Materials aus der äußeren Schale und dem expandierenden HII-Gas hat sich eine Schale mit deutlich höherer Dichte in der HII-Region gebildet. Diese neue Schale stellt eine zusätzliche Barriere für die wasserstoffionisierenden Photonen auf ihrem Weg zur Ionisationsfront dar, da die Rekombinationsrate des ionisierten Gases sich mit zunehmender Dichte erhöht, und wird die SWB erneut begrenzen. Die Dichte des HII-Gases zwischen dieser Schale und dem heißen, dünnen Gas der SWB ist um vier Größenordnungen höher als die Dichte des Materials in der stellaren Windblase, die Schale erreicht nochmals eine vierfach höhere Dichte. Zu diesem Zeitpunkt besitzt die Schale eine Ausdehnung von ca. 3 pc, während der Abstand der SWB zur Schale ortsabhängig ist. Durch diese Strukturierung des dichteren Materials zwischen SWB und Schale werden Schatten in die äußeren Zonen der HII-Region geworfen, dort rekombiniert das ionisierte Gas. Lediglich an den Stellen, wo die SWB die Schale schon erreicht hat, können die wasserstoffionisierenden Photonen noch in so großer Anzahl die Schale passieren, dass der Ionisationsgrad in der dahinterliegenden HII-Region unverändert bleibt.

Während der nächsten 10^5 yr wird die SWB von der neuentstandenen Schale begrenzt und das heiße, dünne SWB-Material vermischt sich mit dem innerhalb des Radius der Schale verbliebenen HII-Gas. Damit sind die Schatten werfenden Strukturen aufgelöst und das rekombinierte Gas wird wieder vollkommen ionisiert. Mit der weiteren Expansion der SWB wird auch die begrenzende Schale aufgelöst und die SWB ist nur noch von einer dünnen Schicht HII-Gas umgeben.

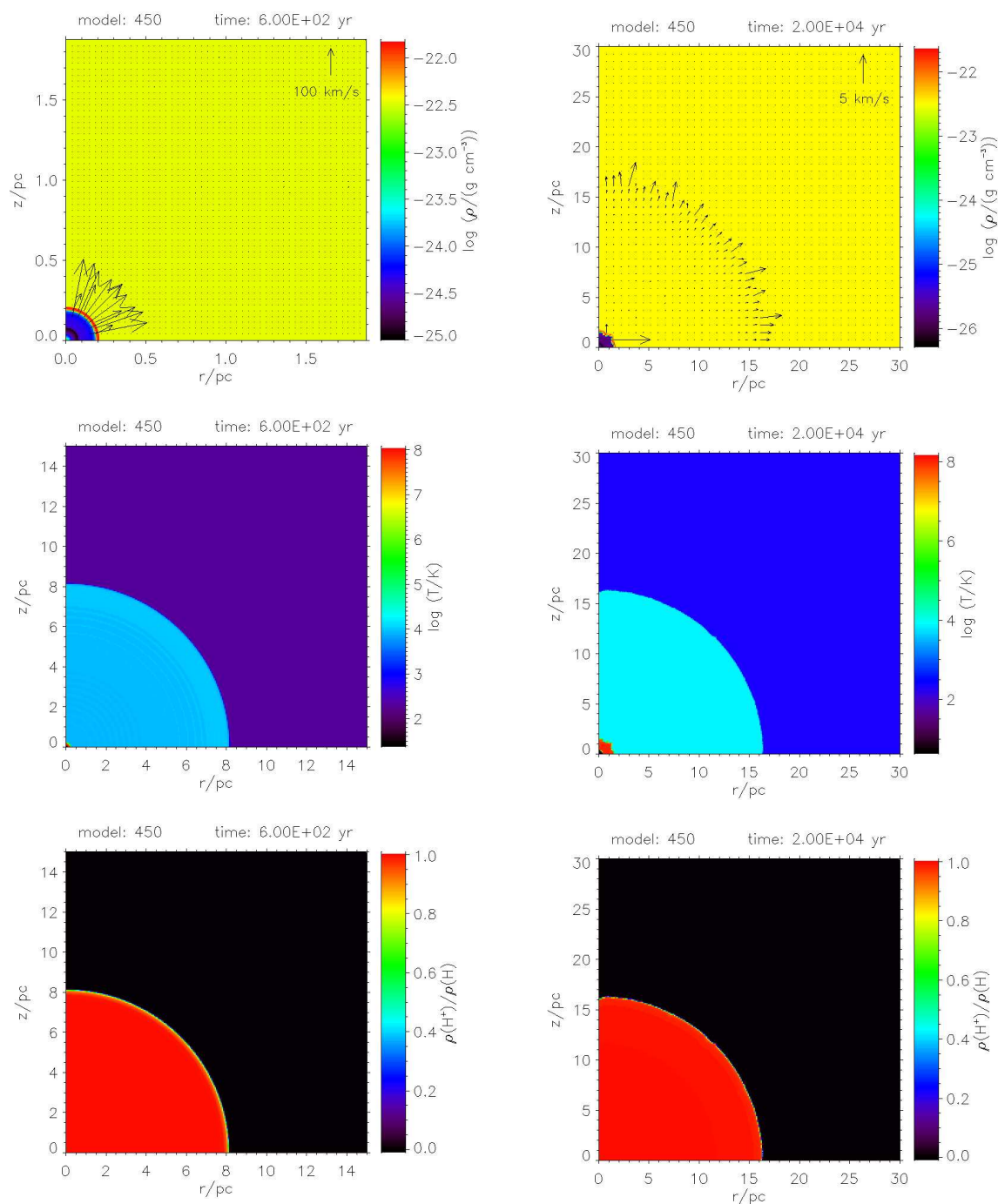


Abbildung 4.1: Startmodell für die 2D Rechnungen, $t = 600$ yr. Die farbkodierten Plots zeigen verschiedene Ausschnitte des Rechenbereichs. Gasdichte mit Geschwindigkeitsfeld: $1.9\text{ pc} \times 1.9\text{ pc}$ (oben), Gastemperatur (Mitte) und Wasserstoff-Ionisationsgrad (unten): jeweils $16\text{ pc} \times 16\text{ pc}$.

Abbildung 4.2: Gasdichte mit Geschwindigkeitsfeld (oben), Temperatur (Mitte) und Wasserstoff-Ionisationsgrad (unten) für das $85 M_{\odot}$ -Modell zum Zeitpunkt $t = 2 \times 10^4$ yr. Alle drei Abbildungen zeigen die inneren $30\text{ pc} \times 30\text{ pc}$ des Rechenbereichs.

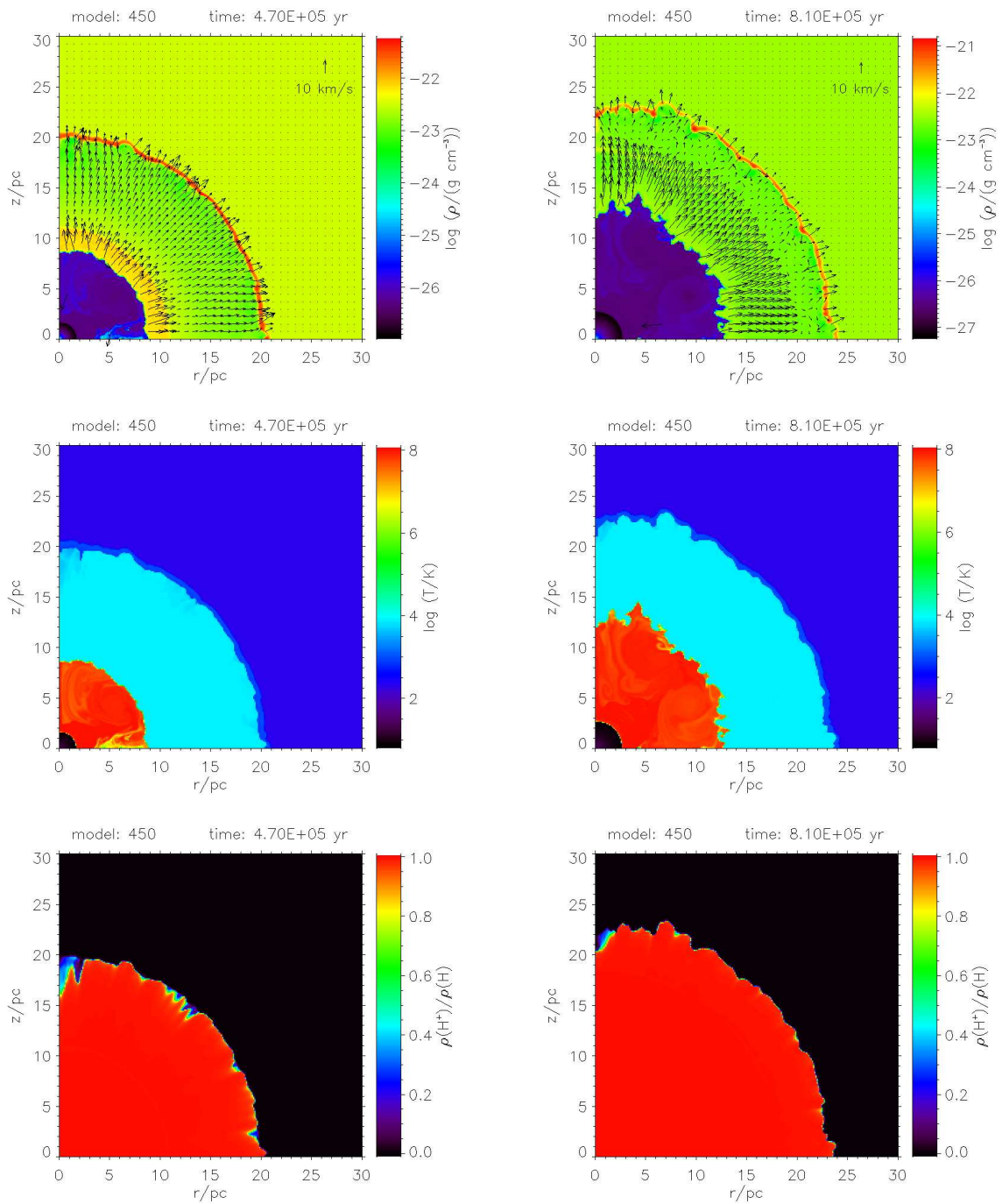


Abbildung 4.3: Gasdichte mit Geschwindigkeitsfeld (links) und Temperatur (rechts) zum Zeitpunkt $t = 0.47$ Myr.

Abbildung 4.4: Wie Abb. 4.3, bei $t = 0.81$ Myr.

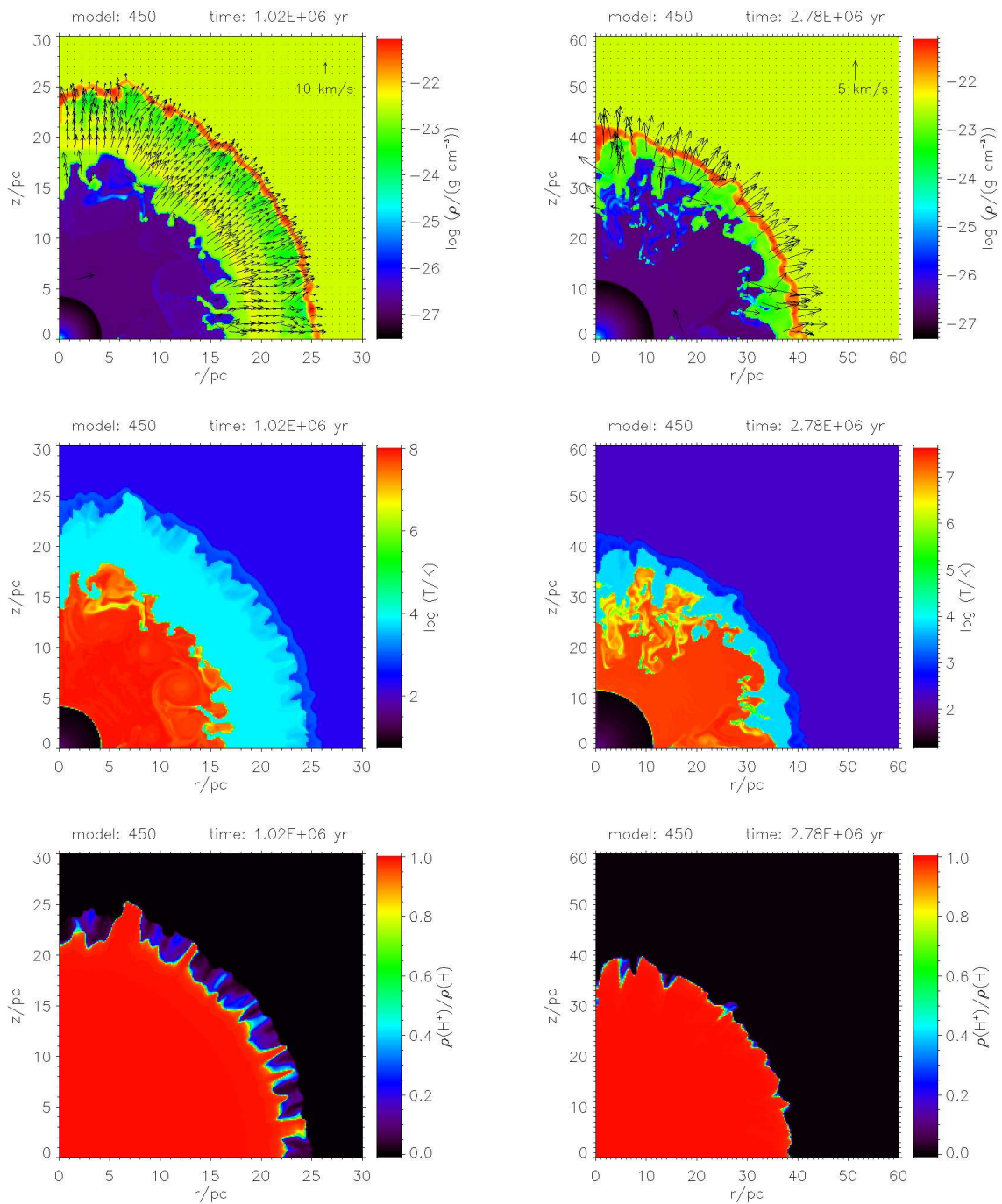


Abbildung 4.5: Wie Abb. 4.2, bei $t = 1.02$ Myr. Abbildung 4.6: Wie Abb. 4.3, bei $t = 2.78$ Myr. Alle Plots zeigen $60\text{ pc} \times 60\text{ pc}$.

Die Abbildung 4.6 zeigt die Situation zum Ende der Hauptreihenentwicklung des $85 M_{\odot}$ -Sterns bei $t = 2.78$ Myr. Die Massenverlustrate war während der letzten paar 10^4 yr beinahe konstant, die Windendgeschwindigkeit, die Effektivtemperatur sowie die wasserstoffionisierende Leuchtkraft haben stetig abgenommen (vgl. Abbildung 3.2). Die den Stern umgebende Zone, in der der Sternwind sich frei ausbreitet, hat eine radiale Größe von 11.5 pc erreicht. Die Schale aus aufgesammeltem Gas, welche die HII-Region begrenzt, befindet sich bei einem Radius von ca. 40 pc und expandiert noch immer mit einer Überschallgeschwindigkeit von ungefähr 8 km s^{-1} .

Sowohl im Dichteplot (Abb. 4.6, oben) als auch im Temperaturplot (Abb. 4.6, Mitte) erkennbar sind in die SWB eingebettete Klumpen, die vom heißen Material evaporiert werden. Diese Klumpen bestehen aus HII-Gas, das vom SWB-Gas eingeschlossen wurde. Die Temperatur in den Klumpen ist drei Größenordnungen niedriger als im umgebenden Gas und ihre Dichte ist ungefähr drei Größenordnungen höher.

Die Entwicklung während der LBV- und Wolf-Rayet-Phasen

Zum Zeitpunkt $t = 2.82$ Myr (Abbildung 4.7) ist das Wasserstoffbrennen im Kern des $85 M_{\odot}$ -Sterns beendet und mit Beginn des Heliumbrennens wird der Stern zum LBV. Gut sichtbar in Abbildung 3.2 ist die starke Veränderung aller zeitabhängigen Parameter, die mit dieser Entwicklung einhergeht. Durch den hohen Massenverlust wird die äußere Hülle des Sterns abgestoßen und 5×10^3 yr nach dem Einsetzen des Heliumbrennens erreicht der Stern das WR Stadium (Schaller et al. 1992). Der Radius der Ionisationsfront ist ≈ 42 pc, die rückwärtige Stoßfront ist bei einem Radius von 12.5 pc lokalisiert.

Abbildung 4.8 stellt die Entwicklung zum Zeitpunkt $t = 2.86$ Myr dar. Seit $t = 2.82$ Myr hat der Stern mehr als $10 M_{\odot}$ seiner Masse verloren. Die abgestoßene äußere Hülle, die sowohl im Dichte- als auch im Temperaturplot von Abbildung 4.8 deutlich erkennbar ist, expandiert in einer Schale mit einer Geschwindigkeit von über 200 km s^{-1} und erreicht jetzt einen Radius von 16.5 pc. Die Auswirkungen dieser dichten Schale auf die Strukturbildung sind im unteren Plot der Abbildung 4.8, der den Grad der Wasserstoffionisation zeigt, am besten wahrzunehmen: In den äußeren Bereichen rekombiniert ionisiertes Gas. Die Temperaturdifferenz zwischen ionisiertem und rekombiniertem Gas beträgt ≈ 2000 K, daher sind die unterschiedlichen Bereiche im Temperaturplot kaum zu unterscheiden.

Die erste, vom Stern abgestoßene Schale hat sich bei $t = 2.99$ Myr (s. Abb. 4.9) aufgelöst. Die rückwärtige Stoßfront befindet sich bei ≈ 16 pc, der Radius der Ionisationsfront beträgt ≈ 42 pc. Zu diesem Zeitpunkt ist das Gas in den äußeren Bereichen der HII-Region wieder komplett durchionisiert.

In Abbildung 3.2 ist das Ende der WN-Phase und die Entwicklung zum WC-Stern bei $t = 3.005$ Myr gut erkennbar durch den starken Anstieg aller vier stellaren Parameter. Die Massenverlustrate steigt um das Zwanzigfache und erreicht ihren höchsten Wert, die Windendgeschwindigkeit und die Effektivtemperatur sind 1.6 mal höher als zu Beginn der LBV-Phase.

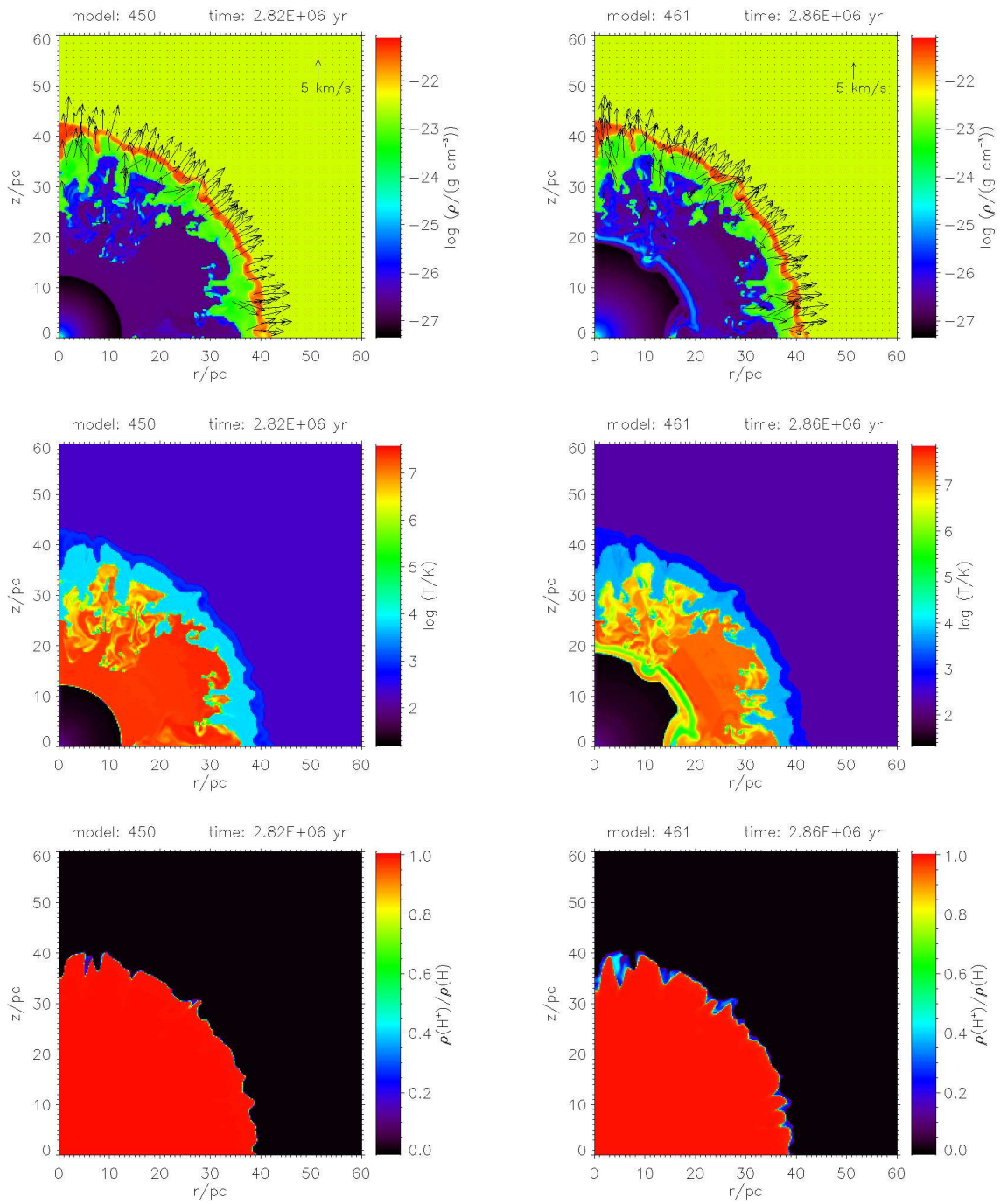


Abbildung 4.7: Wie Abb. 4.6, bei $t = 2.82 \text{ Myr}$. Abbildung 4.8: Wie Abb. 4.2, bei $t = 2.86 \text{ Myr}$.

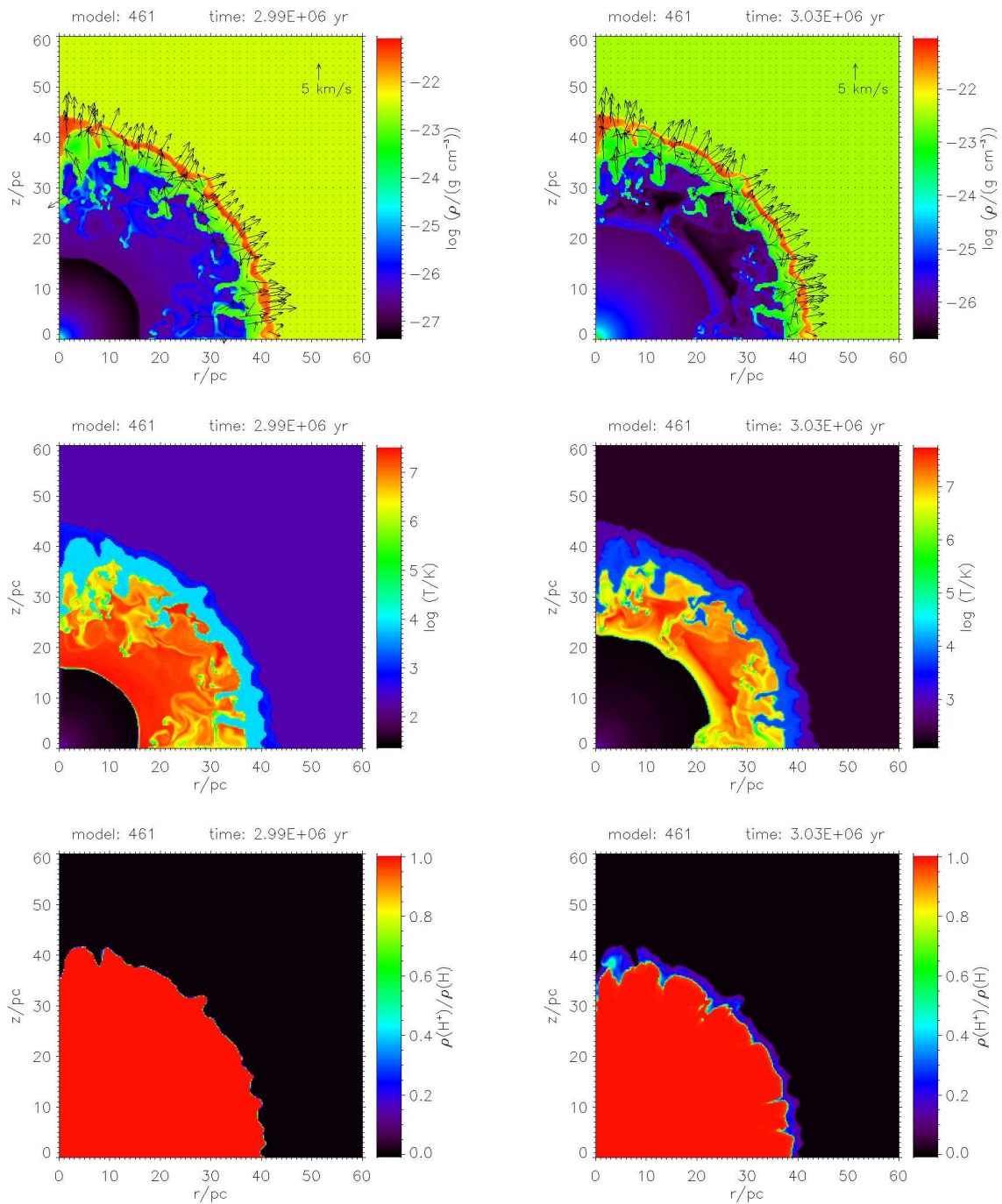


Abbildung 4.9: Wie Abb. 4.6, bei $t = 2.99 \text{ Myr}$. Abbildung 4.10: Wie Abb. 4.6, bei $t = 3.03 \text{ Myr}$.

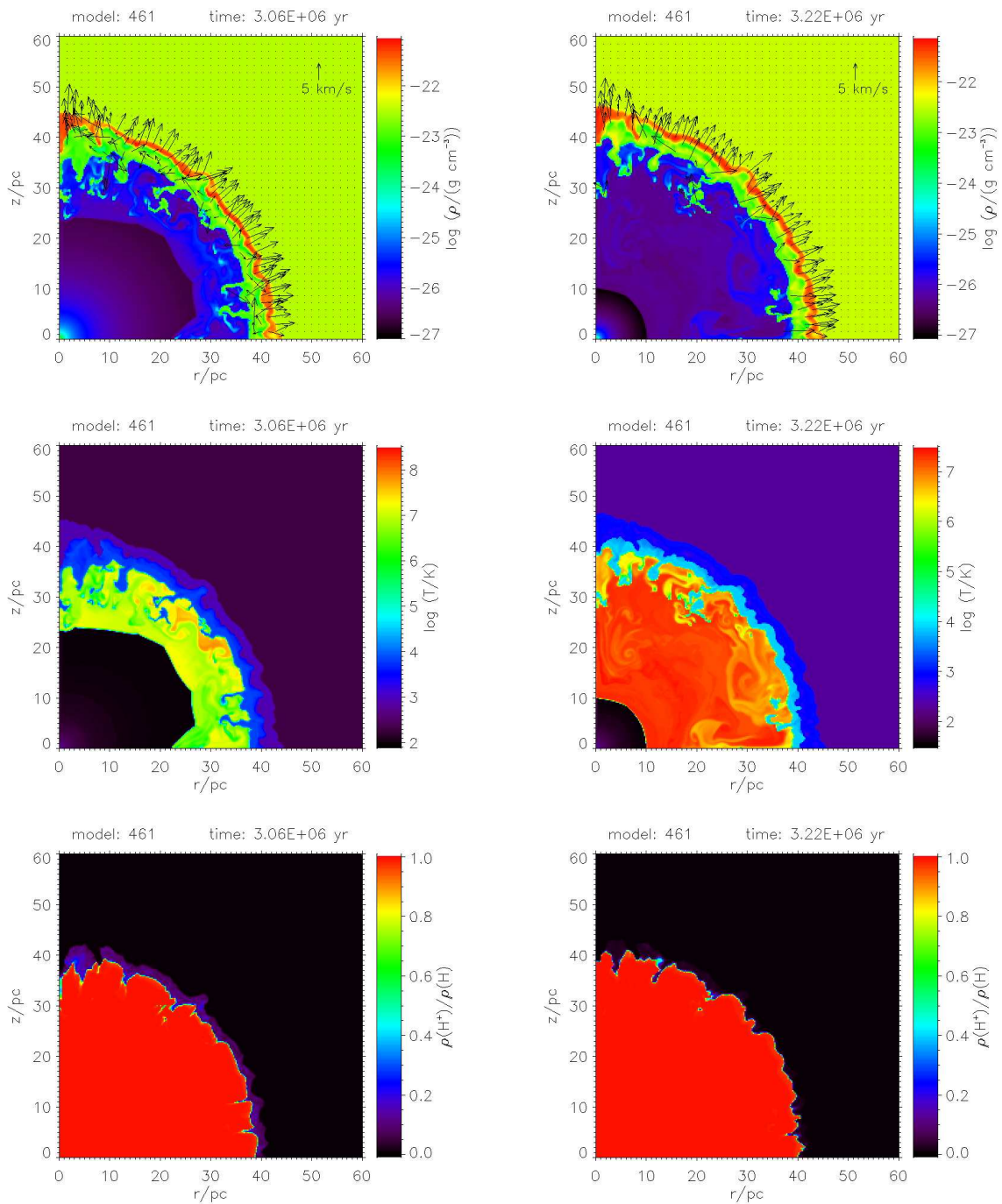


Abbildung 4.11: Wie Abb. 4.6, bei $t = 3.06$ Myr.
 Abbildung 4.12: Wie Abb. 4.2, bei $t = 3.22$ Myr.

Das zu diesem Zeitpunkt abgestoßene Material expandiert als kompakte Schale, die in Abbildung 4.10 ($t = 3.03$ Myr) deutlich sichtbar ist. Die rückwärtige Stoßfront befindet sich durch den starken Anstieg der Windendgeschwindigkeit bei einem Radius von 23 pc. Durch die Expansion wurde das komplette Material der SWB vom freien Wind nach außen geschoben, lediglich die Größten der eingebetteten Klumpen sind noch weiter innen zu finden.

Der Abbildung 4.11 ist zu entnehmen, dass zum Zeitpunkt $t = 3.06$ Myr die eingebetteten Klumpen einige Parsecs von ihren Positionen in Abbildung 4.10 entfernt zu finden sind. Die rückwärtige Stoßfront hat jetzt ihre größte Ausdehnung mit einem Radius von 20 – 25 pc erreicht. Das Material der ehemaligen SWB ist von der expandierenden Schale zusammengeschoben worden und befindet sich zwischen der rückwärtigen Stoßfront und einem Radius von 38 pc. Da sich die Ionisationsfront weiterhin nach außen bewegt, hat sie inzwischen so viel Material aufgesammelt, dass es eine ≈ 2 pc dicke Schale um sie herum bildet.

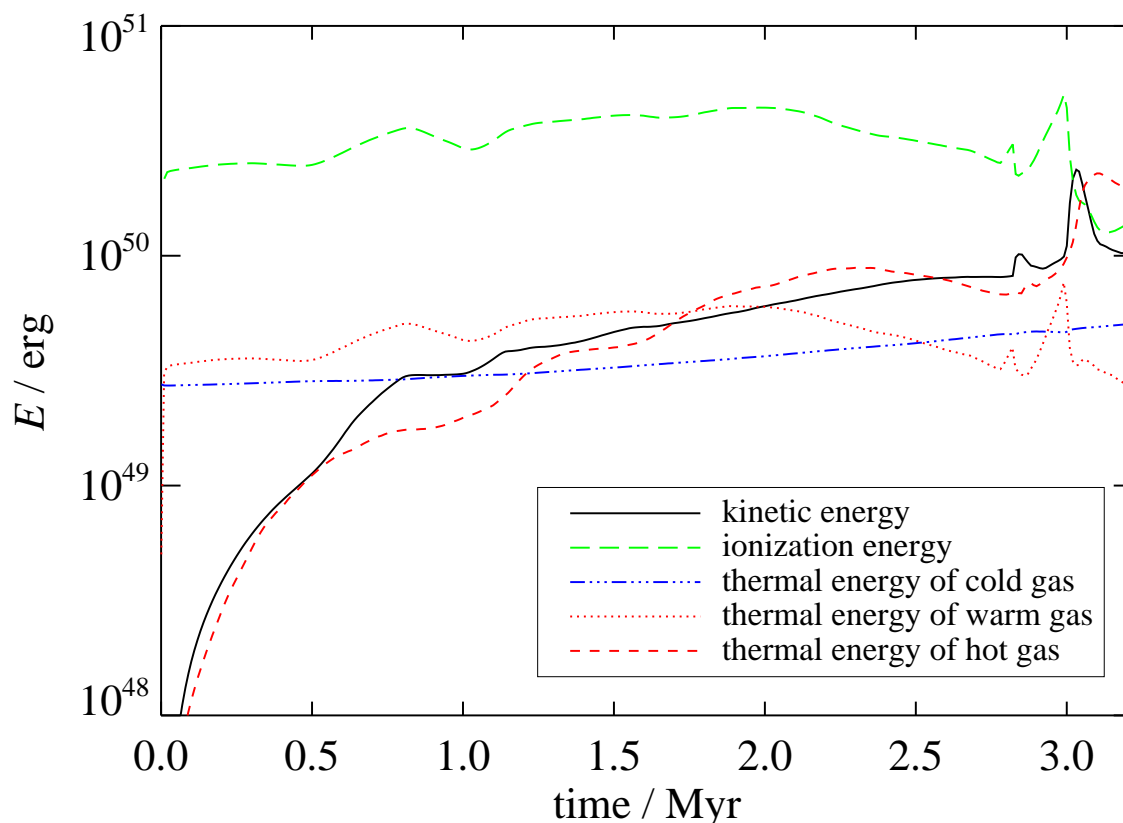
Der $85 M_{\odot}$ -Stern erreicht das Ende seiner Lebensdauer bei $t = 3.22$ Myr. Die Abbildung 4.12 zeigt die resultierende Kombination aus SWB und HII-Region zu diesem Zeitpunkt. Die rückwärtige Stoßfront befindet sich bei einem Radius von 9 pc, 2 pc weiter innen als zu Beginn des Heliumbrennens. Das heiße, dünne Material der SWB füllt den Bereich bis zu einem Radius von 39 pc, die HII-Region besteht aus einer ca. 2 pc breiten, die SWB umgebende, Hülle und wird von der Ionisationsfront begrenzt. Das von der Ionisationsfront aufgesammelte und zu einer Schale komprimierte Material befindet sich bei einem Radius von 44 pc.

4.1.2 Energietransfer in das Interstellare Medium

Numerische Ergebnisse

In Abbildung 4.13 ist der totale Energiegehalt des zirkumstellaren Gases des $85 M_{\odot}$ -Sterns als Funktion der Zeit abgebildet. Die durchgezogene Kurve gibt die kinetische Energie des Gases wieder. Unter Ionisationsenergie wird die Summe aller ionisierten Wasserstoffatome zur Zeit t multipliziert mit 13.6 eV per Atom, dem Ionisationspotential von Wasserstoff, als lang-gestrichelte Linie dargestellt. Für die thermische Energie werden drei Komponenten unterschieden: Kaltes Gas hat eine Temperatur von $T \leq 10^3$ K (gestrichelt-gepunktete Kurve), warmes Gas (gepunktete Kurve) hat $10^3 \text{ K} < T < 10^5 \text{ K}$ und die Temperatur des heißen Gas (gestrichelte Kurve) beträgt $T \geq 10^5 \text{ K}$. Die Temperaturen des heißen Gases werden typischerweise erreicht, wenn der stellare Wind die rückwärtige Stoßfront passiert. In der HII-Region beträgt die Temperatur ungefähr 8000 K, damit wird das photoionisierte Gas unter „warmen Gas“ erfasst. Die Kurven der Ionisationsenergie und der thermischen Energie des warmen Gases zeigen dasselbe Verhalten, da fast das gesamte „warme Gas“ durch Photoionisation erzeugt wird. Die Ionisationsenergie ist die dominante Energieform während der H-MS-Lebensdauer, der LBV-Phase und der WN-Phase. Erst, wenn der Stern sich zu einem WC-Stern entwickelt, werden für die thermische Energie des heißen Gases höhere Werte erreicht als für die Ionisationsenergie.

Der Abstand zwischen der Ionisationsenergie und der thermischen Energie des warmen Gases liegt zwischen 0.6 dex und 0.9 dex. Die thermische Energie des warmen Gases erreicht kurz nach dem Start der Simulation einen Wert von 3.1×10^{49} erg, die Ionisationsenergie hat zum selben Zeitpunkt einen Wert von 2.2×10^{50} erg. Wie oben diskutiert, entwickelt sich die thermische

Abbildung 4.13: Energieverteilung im $85 M_{\odot}$ -Modell.

Energie des warmen Gases analog zu der Ionisationsenergie, daher wird im Folgenden lediglich auf die Entwicklung der Ionisationsenergie eingegangen. So lange die SWB-begrenzende Schale schmäler und dünner wird, steigt die Kurve der Ionisationsenergie an, bis ein erstes lokales Maximum bei $t = 0.81$ Myr erreicht ist. Zu diesem Zeitpunkt hat sich die begrenzende Schale aufgelöst und damit ist die Rekombinationsrate nur noch durch die Dichte der HII-Region bestimmt.

Eine neue Schale mit höherer Dichte entsteht durch die Kollision des expandierenden ionisierten Gases mit dem von der Innenseite der äußeren Schale photoevaporieren Material. Da in dieser Schale die Rekombinationszeit geringer ist, nimmt die im System gespeicherte Ionisationsenergie ab und erreicht ein lokales Minimum bei $t = 1.02$ Myr. Durch die weitere Expansion der SWB wird diese neue Schale aufgelöst und die Ionisationsenergie steigt erneut an.

Während der verbleibenden H-MS-Entwicklung des Sterns nimmt seine wasserstoffionisierende Photonenleuchtkraft leicht ab, insbesondere nach $t = 2.0$ Myr (vgl. Abb. 3.2). Damit sinkt auch die im System verbleibende Ionisationsenergie. Nachdem die H-MS-Lebensdauer bei $t = 2.82$ Myr endet, erreicht der Stern die LBV-Phase. Diese Entwicklung beeinflusst alle vier in Abbildung 3.2 geplotteten Parameter dramatisch. Einige tausend Jahre nachdem der Stern zum LBV geworden ist, stößt er seine äußere Hülle mit einer Masse von $\approx 8.5 M_{\odot}$ ab und erreicht

die WN-Phase. Das abgegebene Material expandiert als Schale mit hoher Dichte und kurzer Rekombinationszeit, wodurch die im System gespeicherte Ionisationsenergie erneut abnimmt.

Wie bereits in § 3.2.2 diskutiert, wurden die stellaren Parameter während der LBV-Phase korrigiert. Diese Korrektur hat einen vernachlässigbaren Einfluss sowohl auf die Ionisationsenergie als auch auf die thermische Energie des warmen Gases. Die entsprechenden Werte unterscheiden sich um weniger als 1% von den Werten einer Simulation mit unkorrigierten stellaren Parametern.

Zum Ende der WN-Phase bei $t = 2.993$ Myr erreicht die Ionisationsenergie ihr globales Maximum bei 5.1×10^{50} erg mit dem letzten Anstieg der wasserstoffionisierenden Photonenleuchtkraft (vgl. Abb. 3.2). Die beginnende WC-Phase bei $t = 3.005$ Myr beeinflusst die stellaren Parameter deutlich. Der $85 M_{\odot}$ -Stern stößt seine äußeren Schichten ab, welche in einer dicken Schale expandieren, wie bereits in § 4.1.1 (vgl. Abb. 4.10) beschrieben. Während der Expansion dieser Schale wird das dünne, heiße Material der SWB in eine Schale von ≈ 10 pc komprimiert. Durch die stark reduzierte H-ionisierende Photonenleuchtkraft (s. Abb. 3.2) und die erhöhte Dichte des Materials in der HII-Region rekombiniert das Gas in den äußeren Gebieten der HII-Region und die Ionisationsenergie nimmt nach $t = 3$ Myr ab. Zum Ende der Simulation erreicht die Ionisationsenergie einen Wert von 1.7×10^{50} erg und die thermische Energie des warmen Gases beträgt 2.8×10^{49} erg.

Die durchgezogene Linie in Abbildung 4.13 repräsentiert die kinetische Energie des zirkumstellaren Gases. Bei $t = 0.79$ Myr erreicht die kinetische Energie 2.9×10^{49} erg. Zu diesem Zeitpunkt löst sich die SWB-begrenzende Schale auf, während der nächsten Zeit ist der Wert der kinetischen Energie ungefähr konstant, bis sich bei $t = 1.02$ Myr eine neue Schale bildet, wie bereits oben beschrieben. Mit der Expansion der SWB und HII-Region steigt die kinetische Energie an und erreicht einen Wert von 1×10^{50} erg bei $t = 2.84$ Myr. Zu diesem Zeitpunkt expandiert die LBV-Schale in die SWB. Die Differenz zwischen den Modellen mit unkorrigierten bzw. korrigierten stellaren Parametern beträgt bis zu 20%. Nachdem die LBV-Schale dissipiert ist, beträgt dieser Unterschied ungefähr 1%. Mit der Expansion der am Ende der WN-Phase ($t = 3.03$ Myr) abgestoßenen Schale erreicht der Wert der kinetischen Energie sein globales Maximum bei 2.4×10^{50} erg. Danach sinkt er auf seinen Endwert von 1.1×10^{50} erg.

Die thermische Energie des heißen Gases steigt mit der Produktion von heißem Gas an der rückwärtigen Stoßfront steil an. Nachdem bei $t = 0.47$ Myr die Steigung der Massenverlustrate (vgl. Abb. 3.2) abnimmt, reduziert sich auch die Steigung der thermischen Energie des heißen Gases. Von einem Wert von 1×10^{49} erg zu diesem Zeitpunkt steigt die thermische Energie des heißen Gases langsam auf 2.1×10^{49} erg bei $t = 1.02$ Myr an und erreicht 6.4×10^{49} erg am Ende der H-MS-Lebensdauer. Das Maximum von 2×10^{50} erg tritt im Vergleich zur kinetischen Energie zeitlich verzögert bei $t = 3.11$ Myr auf, da das vom Stern am Ende der WN-Phase bei $t = 2.993$ Myr abgestoßene Material die hohen Temperaturen des heißen Gases erst beim Passieren der rückwärtigen Stoßfront erreicht. Dieser befindet sich nun bei einem Radius von 13 pc, nachdem er bei $t = 3.06$ Myr Radien ≥ 25 pc erreicht hatte (s. Fig. 4.11).

Zu Beginn der Simulation beträgt der Wert der thermischen Energie des kalten Gases 2.8×10^{49} erg entsprechend der internen Energie des Materials im gesamten Rechenbereich. Mit der Expansion der HII-Region sammelt die äußere Schale Material auf, das bei der Kompression durch die Stoßfront auf mehrere Hundert Kelvin erhitzt wird. Die thermische Energie des kalten Gases zeigt keine Reaktion auf die Entwicklung von Schalen oder anderen Strukturen in der SWB sowie der HII-Region. Am Ende der Simulation erreicht die thermische Energie des kalten

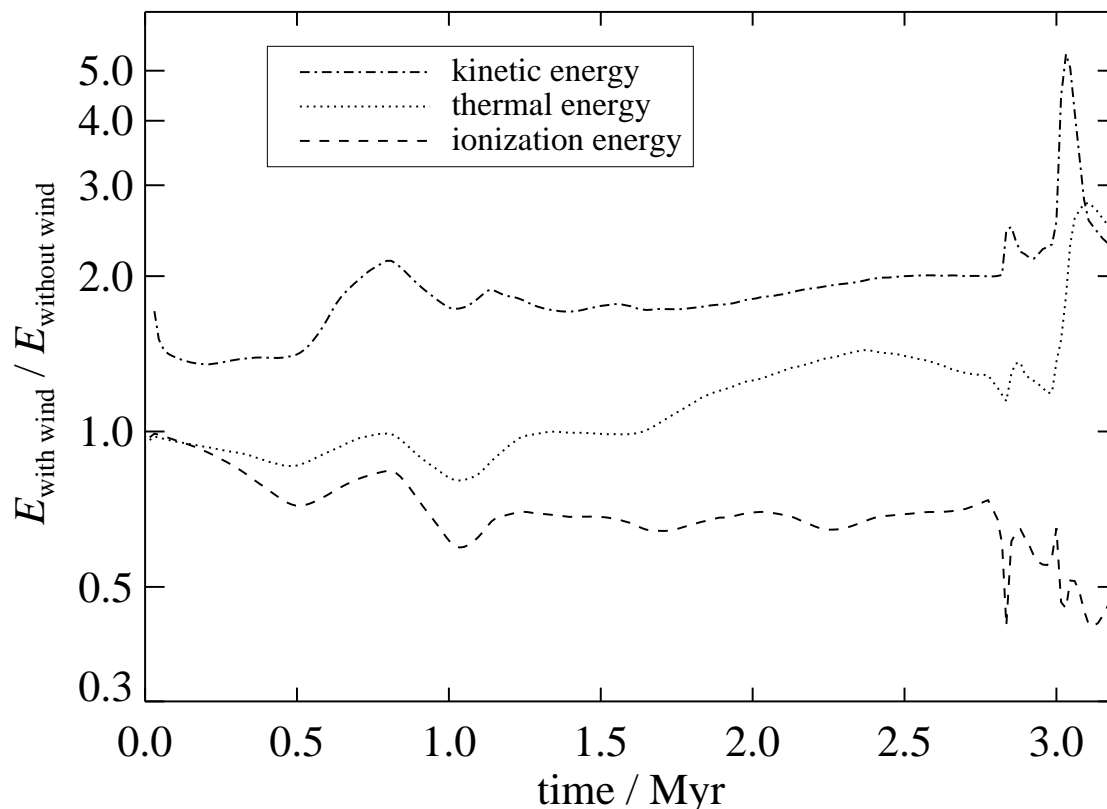


Abbildung 4.14: Verhältnis der Energien der $85 M_{\odot}$ -Modelle mit und ohne stellaren Wind.

Gases einen Wert von 5.1×10^{49} erg, ungefähr das Zweifache des Anfangswertes.

Abbildung 4.14 zeigt einen Vergleich zwischen den $85 M_{\odot}$ -Modellen mit und ohne stellaren Wind. Die kinetische Energie ist im Modell mit Wind immer höher als im windlosen Modell. Am Ende der Simulation ist der Wert der kinetischen Energie im Modell mit Wind das 2.3-fache des Wertes im Modell ohne Wind. Nach $t = 1.6$ Myr ist der Wert der thermischen Energie im Modell mit Wind ebenfalls höher als im windlosen Modell, am Ende der Simulation beträgt der Quotient ebenfalls 2.3.

Während der ersten paar 10^4 Jahre erreicht die Ionisationsenergie in beiden Modellen einen Wert von $\approx 2.4 \times 10^{50}$ erg. Mit der Bildung der SWB-Schale im Modell mit Wind reduziert die steigende Rekombinationsrate in den dichteren Strukturen die Ionisationsenergie. Die ersten zwei Minima werden in Übereinstimmung mit der Ionisationsenergie in Abbildung 4.13 erreicht. Am Ende der Lebensdauer des $85 M_{\odot}$ -Sterns erreicht die Ionisationsenergie im windlosen Modell circa das Zweifache des Wertes des Modells mit Wind.

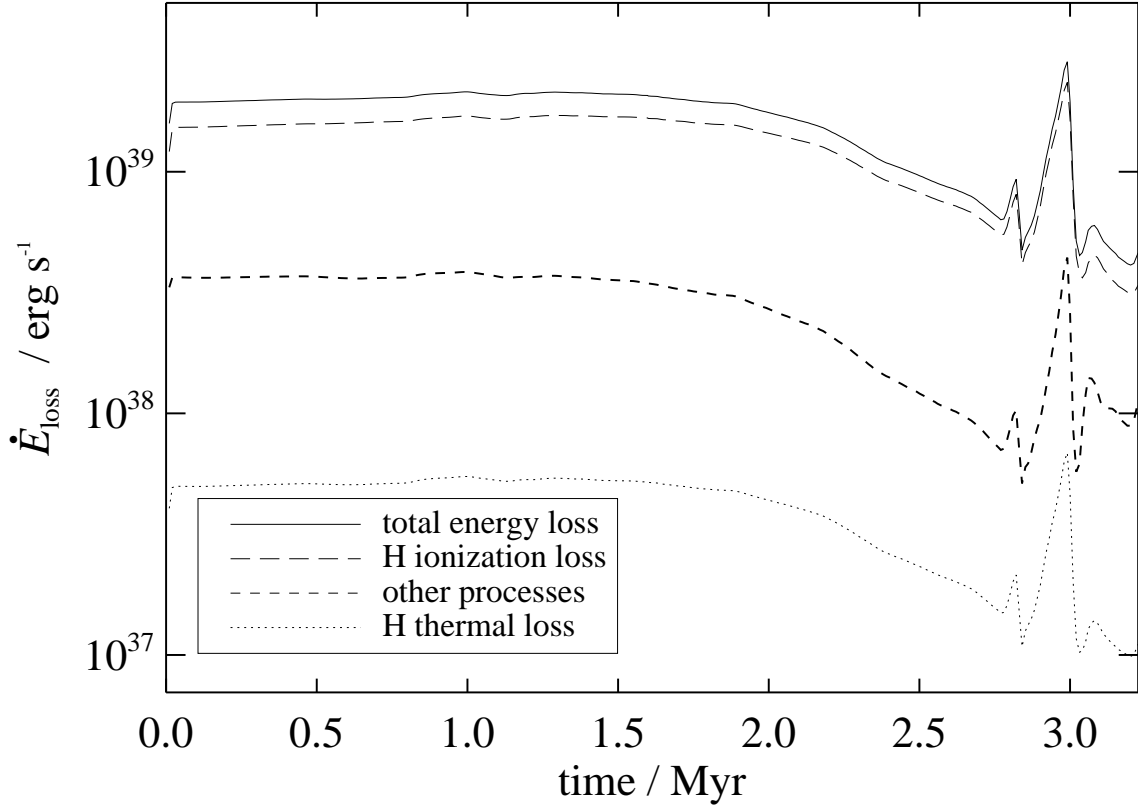


Abbildung 4.15: Energieverlust durch radiative Kühlung im $85M_{\odot}$ -Modell mit Wind.

In Abbildung 4.15 ist der Energieverlust für drei verschiedene Prozesse, die in der Simulation Berücksichtigung finden, aufgetragen. Mit „H ionization loss“ (H-Ionisationsverlust) bezeichnet ist die Bindungsenergie von 13.6 eV, die bei jeder Rekombination in Level ≥ 2 dem System verloren geht. „H thermal loss“ ist die thermische Energie der Elektronen, die bei Rekombinationen verloren wird. Andere Prozesse wie Bremsstrahlung und Emission in den Feinstrukturlinien (s. § 3.1.6) werden unter „other processes“ zusammengefasst. Die Kurve des Gesamtenergieverlusts durch radiative Kühlung ist mit „total energy loss“ bezeichnet. Offensichtlich haben alle vier Kurven dieselbe Form wie die Kurve der H-ionisierenden Photonenleuchtkraft in Abbildung 3.2. Der dominierende Kühlprozess ist der H-Ionisationsverlust mit über 79% des Gesamtenergieverlusts bei $t = 1$ Myr und $\geq 85\%$ nach 2.5 Myr. Am Ende der Simulation beträgt der Anteil des H-Ionisationsverlusts am Gesamtenergieverlust $\approx 74\%$.

Bis $t = 1.5$ Myr erreicht der Gesamtenergieverlust $\approx 2 \times 10^{39}$ erg s $^{-1}$. Da die H-ionisierende Photonenleuchtkraft danach abnimmt (vgl. Abb. 3.2), sinkt der Energieverlust ebenfalls. Bei $t = 2.5$ Myr erreicht er einen Wert von 9.6×10^{38} erg s $^{-1}$ und am Ende der Simulation beträgt der Wert des Gesamtenergieverlusts durch radiative Kühlung 4.7×10^{38} erg s $^{-1}$.

Die thermische Energie der Elektronen, die bei Rekombinationen verloren geht, beträgt bei

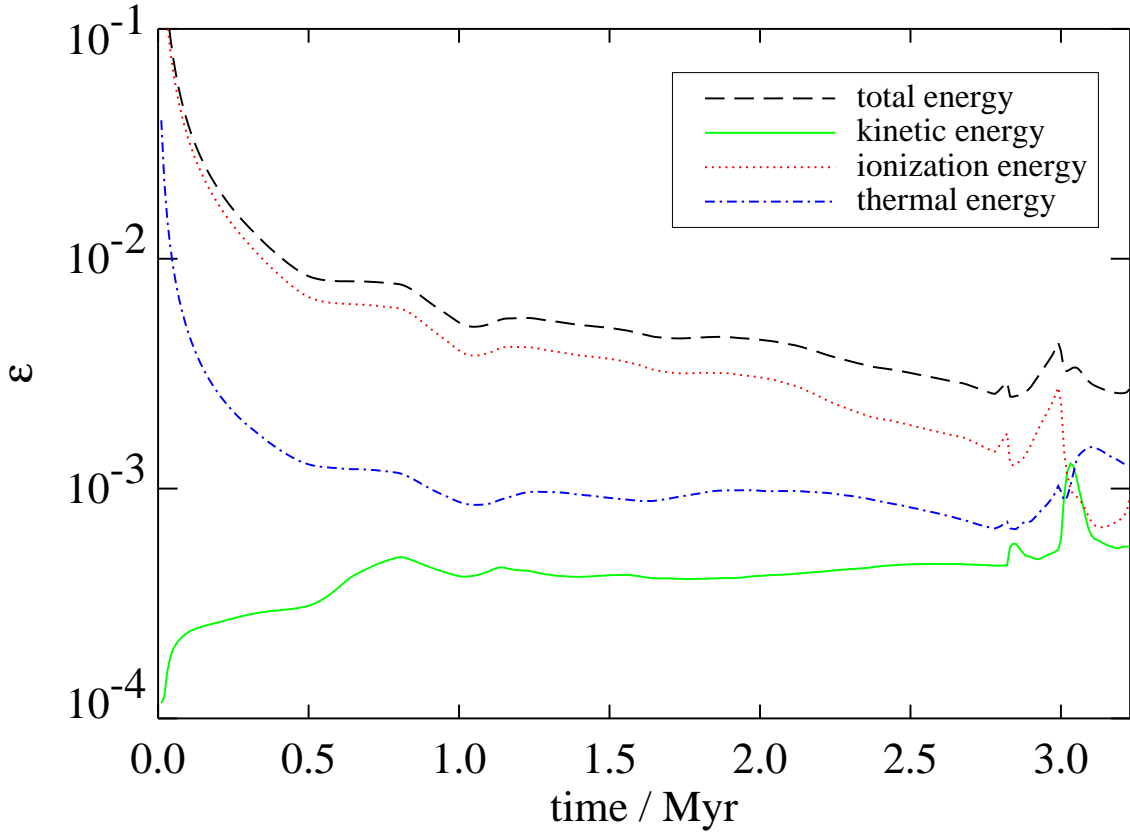
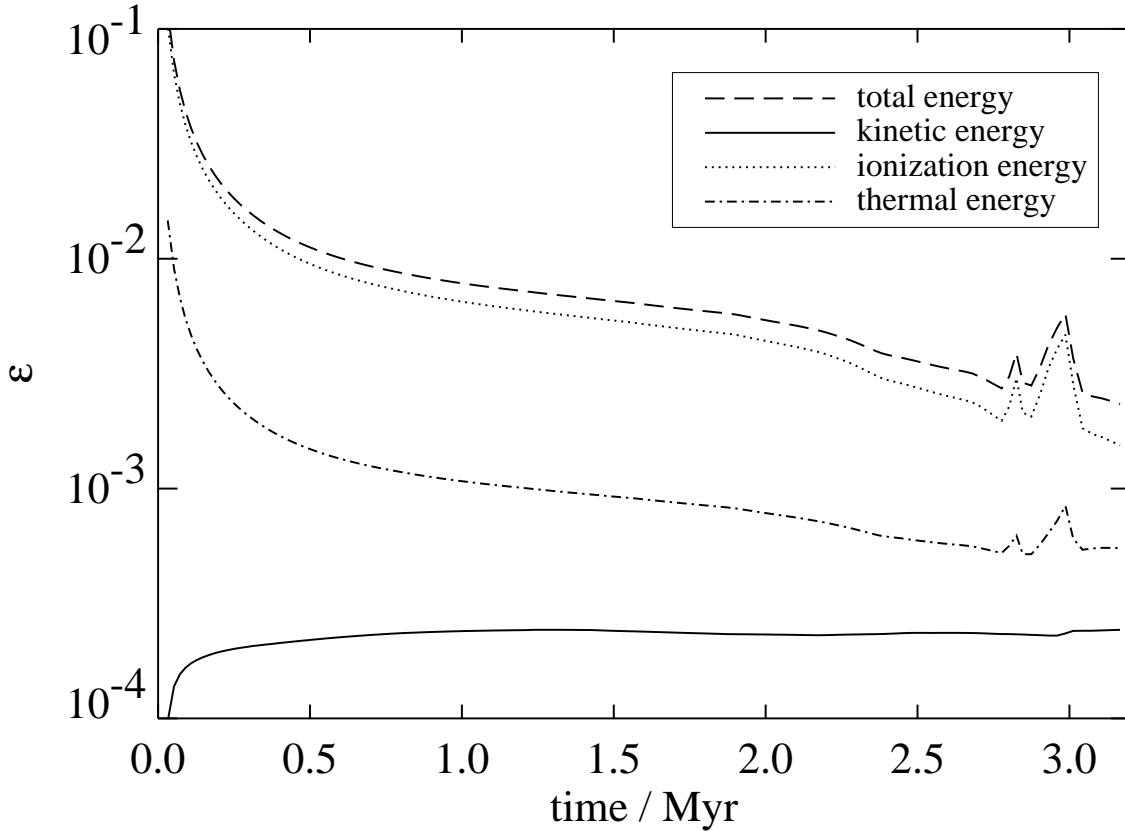


Abbildung 4.16: Energietransfereffizienz im $85 M_{\odot}$ -Modell mit Wind.

$t = 1.0$ Myr lediglich $5.5 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ und fällt auf einen Wert von $1.1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ am Ende der Simulation ab. Dieser Wert ist mehr als 1 dex niedriger als der Verlust durch „andere Prozesse“. Bei $t = 1.0$ Myr erreichen diese $3.9 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, das entspricht ungefähr einem Viertel des Wertes des H-Ionisationsverlusts. Nach 3.22 Myr ist ein Wert von $1.1 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ erreicht, entsprechend einem Drittel des H-Ionisationsverlusts und circa einem Viertel des Gesamtenergieverlusts.

Die Transfereffizienz in eine bestimmte Energieform ist der Anteil dieser Energieform an der gesamten Input-Energie bis zu dem Zeitpunkt $t = \tau$. In Abbildung 4.16 ist die Transfereffizienz in thermische Energie, Ionisationsenergie sowie kinetische Energie für das $85 M_{\odot}$ -Modell mit Wind und Strahlung dargestellt. „Total energy“ (gesamte Transfereffizienz) bezeichnet die Summe aus thermischer Energie, Ionisationsenergie und kinetischer Energie.

Die Transfereffizienz in Ionisationsenergie dominiert die gesamte Transfereffizienz während der H-MS-Lebensdauer, der LBV-Phase sowie der WN-Phase. Nach $t = 1.5$ Myr beträgt der Anteil der Transfereffizienz in Ionisationsenergie 74% der gesamten Transfereffizienz. Dieser Wert sinkt mit der Zeit leicht und am Ende der WN-Phase bei $t = 2.99$ Myr, wo die Transfereffizienz in

Abbildung 4.17: Energietransfereffizienz im $85 M_{\odot}$ -Modell ohne Wind.

Ionisationsenergie ein lokales Maximum mit 2.8×10^{-3} erreicht, beträgt der Anteil der Transfereffizienz in Ionisationsenergie an der gesamten Transfereffizienz noch immer 64%. Hervorgerufen durch den hohen Massenverlust des Sterns steigt die Rekombinationsrate mit dem Beginn der WC-Phase und die Transfereffizienz in Ionisationsenergie sinkt instantan. Mit der Expansion der Schale wird die Transfereffizienz in Ionisationsenergie zur dominierenden Komponente nachdem sie bei $t = 3.01$ Myr ungefähr um einen Faktor 2.5 auf 1.3×10^{-3} ansteigt. Nachdem die abgestoßene Schale die rückwärtige Stoßfront passiert hat und das Material auf einige 10^7 K erhitzt wurde, wird die Transfereffizienz in thermische Energie die dominierende Komponente der gesamten Transfereffizienz. Bei $t = 3.1$ Myr erreicht die Transfereffizienz in thermische Energie 1.5×10^{-3} , mehr als 50% der gesamten Transfereffizienz.

Am Ende der Simulation erreicht die gesamte Transfereffizienz einen Wert von 2.7×10^{-3} , die Transfereffizienz in kinetische Energie hat einen Wert von 5.6×10^{-4} , das entspricht $\approx 21\%$ der gesamten Transfereffizienz. Der Anteil der Transfereffizienz in Ionisationsenergie beträgt 33% und der Anteil der Transfereffizienz in thermische Energie $\approx 47\%$ der gesamten Transfereffizienz.

Tabelle 4.1: Energiekomponenten am Ende der Simulation

Energieform	Modell mit Wind	Modell ohne Wind
$E_k (\times 10^{49} \text{ erg})$	10.5	4.5
$E_i (\times 10^{49} \text{ erg})$	16.6	27.4
$E_{t, \text{ kalt}} (\times 10^{49} \text{ erg})$	5.1	2.7
$E_{t, \text{ warm}} (\times 10^{49} \text{ erg})$	2.8	10.5
$E_{t, \text{ heiß}} (\times 10^{49} \text{ erg})$	18.6	0

Die thermische Energie des kalten Gases, $E_{t, \text{ kalt}}$, beinhaltet die interne Energie des ursprünglich ungestörten Umgebungsgases ($2.8 \times 10^{49} \text{ erg}$). Dieser Wert muss subtrahiert werden, wenn der Input an thermischer Energie in das System betrachtet wird.

Zum Vergleich zeigt Abbildung 4.17 die Transfereffizienz für das $85 M_{\odot}$ -Modell ohne Wind. Im Gegensatz zum Modell mit Wind wird hier die gesamte Transfereffizienz von der Transfereffizienz in Ionisationsenergie während der gesamten Lebensdauer des $85 M_{\odot}$ -Sterns dominiert. Während der H-MS-Lebensdauer stammen mehr als 80% der gesamten Transfereffizienz von der Transfereffizienz in Ionisationsenergie, am Ende der Simulation sind es circa 65%. Die Transfereffizienz in thermische Energie erreicht während der H-MS-Lebensdauer ungefähr ein Sechstel des Wertes der Transfereffizienz in Ionisationsenergie, am Ende der Simulation beträgt der Anteil an der gesamten Transfereffizienz fast 24%.

Da es im Modell ohne Wind nur einen Energie-Input in radiativer Form geben kann, ist die Transfereffizienz in kinetische Energie während der gesamten Lebensdauer des Sterns ungefähr konstant, nachdem ein Wert von $\approx 2.4 \times 10^{-4}$ bei $t = 1 \text{ Myr}$ erreicht worden ist. Der Anteil der Transfereffizienz in kinetische Energie an der gesamten Transfereffizienz beträgt nur 4% während der H-MS-Lebensdauer. Im Gegensatz zur Ionisationsenergie und zur thermischen Energie nimmt die Transfereffizienz in kinetische Energie nach Beginn der WC-Phase nicht ab, sie erreicht am Ende der Simulation einen Wert von 11%.

Der Vergleich der Abbildungen 4.16 und 4.17 zeigt deutlich die Auswirkungen des stellaren Windes auf die Energietransfereffizienz. Die Transfereffizienz in Ionisationsenergie und folglich auch die gesamte Transfereffizienz sind im windlosen Modell höher. Während der H-MS-Entwicklung betragen die Werte der Transfereffizienz in Ionisationsenergie für das Modell mit Wind ungefähr 70% der Werte des windlosen Modells, die gesamte Transfereffizienz des Modells mit Wind erreicht 77% des Wertes des Modells ohne Wind. Am Ende der Simulation ist die gesamte Transfereffizienz im Modell ohne Wind $\approx 10\%$ niedriger.

Einen Überblick über die numerischen Ergebnisse liefern die Tabellen 4.1 und 4.2. Die Tabelle 4.1 enthält die numerischen Werte für die kinetische Energie (E_k), die Ionisationsenergie von Wasserstoff (E_i) sowie die thermische Energie des kalten ($E_{t, \text{ kalt}}$), warmen ($E_{t, \text{ warm}}$) und heißen ($E_{t, \text{ heiß}}$) Gases sowohl für das Modell mit stellarem Wind als auch für das windlose Modell. In Tabelle 4.2 angegeben sind die Werte für die Transfereffizienzen in kinetische Energie (ϵ_k), Ionisationsenergie (ϵ_i) und thermische Energie (ϵ_t) am Ende der Simulation.

Tabelle 4.2: Energietransfereffizienzen am Ende der Simulation

Modell	ϵ_k ($\times 10^{-4}$)	ϵ_i ($\times 10^{-4}$)	ϵ_t ($\times 10^{-4}$)
ohne Wind	2.4	14.8	5.5
mit Wind	5.6	8.9	12.6

Analytische Ergebnisse

Mit den in den Kapiteln 2.2.1 und 2.2.2 aufgeführten Gleichungen werden zuerst für die pure HII-Region die in ihr gespeicherte Ionisationsenergie (E_i), die thermische Energie des warmen Gases (E_t) sowie die kinetische Energie der expandierenden Schale (E_k) berechnet. Desweiteren wird die Effizienz des Energietransfers nach

$$\epsilon = \frac{E}{\tau \langle L_{Lyc} \rangle} \quad (4.1)$$

berechnet. Die entsprechenden Werte für die kombinierte SWB/HII-Region ergeben sich bei der analytischen Berechnung dann aus der Summe der Werte für die HII-Region sowie der kinetischen Energie (Gl. 2.10) und der thermischen Energie (Gl. 2.8) des Gases in der SWB.

Für die Temperatur in der HII-Region gilt näherungsweise $T_{II} = 8000$ K, die Anzahldichte von Wasserstoffatomen im umgebenden Gas ist $n_0 = 20 \text{ cm}^{-3}$. Damit ist die isotherme Schallgeschwindigkeit in der HII-Region $c_{S,II} = 1.15 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$. Da der analytische Ansatz die zeitabhängigen Veränderungen der stellaren Parameter nicht berücksichtigt, werden zur Berechnung zeitliche Mittelwerte für die Effektivtemperatur $\langle T_{\text{eff}} \rangle$ sowie für die Leuchtkraft $\langle L_{Lyc} \rangle$ verwendet. Mit $\langle T_{\text{eff}} \rangle = 3.94 \times 10^4 \text{ K}$, $\langle L_{Lyc} \rangle = 1.77 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, dem Rekombinationskoeffizienten für Wasserstoff in Level 2 und höher $\alpha_B = 3.37 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ sowie dem Alter des Sterns $\tau = 3.22 \text{ Myr}$ ergibt sich mit den Gleichungen 2.13, 2.14 und 2.15:

$$\begin{aligned} E_k &= 6.9 \times 10^{49} \text{ erg}, \\ E_i &= 9.1 \times 10^{50} \text{ erg}, \\ E_t &= 1.4 \times 10^{50} \text{ erg}. \end{aligned}$$

Für die Effizienz des Energietransfers in die einzelnen Energieformen ergibt sich dann mit Gleichung 4.1 und den oben angegebenen Werten:

$$\begin{aligned} \epsilon_k &= 3.9 \times 10^{-4}, \\ \epsilon_i &= 5.1 \times 10^{-3}, \\ \epsilon_t &= 7.7 \times 10^{-4}. \end{aligned}$$

Die analytischen Werte, die für die pure HII-Region berechnet wurden, entsprechen den numerischen Werten des Modells ohne Wind. Vergleicht man die jeweiligen Werte der kinetischen Energie, so muss dabei beachtet werden, dass der analytische Wert nur eine Abschätzung der

Obergrenze ist. Der numerische Wert der kinetischen Energie beträgt zum Ende der Simulation nur 65% des analytischen Wertes. Daher ist ein numerischer Wert von 62% des analytischen Wertes für die Energietransfereffizienz in kinetische Energie als gute Übereinstimmung zu werten.

Für die Energietransfereffizienz in thermische Energie sind die Abweichungen sogar geringer. Der numerische Wert beträgt ungefähr 71% des analytischen Wertes. Wie in Abbildung 4.17 dargestellt, wächst der numerische Wert der Energietransfereffizienz in thermische Energie zu Beginn der WR-Phase an und hat zum Ende der Simulation einen etwas höheren Wert als am Ende der H-MS-Lebensdauer. Der analytische Wert hingegen wurde berechnet, ohne zeitabhängige Änderungen der stellaren Parameter zu berücksichtigen. Diese Änderungen sind gering im Vergleich mit denen der Energietransfereffizienz in Ionisationsenergie. Deshalb ist für die Ionisationsenergie ein analytischer Wert, der das Dreifache des numerischen Wertes erreicht, akzeptabel.

Mit den oben diskutierten Werten können nun die analytischen Werte für die kinetische Energie, die Ionisationsenergie und die thermische Energie für das Modell mit stellarem Wind berechnet werden. Diese Werte werden separat für die SWB berechnet und zu den Werten der HII-Region addiert.

Der Mittelwert der stellaren Windleuchtkraft über die Lebensdauer des $85 M_{\odot}$ -Sterns beträgt $\langle L_W \rangle = 1.8 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Unter Verwendung der Gleichungen 2.8 und 2.10 sowie der Ergebnisse für das Modell ohne Wind ergibt sich für das Modell mit kombinierter HII-Region/SWB:

$$\begin{aligned} E_k &= 5.7 \times 10^{50} \text{ erg}, \\ E_i &= 9.1 \times 10^{50} \text{ erg}, \\ E_t &= 9.7 \times 10^{50} \text{ erg}. \end{aligned}$$

In der analytischen Beschreibung der SWB wird die Ionisationsenergie vernachlässigt, daher ist ihr Wert unverändert zu dem Modell ohne Wind. Für das numerische Modell ist die Ionisationsenergie für das Modell mit stellarem Wind sogar niedriger als im windlosen Modell (vgl. Abb. 4.14). Daher ist die Abschätzung, die für die analytische Beschreibung gemacht wird, hinreichend genau.

Für das Modell mit stellarem Wind ergeben sich die Energietransfereffizienzen wie folgt:

$$\epsilon = \frac{E}{\tau (\langle L_{Lyc} \rangle + \langle L_w \rangle)} \quad (4.2)$$

Damit ergibt sich aus Gleichung 4.2 und den oben genannten Werten:

$$\begin{aligned} \epsilon_k &= 3.1 \times 10^{-3}, \\ \epsilon_i &= 5.0 \times 10^{-3}, \\ \epsilon_t &= 5.4 \times 10^{-3}. \end{aligned}$$

Die analytischen Werte für die Energietransfereffizienz in kinetische Energie und in thermische Energie sind obere Grenzen, da die analytische Beschreibung die Kühlung in der heißen Blase vernachlässigt. Die kinetische Energie, die im Modell mit Wind im System gespeichert ist, ist 2.3 mal höher als im windlosen Modell aber immer noch 81% niedriger als der analytische Maximalwert. Diese Werte entsprechen den Erwartungen, da sich aus Gleichung 2.6, welche den

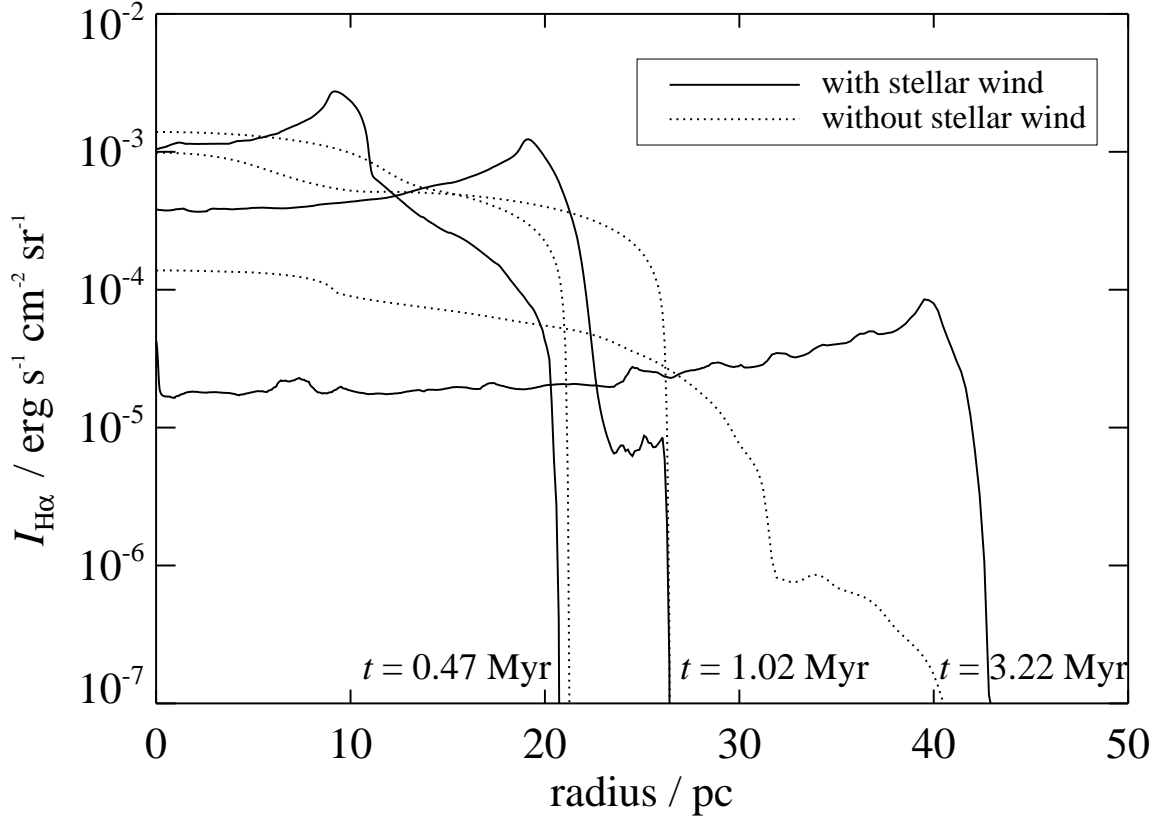


Abbildung 4.18: Winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensität für das $85 M_{\odot}$ -Modell mit und ohne stellaren Wind zu drei verschiedenen Zeitpunkten.

zeitabhängigen Radius der SWB darstellt, 55.5 pc am Ende der Lebensdauer des $85 M_{\odot}$ -Sterns ergeben im Gegensatz zu einem numerischen Wert von $\approx 42 \text{ pc}$. Die thermische Energie, die am Ende der Simulation im System gespeichert ist, ist im Modell mit Wind zweimal höher als im windlosen Modell, der numerische Wert beträgt 27% des analytischen Wertes.

4.1.3 Vorhersagen zur Beobachtung

Zum Vergleich mit Beobachtungsdaten wurden für die numerischen Ergebnisse winkelgemittelte Intensitätsprofile für $H\alpha$ und weiche Röntgenemission berechnet.

Die $H\alpha$ -Emission wurde gemäß der Tabelle („case B“) in Osterbrock (1989) berechnet, wobei die Temperaturabhängigkeit mit einem $T_{\text{II}}^{-0.92}$ -Fit berechnet wurde. Desweiteren wurde die Absorption vernachlässigt und für einen Wasserstoffionisationsgrad $\leq 10^{-4}$ wurde die Emission gleich Null gesetzt (s. Freyer et al. 2003).

Abbildung 4.18 zeigt das winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensitätsprofil zu drei unterschiedlichen Zeitpunkten. Zum Vergleich sind die $H\alpha$ -Intensitätsprofile der Modellrechnungen ohne stellaren Wind ebenfalls angegeben.

Bei $t = 0.47$ Myr füllt die SWB ein Volumen bis zu einem Radius von 9 pc aus und ist von einer dichten HII-Schale mit einer Dicke von mehr als 2 pc umgeben (vgl. Abb. 4.3). Das H α -Profil von SWB und Schale erreicht sein Intensitätsmaximum von $2.7 \times 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ bei 9 pc, die Intensität nimmt zum Rand hin zu. Für größere Radien fällt die H α -Intensität stark ab und fällt bei einem Radius von 21 pc auf Null.

Die gepunktete Kurve des windlosen Modells erreicht bei $t = 0.47$ Myr die höchste winkelgemittelte H α -Intensität von $1.4 \times 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ im Zentrum. Der Verlauf der Kurve entspricht dem des Modells mit stellarem Wind bei Radien größer als der SWB-Radius, aber die H α -Intensität ist etwas höher und der Radius der HII-Region ist größer als im Modell mit Wind.

Für das Modell mit Wind erreicht die H α -Leuchtkraft $3.3 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ und für das windlose Modell $3.5 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$.

Zum Zeitpunkt $t = 1.02$ Myr (s. Abb. 4.5) zeigt das $85 M_{\odot}$ -Modell mit Wind die stärkste Strukturbildung in der kombinierten SWB/HII-Region, wie bereits in § 4.1.1 diskutiert. Die SWB ist auf eine radiale Größe von 19 pc angewachsen und die winkelgemittelte H α -Intensität erreicht einen Wert von $1.2 \times 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$.

Im Modell ohne stellaren Wind erreicht der Wert für die ersten Parsecs $\approx 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Bei einem Radius von 20 pc erreicht die winkelgemittelte H α -Intensität noch immer $\approx 4 \times 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, fällt aber nach ≈ 24.5 pc steil ab.

Bei $t = 1.02$ Myr besitzen beide Modelle einen ähnlichen Strömgrenradius von ≈ 26.3 pc, wo die winkelgemittelte H α -Intensität auf Null abfällt. Die integrierten Werte betragen für das Modell mit Wind $1.3 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ und für das windlose Modell $2.4 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$.

Das dritte Paar von Kurven stellt die H α -Intensität zum Zeitpunkt $t = 3.22$ Myr dar. Das heiße Material der SWB ist am Ende der stellaren Lebensdauer strukturiert. Eingebettete Klumpen sind in den äußeren Bereichen der SWB bei Radien ≥ 25 pc zu finden. Von evaporierten Klumpen stammendes Material ist in der gesamten SWB verteilt. Bei einem Radius von 40 pc erreicht die H α -Intensität ihr Maximum von $8.5 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Dieser Radius entspricht dem Radius der verbleibenden HII-Region. Aus der Abbildung 4.12 ist ersichtlich, dass das photoionisierte Gas sich bis zu einem maximalen Radius von ungefähr 42 pc erstreckt, aber in den äußersten Regionen fingerartige Strukturen gebildet hat. Daher beträgt der Wert der winkelgemittelten H α -Intensität $7 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ bei einem Radius von 40 pc und fällt bei 42 pc auf einen Wert von lediglich $1 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ab.

Für die ersten ≈ 10 pc erreicht das windlose Modell eine winkelgemittelte H α -Intensität von $1.4 \times 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Mit wachsendem Radius fällt dieser Wert langsam ab. Die Werte des windlosen Modells sind für Radien kleiner als ≈ 26 pc höher als die Werte des Modells mit stellarem Wind, z.B. betragen die Werte bei einem Radius von ≈ 10 pc $8.9 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ und $1.8 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, bei 24.5 pc sind es $3.6 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ für das windlose Modell und $2.8 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ für das Modell mit Wind.

Am Ende der Lebensdauer des Modellsterns beträgt der Strömgrenradius im Modell ohne Wind lediglich ≈ 31 pc, für Radien bis zu ≈ 35 pc ist das frühere HII-Gas rekombiniert, da die Lymancontinuum-Leuchtkraft am Ende der Lebensdauer des Sterns stark abfällt. Aufgrund der höheren Werte in den inneren Bereichen der HII-Region erreicht die integrierte H α -Intensität des

windlosen Modells $3.7 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$, für das Modell mit stellarem Wind beträgt der entsprechende Wert $7.3 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$.

Die Abbildung 4.18 zeigt, dass die Massenverteilung innerhalb der kombinierten SWB/HII-Region einen deutlich sichtbaren Einfluss auf die gemessene $H\alpha$ -Intensität hat. Die winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensität hat einen stark ausgeprägten Peak beim Radius der SWB-Schale, also dort, wo die Dichte des ionisierten Gases am höchsten ist. Für größere Radien nimmt die $H\alpha$ -Emission ab und fällt beim Passieren der Ionisationsfront auf Null ab. Durch die fingerartige Struktur der HII-Region unterscheidet sich der Verlauf der Kurve bei $t = 1.02 \text{ Myr}$ deutlich von dem bei $t = 0.47 \text{ Myr}$, wo die HII-Region unstrukturiert ist. Der Vergleich der drei verschiedenen Entwicklungsstadien zeigt, dass mit der Expansion der kombinierten SWB/HII-Region die Werte der winkelgemittelten $H\alpha$ -Intensität abnehmen.

Nazé et al. (2002) haben Blasen um O-Sterne in N44 beobachtet. Für den N44 F-Nebel mit seiner klassischen Ringnebelmorphologie haben sie einen ionisierenden Fluss von $1.4 \times 10^{49} \text{ Photonen s}^{-1}$ gemessen, das ist ungefähr die Hälfte der Photonen, die vom $85 M_{\odot}$ -Stern emittiert werden. Aufgrund der niedrigeren Leuchtkraft und einer Umgebungsdichte von $\approx 30 \text{ cm}^{-3}$, also höher als in den hier vorgestellten Modellen, erreicht die Blase von N44 F bei einem Alter von $2.7 \times 10^5 \text{ yr}$ einen Radius von ungefähr 5.3 pc .

Die Röntgenemission im Energieintervall von 0.5 keV bis 3.0 keV wurde mit dem Programm von Raymond & Smith (1977) für die kosmische chemische Zusammensetzung (Allen 1973) berechnet. Für Temperaturen unter 10^5 K ist die Emission gleich Null gesetzt, wie schon bei der $H\alpha$ -Intensität wird auch für die Röntgenintensität die Absorption vernachlässigt.

In der Abbildung 4.19 sind die winkelgemittelten, weichen Röntgenintensitätsprofile im Energiebereich von 0.5 bis 3.0 keV für das $85 M_{\odot}$ -Modell zu drei unterschiedlichen Zeitpunkten dargestellt: 1. Bei $t = 0.47 \text{ Myr}$, die SWB-Schale hat die höchste Dichte erreicht (s. Abb. 4.3). 2. Bei $t = 3.06 \text{ Myr}$ (s. Abb. 4.11) hat die am Beginn der WC-Phase abgestoßene Schale das gesamte SWB-Material in eine Schale komprimiert. 3. Bei $t = 3.22 \text{ Myr}$, am Ende der stellaren Lebensdauer (vgl. Abb. 4.12).

Die Momentaufnahmen bei 0.47 Myr und 3.22 Myr lassen sich mit der $H\alpha$ -Intensitätsverteilung vergleichen. Bei einem Alter von $t = 0.47 \text{ Myr}$ wird der höchste Wert der winkelgemittelten, weichen Röntgenintensität von $2.2 \times 10^{-7} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ im Zentrum der SWB erreicht. Mit zunehmendem Radius nimmt der Wert der winkelgemittelten, weichen Röntgenintensität ab, bei einem Radius von 3.8 pc wird ein Wert von $1.9 \times 10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ erreicht. In der Nähe der X-Achse befinden sich bei einem Radius von $4.1 - 4.6 \text{ pc}$ einige eingebettete Klumpen, daher steigt der Wert der winkelgemittelten, weichen Röntgenintensität auf $\geq 2 \times 10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Mit weiter anwachsendem Radius fällt die winkelgemittelte, weiche Röntgenintensität stark ab, der nächste Peak der Kurve bei 7.9 pc wird von einem weiteren eingebetteten Klumpen verursacht. Hinter diesem Klumpen erreicht die winkelgemittelte, weiche Röntgenintensität ihren minimalen Wert von $4.4 \times 10^{-9} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ bei einem Radius von 8.5 pc . Bei 8.8 pc , wo das SWB-Material die begrenzende Schale berührt, steigt die winkelgemittelte, weiche Röntgenintensität auf $8.8 \times 10^{-9} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ an.

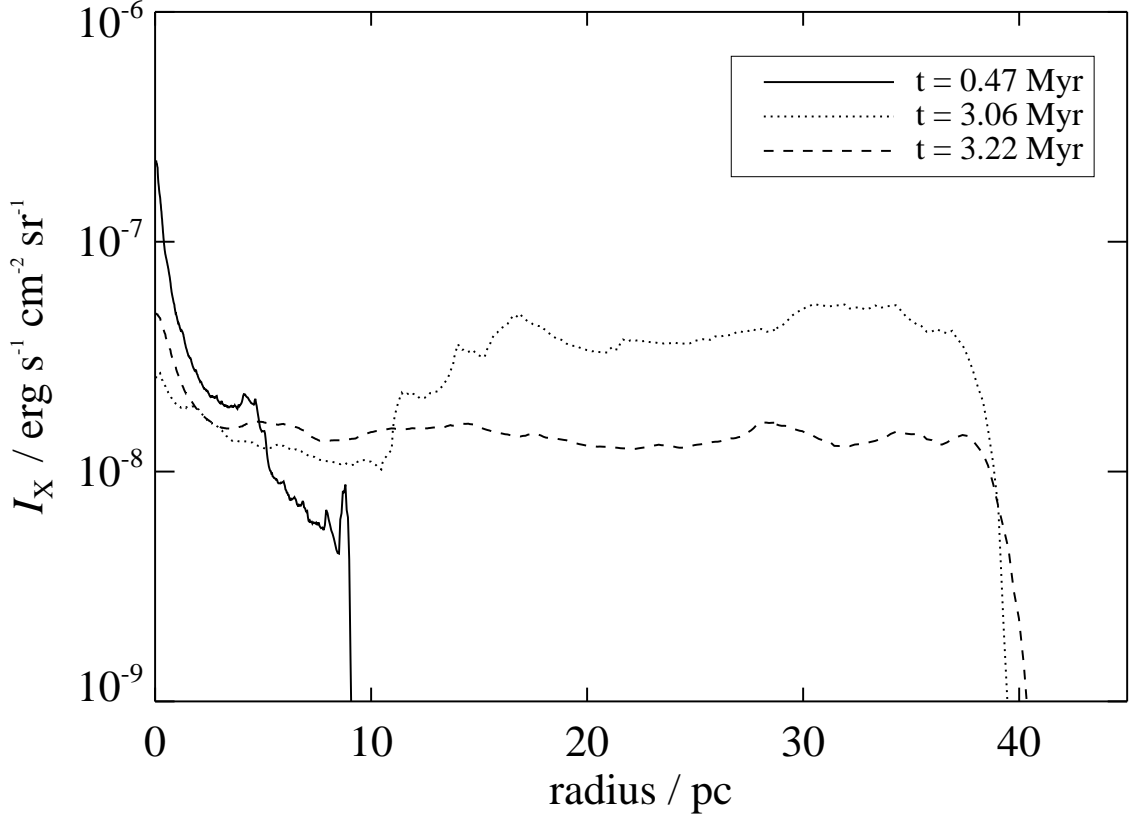


Abbildung 4.19: Winkelgemittelte, weiche (0.5 – 3.0 keV) Röntgenleuchtkraft für das $85 M_{\odot}$ -Modell für drei verschiedene Entwicklungsstadien.

Die weiche Röntgenleuchtkraft erreicht bei $t = 0.47$ Myr einen Wert von $\approx 1 \times 10^{37}$ erg s $^{-1}$.

Die Kurve der winkelgemittelten, weichen Röntgenintensität in Abbildung 4.19 bei $t = 3.06$ Myr beginnt bei einem Wert von 2.7×10^{-8} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ sr $^{-1}$ und fällt sehr schnell auf einen Wert von $\approx 2 \times 10^{-8}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ sr $^{-1}$ ab. Bei einem Radius von 10 pc ist ein minimaler Wert von 1.0×10^{-8} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ sr $^{-1}$ erreicht. Die Struktur dieser Kurve für Radien ≤ 21 pc wird nur vom freien stellaren Wind beeinflusst, die rückwärtige Stoßfront befindet sich zu diesem Zeitpunkt bei einem Radius von ≈ 21 pc. Der Klumpen, der sich bei ≈ 21 pc nahe der X-Achse befindet, ist in der Abbildung 4.11 deutlich sichtbar. Die winkelgemittelte, weiche Röntgenintensität steigt mit zunehmendem Radius an, da die winkelgemittelte Dichte zunimmt. Bei einem Radius von 31 pc wird für $t = 3.06$ Myr das globale Maximum der winkelgemittelten, weichen Röntgenintensität bei einem Wert von 5.4×10^{-8} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ sr $^{-1}$ erreicht. Bei 37 pc beträgt der Wert 4.1×10^{-8} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ sr $^{-1}$, nach 39 pc, wo das HII-Gas dominiert, fällt die winkelgemittelte, weiche Röntgenintensität auf Null ab.

Nach dem Beginn der WC-Phase bei $t = 3.06$ Myr erreicht die weiche Röntgenleuchtkraft einen Wert von 7.8×10^{36} erg s $^{-1}$.

Bei $t = 3.22$ Myr, dem Ende der Lebensdauer des Modellsterns, startet die winkelgemittelte, weiche Röntgenintensität im Zentrum mit einem Wert von $4.9 \times 10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Nachdem die Zone des freien Sternenwindes bei ≈ 9 pc passiert ist, erreicht die winkelgemittelte, weiche Röntgenintensität $\approx 1.5 \times 10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ und bleibt annähernd konstant. Bei Radien ≥ 40 pc, wo nur noch HII-Gas zu finden ist, fällt die winkelgemittelte, weiche Röntgenintensität auf Null ab.

Am Ende der Lebensdauer des Modellsterns bei $t = 3.22$ Myr beträgt der Wert der weichen Röntgenleuchtkraft im Energiebereich von 0.5 bis 3.0 keV integriert über die gesamte SWB/ HII-Region $7.0 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$.

Die Leuchtkraft im weichen Röntgenlicht ist in dem diskutierten Modell höher als die von Townsley et al. (2003) beobachteten Werte von $L_x \simeq 3.4 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ für das diffuse Gas im Omega-Nebel (M17) und $L_x \simeq 6 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ im Rosettennebel. Die Emission von weicher Röntgenstrahlung in beiden Nebeln soll ihren Ursprung in schnellen O-Stern Winden haben. Für die WR-Sterne, die von Foellmi et al. (2003) untersucht wurden, beträgt die gemessene Röntgenleuchtkraft zwischen $6.6 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ und $1.3 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$.

Von Freyer et al. (2003) wurde bereits diskutiert, dass die Temperaturen in den hier diskutierten Modellen, wie auch in anderen numerischen Simulationen, zu hoch sind und daher die Leuchtkraft im weichen Röntgenlicht zu hoch angenommen wird.

4.2 Modell der kombinierten Struktur von SWB und HII-Region eines $15 M_{\odot}$ -Sterns

4.2.1 Dynamische Entwicklung und Strukturbildung in der Umgebung des $15 M_{\odot}$ -Sterns

Die Entwicklung der kombinierten Struktur von SWB und HII-Region um den $15 M_{\odot}$ -Modellstern ist in den Abbildungen 4.20 bis 4.31 mit jeweils drei farbkodierten Plots dargestellt. Wie in § 4.1 zeigt der obere Plot die Dichte des zirkumstellaren Gases zusammen mit dem Geschwindigkeitsfeld. In der SWB wurden die Pfeile, welche Betrag und Richtung der Gasgeschwindigkeit anzeigen, der Übersichtlichkeit wegen weggelassen. Der mittlere Plot enthält die farbkodierte Darstellung der Gastemperatur und der untere Plot gibt den Ionisationsgrad des Wasserstoffs wieder.

Die Entwicklung während der Hauptreihenphase

In der Abbildung 4.20 zeigen alle drei farbkodierten Plots einen Bereich von $\approx 4.5 \text{ pc} \times 4.5 \text{ pc}$ um den Modellstern, der sich im Ursprung des Koordinatensystems befindet, zum Zeitpunkt $t = 1.0 \times 10^4 \text{ yr}$ (nach Erreichen der H-MS). Die SWB hat eine radiale Größe von $\approx 0.5 \text{ pc}$ erreicht (s. Abb. 4.20, oben und Mitte), der Strömngrenradius beträgt $\approx 3.3 \text{ pc}$, wie in dem mittleren und unteren Plot der Abbildung 4.20 gut zu erkennen ist. Der freie Sternwind wird komprimiert, indem er die rückwärtige Stoßfront bei $r \approx 0.09 \text{ pc}$ passiert. Dabei wird das Material auf etwa 10^8 K aufgeheizt.

Hinter der rückwärtigen Stoßfront hat das Gas eine Geschwindigkeit von ca. 1000 km s^{-1} , mit zunehmendem Radius verringert sich die Geschwindigkeit. Direkt vor der SWB-Schale bei $r \lesssim 0.45 \text{ pc}$ erreicht sie Werte von $\lesssim 100 \text{ km s}^{-1}$. Die SWB-begrenzende Schale besteht aus aufgesammeltem HII-Gas und erreicht eine geometrische Dicke von $\approx 0.4 \text{ pc}$. Die Dichte innerhalb der SWB beträgt einige $10^{-27} \text{ g cm}^{-3}$, die Dichte innerhalb der HII-Region ist die des umgebenden, ungestörten Mediums ($\rho_0 = 3.35 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$). Das HII-Gas wird zu diesem Zeitpunkt durch die Photoionisation der Wasserstoffatome auf $\approx 6600 \text{ K}$ geheizt (s. Abb. 4.20, Mitte). Da die HII-Region begonnen hat, in die zirkumstellare Umgebung mit $v \approx 5 \text{ km s}^{-1}$ zu expandieren, ist die Dichte des HII-Gases in den äußeren Bereichen der HII-Region etwas niedriger als ρ_0 und die Dichte in der Schale aus aufgesammeltem Material vor der Ionisationsfront (IF) ist, verglichen mit ρ_0 , um einige Prozent erhöht.

Die Abbildung 4.21 zeigt die Entwicklung der kombinierten SWB/HII-Region 0.1 Myr nachdem die H-MS erreicht wurde. Die IF befindet sich bei einem Radius von $r \approx 4.1 \text{ pc}$. Die Dichte in der umgebenden Schale aus aufgesammeltem Material beträgt jetzt ungefähr das Zehnfache der Umgebungsdichte, während sich die SWB-Schale auflöst. Diese befindet sich zwischen $1.4 \text{ pc} \lesssim r \lesssim 2.1 \text{ pc}$. Während der nächsten paar 10^4 yr wird ihre radiale Ausdehnung weiter zunehmen, gleichzeitig nimmt die Dichte weiter ab, bis die Werte der HII-Region erreicht sind.

Nachdem sich die SWB-begrenzende Schale aufgelöst hat, beginnt bei $t = 0.18 \text{ Myr}$ die Bildung einer zweiten Schale. Der Entstehungsmechanismus unterscheidet sich von dem für das $85 M_{\odot}$ -Modell bei $t = 1.02 \text{ Myr}$ diskutierten (vgl. § 4.1.1). Hier entsteht die zweite Schale durch die nach außen abnehmende Expansionsgeschwindigkeit in der HII-Region. Dadurch bildet sich

ab $t = 0.18$ Myr ein Dichteunterschied innerhalb der HII-Region heraus. Während bei Radien von 1.83 pc und 4.18 pc die Gasdichte $1.82 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ beträgt, wird bei einem Radius von 3.45 pc ein Wert von $2.14 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ erreicht (Werte und Radien jeweils bei $\alpha = 45^\circ$ gemessen), die Gasdichte in der Schale ist also fast 16% höher als vor und hinter dieser Struktur.

Der größte Dichtekontrast wird bei $t = 0.29$ Myr erreicht. Abbildung 4.22 zeigt die Entwicklung der kombinierten SWB/HII-Region, die Schale befindet sich zu diesem Zeitpunkt bei einem Radius von $r = 3.7$ pc. Mit einer Gasdichte von $1.77 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ hat die Struktur eine beinahe um 80% höhere Dichte als das Gas bei $r = 2.96$ pc (gemessen bei $\alpha = 45^\circ$). Mit der weiteren Expansion der SWB verringert sich der Dichtekontrast, bis bei $t = 0.75$ Myr die Struktur vollständig aufgelöst ist, wie Abbildung 4.23 zu entnehmen ist.

Ohne eine begrenzende Schale expandiert die SWB in die HII-Region und schließt photoionisiertes Material ein. Die radiale Größe der SWB ist nicht mehr eindeutig definiert, da wegen der fehlenden begrenzenden Schale und aufgrund der turbulenten Bewegung des SWB-Materials die äußeren Bereiche der SWB stark strukturiert sind. Diese Strukturierung der SWB ist sowohl im farbkodierten Dichteplot (Abb. 4.24, oben) als auch im Temperaturplot (Abb. 4.24, Mitte) gut erkennbar. Der mittlere Radius der SWB beträgt ungefähr 4.0 – 4.5 pc. Das von der SWB eingeschlossene HII-Gas wird zu Klumpen komprimiert, aufgrund des Temperaturgradienten evaporieren diese Klumpen. Diese Situation wird sowohl vom Dichteplot als auch vom Temperaturplot in Abbildung 4.24 ($t = 1.0$ Myr) illustriert. Zu diesem Zeitpunkt hat die IF einen Radius von $r \approx 10$ pc erreicht. Die geometrische Dicke der aufgesammelten Schale vor der IF ist auf ≈ 1 pc angewachsen (s. Abb. 4.24, oben und Mitte).

Während der verbleibenden H-MS-Lebensdauer entwickelt sich die kombinierte Struktur von SWB und HII-Region ohne bemerkenswerte Ereignisse. Die HII-Region expandiert weiterhin in das noch ungestörte, zirkumstellare Medium. Die SWB expandiert in die HII-Region hinein. Die Abbildung 4.25 zeigt die Situation bei $t = 5$ Myr, in Abbildung 4.26 ist die Entwicklung für $t = 10.0$ Myr geplottet. Im Alter von $t = 11.584$ Myr endet das Wasserstoffbrennen im Kern des $15 M_{\odot}$ -Modellsterns und der Stern entwickelt sich zu einem BSG.

Die Entwicklung während der BSG- und RSG-Phase

Die Abbildung 4.27 zeigt die Entwicklung bei $t = 11.59$ Myr, d.h. während des BSG-Stadiums. Zu diesem Zeitpunkt erreichen die Effektivtemperatur und die Leuchtkraft des $15 M_{\odot}$ -Modellsterns die höchsten Werte (s. Abb. 3.3). Der mittlere Radius der SWB beträgt ungefähr 15 pc, die IF befindet sich bei einem Radius von $r \approx 37$ pc. Die die IF umgebende Schale aus aufgesammeltem Material hat eine geometrische Dicke von ≈ 9 pc erreicht und expandiert noch immer mit $\approx 2 \text{ km s}^{-1}$ in das ungestörte, umgebende Medium.

Bei einem Alter von 11.61 Myr (s. Abb. 4.28) hat sich der $15 M_{\odot}$ -Stern zu einem RSG entwickelt. Die großen Änderungen in den zeitabhängigen stellaren Parametern, die mit dieser Entwicklung einhergehen, sind in Abbildung 3.3 offensichtlich. Da in dieser Entwicklungsstufe des Modellsterns die wasserstoffionisierende Leuchtkraft nahezu ausgeschaltet ist, beginnt das Gas in der ehemaligen HII-Region zu rekombinieren. Der H-Ionisationsgrad im unteren Plot der Abbildung 4.28 ($t = 11.61$ Myr) erreicht zu diesem Zeitpunkt im Inneren der HII-Region einen Wert von ≈ 0.9 .

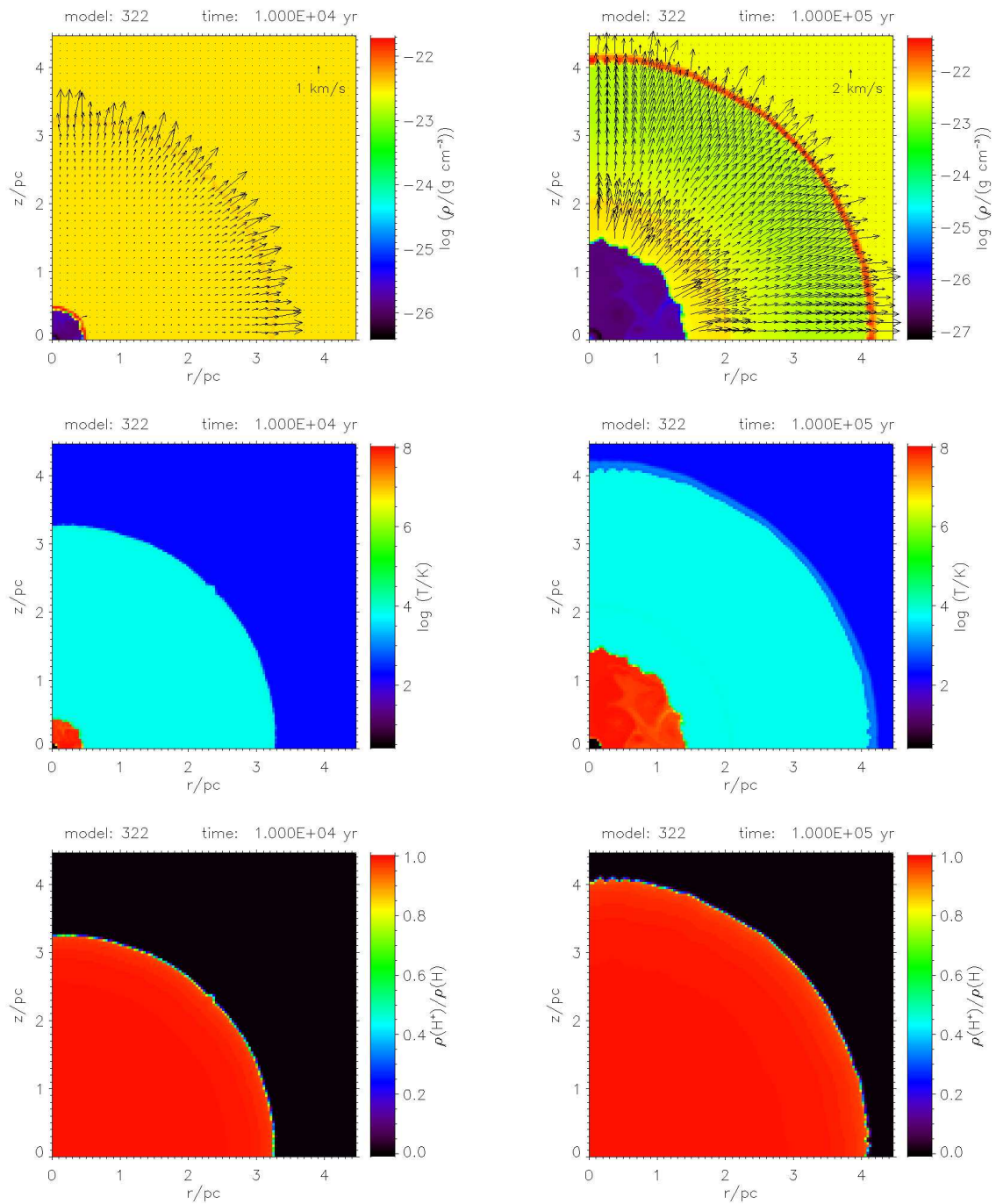


Abbildung 4.20: Gasdichte mit Geschwindigkeitsfeld (oben), Temperatur (Mitte) und Ionisationsgrad des Wasserstoffs (unten) zum Zeitpunkt $t = 1.0 \times 10^4$ yr. Alle drei Plots zeigen die inneren ≈ 4.5 pc \times 4.5 pc des Rechenbereichs. Details siehe Text.

Abbildung 4.21: Wie Abb. 4.20, bei $t = 0.1$ Myr.

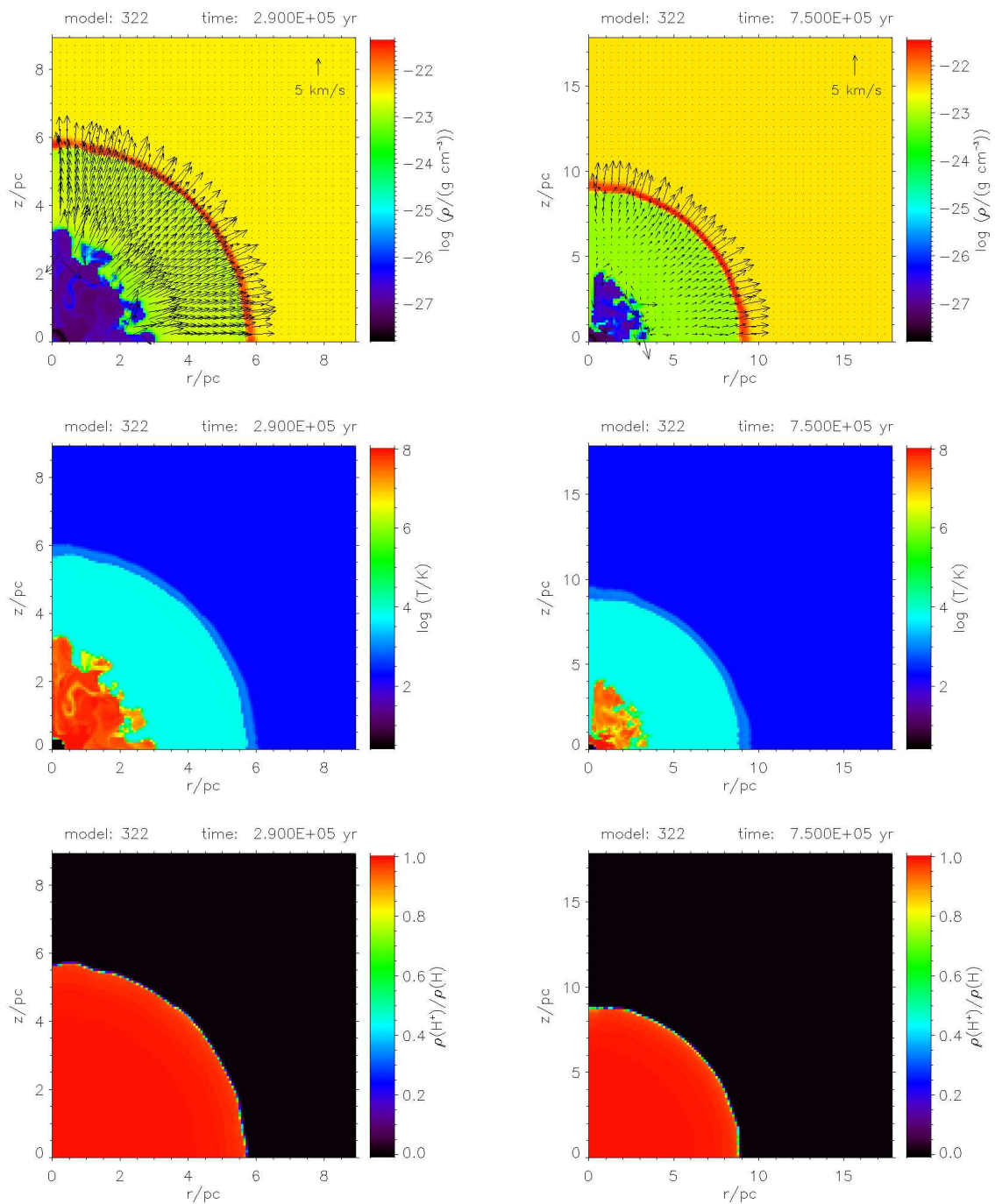


Abbildung 4.22: Wie Abb. 4.20, bei $t =$ Abbildung 4.23: Wie Abb. 4.20, bei $t =$
 0.29 Myr. Alle drei Plots zeigen die inneren 0.75 Myr. Alle drei Plots zeigen die inneren
 $\approx 9\text{ pc} \times 9\text{ pc}$ des Rechenbereichs. $\approx 18\text{ pc} \times 18\text{ pc}$ des Rechenbereichs.

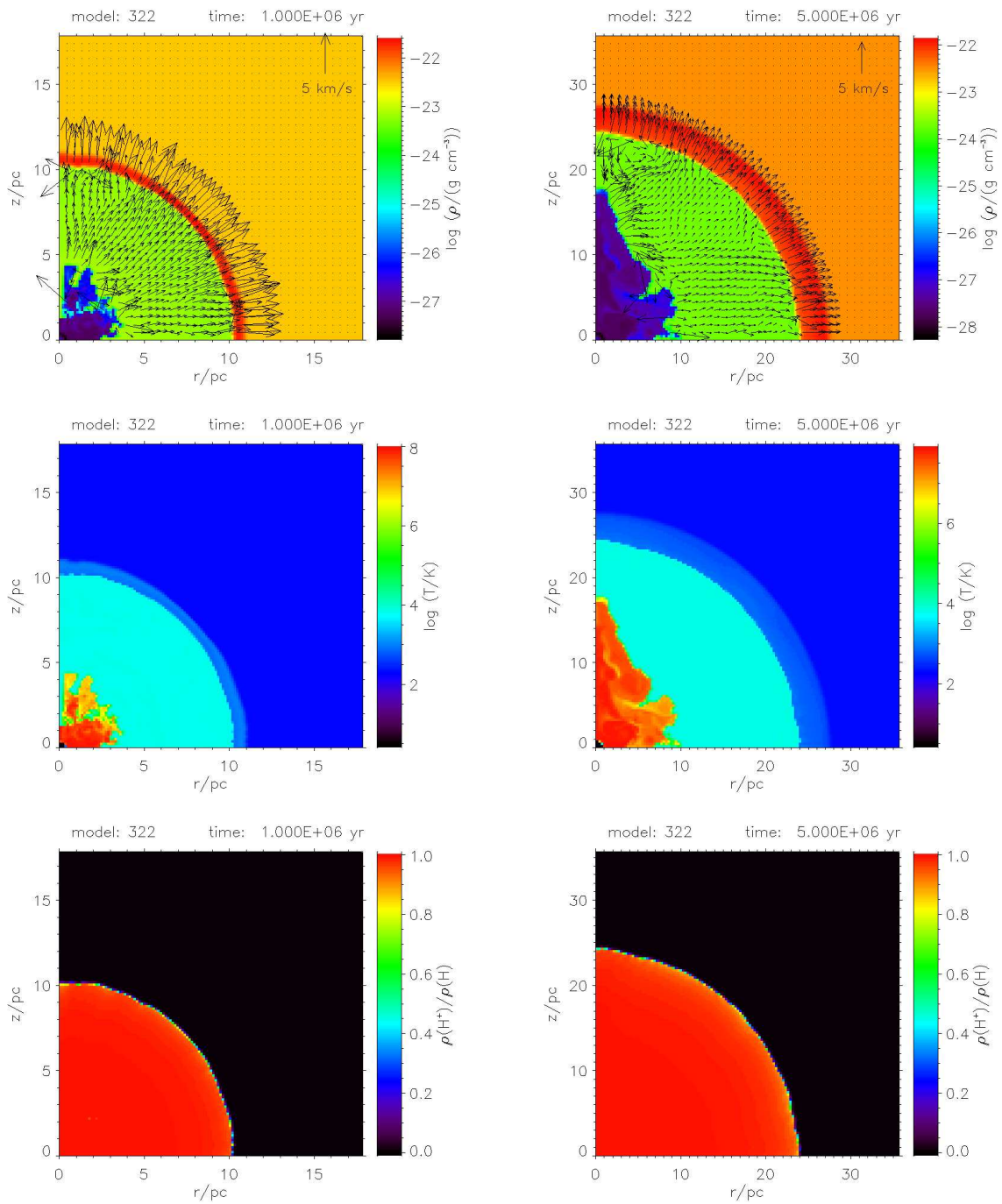


Abbildung 4.24: Wie Abb. 4.20, bei $t = 1.0$ Myr.

Abbildung 4.25: Wie Abb. 4.20, bei $t = 5.0$ Myr. Alle drei Plots zeigen die inneren ≈ 36 pc \times 36 pc des Rechenbereichs.

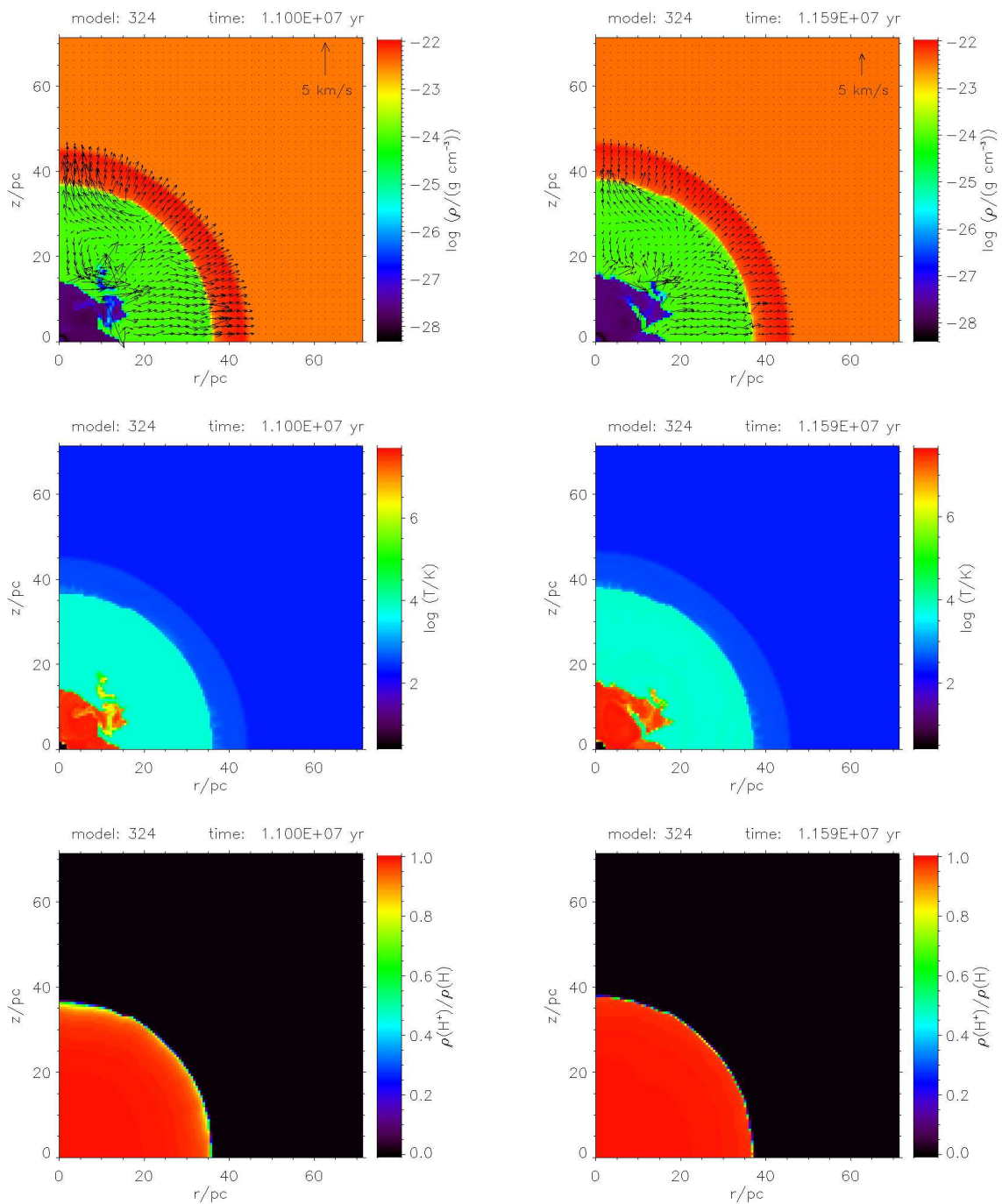


Abbildung 4.26: Wie Abb. 4.20, bei $t =$ Abbildung 4.27: Wie Abb. 4.20, bei $t =$
 10.0 Myr. Alle drei Plots zeigen die inneren 11.59 Myr, während der BSG-Phase.
 $\approx 72 \text{ pc} \times 72 \text{ pc}$ des Rechenbereichs.

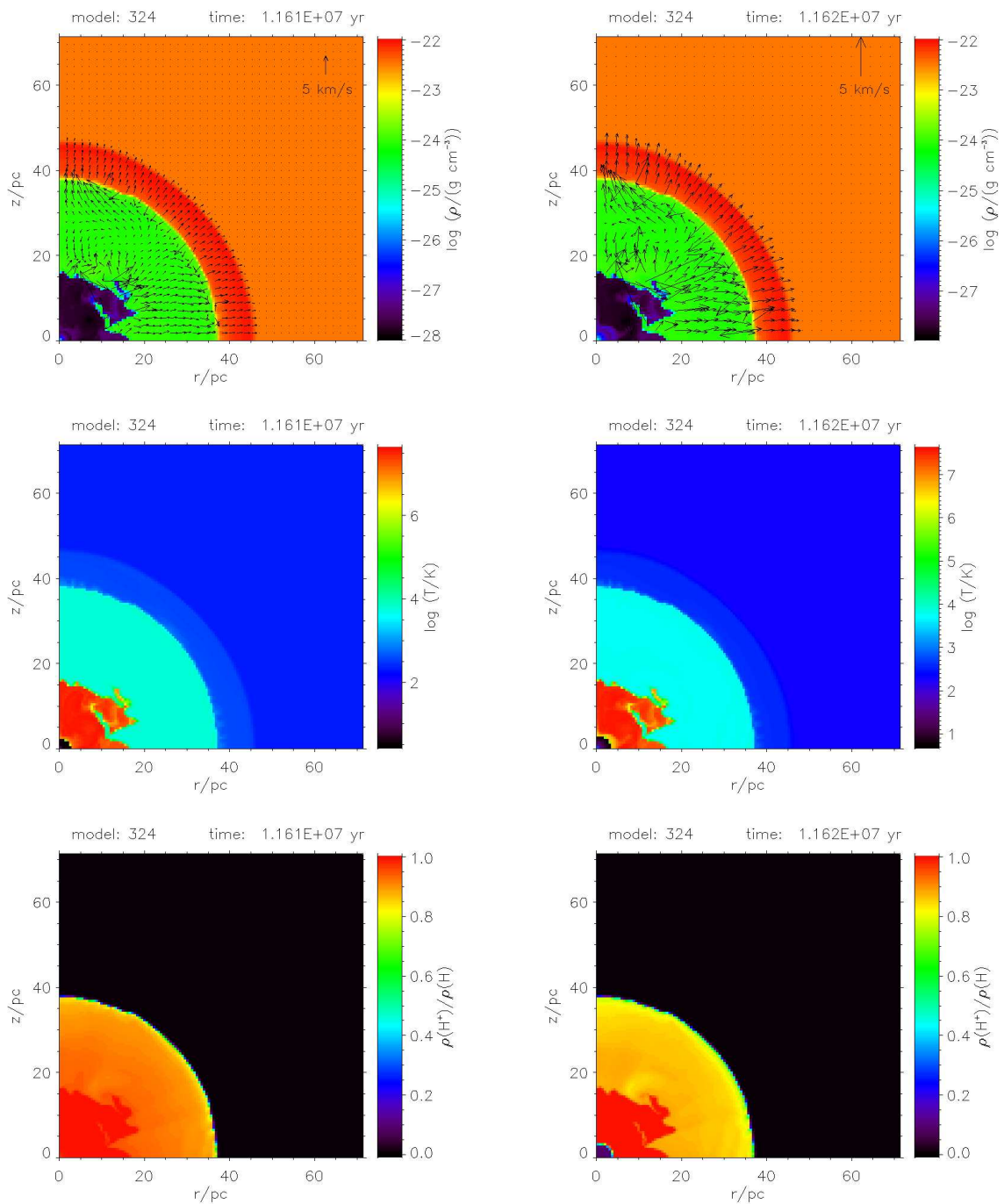


Abbildung 4.28: Wie Abb. 4.20, bei $t = 11.61$ Myr, zu Beginn des RSG-Stadiums.

Abbildung 4.29: Wie Abb. 4.20, bei $t = 11.62$ Myr.

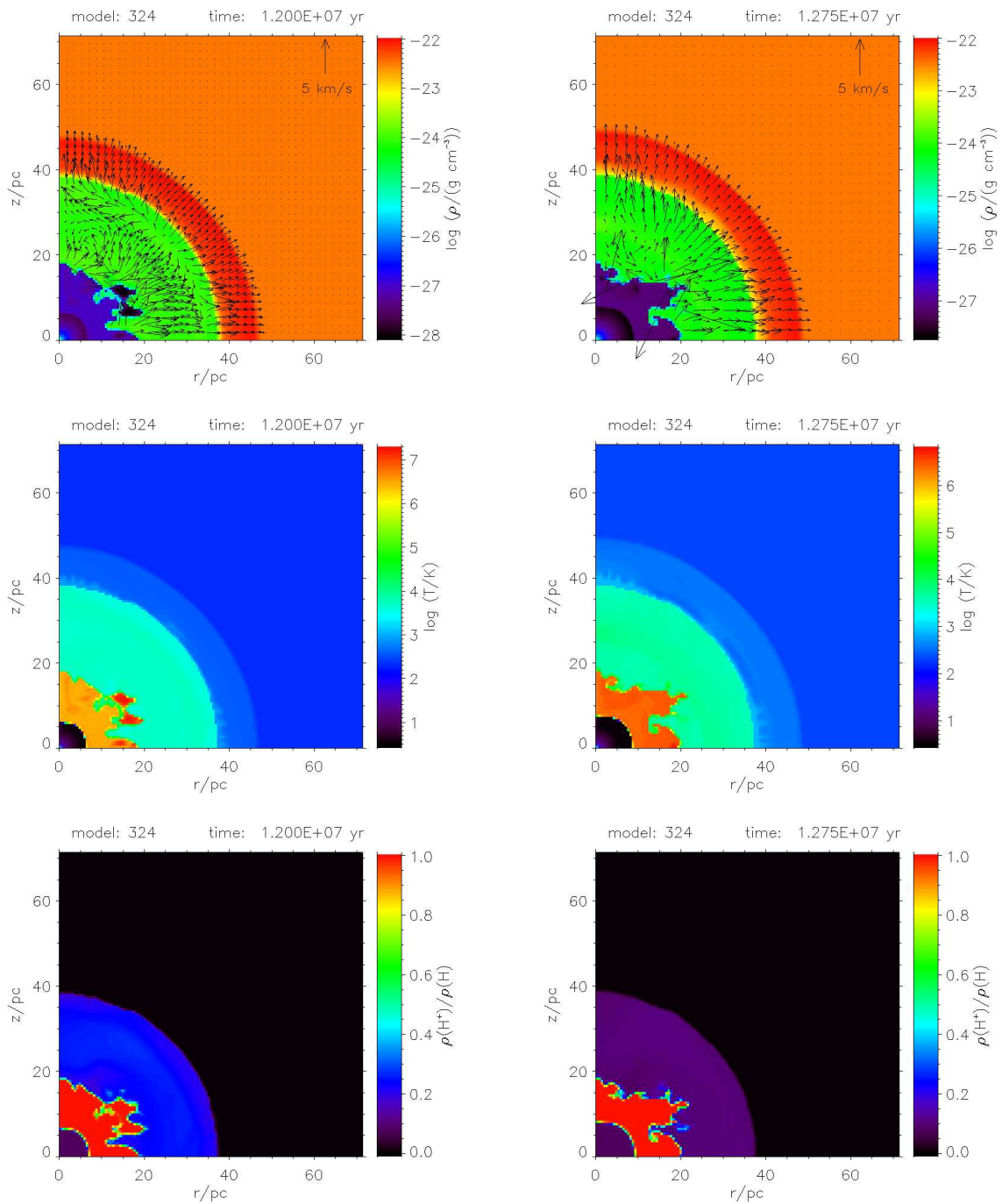


Abbildung 4.30: Wie Abb. 4.20, bei $t = 12.0$ Myr, während des RSG-Stadiums.

Abbildung 4.31: Wie Abb. 4.20, bei $t = 12.75$ Myr, dem Ende der stellaren Lebensdauer.

In allen drei Plots der Abbildung 4.29 ($t = 11.62$ Myr) ist der dichte, kalte RSG-Wind klar erkennbar. Bei $t = 11.62$ Myr ist das Volumen bis zur rückwärtigen Stoßfront, die sich bei einem Radius von $r \approx 3$ pc befindet, mit dem kalten RSG-Wind ausgefüllt. Obwohl sowohl die Effektivtemperatur als auch die Windendgeschwindigkeit geringer sind als während der H-MS- und BSG-Phasen (vgl. Abb. 3.3), wächst der Radius der rückwärtigen Stoßfront an, da die mechanische Windleuchtkraft aufgrund der enormen Massenverlusten während des RSG-Stadiums ihre höchsten Werte erreicht. Beim Passieren der rückwärtigen Stoßfront wird der RSG-Wind auf $\approx 5 \times 10^6$ K geheizt, im Temperaturplot in der Mitte von Abbildung 4.29 ist die Schicht des RSG-Windes um die rückwärtige Stoßfront herum gut erkennbar. Der Wasserstoffionisationsgrad in der ehemaligen HII-Region ist auf einen Wert von ≈ 0.85 gefallen.

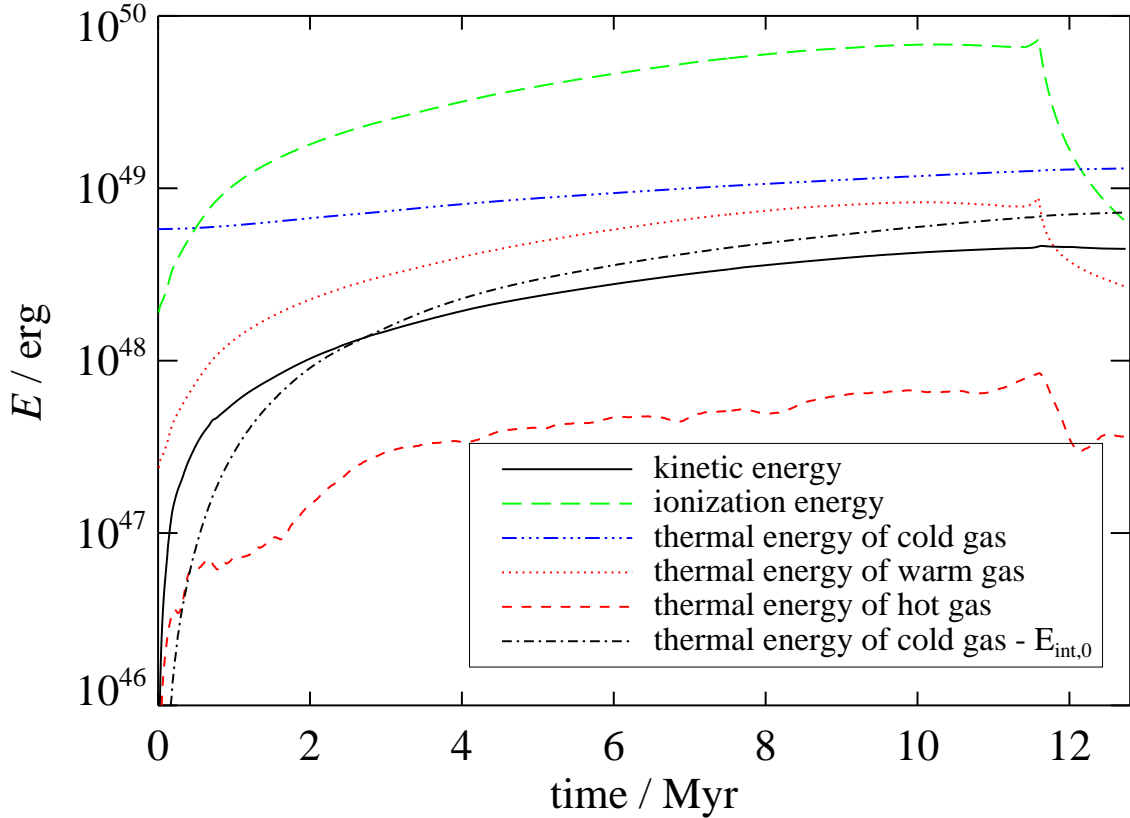
Zum Zeitpunkt $t = 12.0$ Myr ist der Wasserstoffionisationsgrad in der ehemaligen HII-Region auf einen Wert von ungefähr 0.2 gefallen (s. Abb. 4.30, unten). Da die Photoionisation der H-Atome hauptsächlich für die Heizung des Gases in der HII-Region verantwortlich ist, erreicht die Gastemperatur dort nur noch 4000 – 5000 K, abhängig vom lokalen Wasserstoffionisationsgrad. Die rückwärtige Stoßfront befindet sich bei einem Radius von $r = 6.5$ pc, die Temperatur in der SWB ist wegen der Vermischung mit dem dichten Material des RSG-Windes auf ungefähr 3×10^6 K gefallen. In den äußeren Bereichen der SWB, die einen mittleren Radius von 18 pc erreicht, sind einige Regionen noch immer vom RSG-Wind unbeeinflusst. In diesen Regionen beträgt die Temperatur noch immer $\approx 2 \times 10^7$ K, die Dichte ist ungefähr eine Größenordnung niedriger als in den inneren Bereichen der SWB.

Die Entwicklung der kombinierten Struktur von SWB und HII-Region am Ende der stellaren Lebensdauer bei $t = 12.75$ Myr zeigt die Abbildung 4.31. Der Radius der rückwärtigen Stoßfront erreicht zu diesem Zeitpunkt seine maximale Größe von nahezu 8.5 pc, da die mechanische Windleuchtkraft zu diesem Zeitpunkt ebenfalls ihren höchsten Wert erreicht (vgl. Abb. 3.3). Das Material der SWB ist in einem Volumen mit einem Radius von bis zu 18 – 20 pc verteilt. Die Temperatur im SWB-Material ist $\lesssim 3 \times 10^6$ K, außer in einer kleinen Region nahe der r-Achse bei 18 pc $\lesssim r \lesssim 19$ pc, wo die Temperatur noch immer einen Wert von ungefähr 6×10^6 K und die Dichte lediglich die Hälfte des mittleren Wertes für die SWB erreicht. Der Wasserstoffionisationsgrad in der ehemaligen HII-Region ist $\lesssim 0.1$. Daher erreichen die Temperaturen abhängig vom lokalen H-Ionisationsgrad Werte von 3800 K $\lesssim T \lesssim 4500$ K. Der Radius der IF ist etwas größer als 38 pc und die Schale aus aufgesammeltem Material vor der IF hat eine geometrische Dicke von mehr als 10 pc erreicht. Weil die Temperatur in der ehemaligen HII-Region signifikant abgenommen hat, ist auch der Druck, den die IF auf die umgebende Schale ausübt, geringer geworden. Deswegen ist die Dichte des aufgesammelten Materials vor der IF am Ende der stellaren Lebensdauer ebenfalls niedriger als vorher (s. Abb. 4.31, oben).

4.2.2 Energietransfer in das Interstellare Medium

Numerische Ergebnisse

Der gesamte Energiegehalt des zirkumstellaren Gases in der Umgebung des $15 M_{\odot}$ -Modellsterns ist als Funktion der Zeit in Abbildung 4.32 geplottet. Die Ionisationsenergie (13.6 eV pro ionisiertem H-Atom) ist als lang-gestrichelte Linie gegeben, die durchgezogene Linie gibt die kinetische Energie des Gases im Rechenbereich an. Thermische Energie wird separat für „kaltes Gas“ mit

Abbildung 4.32: Energieverteilung im $15 M_{\odot}$ -Modell.

$T \leq 10^3$ K (gestrichelt-gepunktete Linie), für „warmes Gas“ mit 10^3 K $< T < 10^5$ K (gepunktete Linie) und für „heißes Gas“ mit $T \geq 10^5$ K angegeben. Die Temperaturen im Bereich des „heißen Gases“ werden typischerweise erreicht, wenn das Material des freien Sternwindes die rückwärtige Stoßfront passiert. Die Temperatur in der HII-Region beträgt ungefähr 8000 K, d.h. das photoionisierte Gas wird dem „warmen Gas“ zugerechnet. Die Kurven der Ionisationsenergie und der thermischen Energie des warmen Gases zeigen das gleiche Verhalten, da fast das gesamte „warme Gas“ durch Photoionisation von H-Atomen produziert wird und die Ionisationsenergie in der heißen Blase vernachlässigbar ist. Da die thermische Energie des kalten Gases die interne Energie des ursprünglich ungestörten Umgebungsmediums bei $t = 0$ yr beinhaltet, ist zusätzlich die Differenz dieser beiden Energien angegeben.

Die Ionisationsenergie ist während der H-MS-Lebensdauer, der BSG-Phase und der anfänglichen RSG-Phase die dominante Energieform. Nachdem die H-ionisierende Leuchtkraft mit dem Einsetzen der RSG-Phase nahezu ausgeschaltet wird, rekombiniert das photoionisierte Gas der HII-Region. Deshalb ist die Ionisationsenergie, nachdem der Stern sich zu einem RSG entwickelt hat, drastisch reduziert. Die thermische Energie des kalten Gases löst die Ionisationsenergie als dominante Energieform während des RSG-Stadiums ab.

Die Differenz zwischen Ionisationsenergie und thermischer Energie des warmen Gases beträgt ≈ 0.9 dex während der H-MS- und der BSG-Phase, während der RSG-Phase verringert sich die Differenz auf $\approx 0.4-0.6$ dex. Die thermische Energie des warmen Gases startet mit 2.4×10^{47} erg, zur selben Zeit erreicht die Ionisationsenergie einen Wert von 1.9×10^{48} erg. Nach 2 Myr sind diese Werte auf 1.8×10^{49} erg für die Ionisationsenergie sowie auf 2.3×10^{48} erg für die thermische Energie des warmen Gases gestiegen. Während der H-MS-Phase steigen beide Kurven sanft an und erreichen bei einem Alter von $t = 11.58$ Myr, nachdem der Stern das BSG-Stadium erreicht hat, das jeweilige globale Maximum. Zu diesem Zeitpunkt erreicht die Ionisationsenergie einen Wert von 7.3×10^{49} erg, mit dem Einsetzen der RSG-Phase bricht der Wert ein und beträgt am Ende der stellaren Lebensdauer (bei $t = 12.75$ Myr) 6.4×10^{48} erg. Die thermische Energie des warmen Gases erreicht zu diesem Zeitpunkt 2.7×10^{48} erg.

Die durchgezogene Kurve in Abbildung 4.32 repräsentiert die kinetische Energie des zirkumstellaren Gases. Zum Zeitpunkt $t = 0.1$ Myr erreicht die kinetische Energie einen Wert von 5.9×10^{46} erg und nimmt mit dem Expandieren der kombinierten Struktur von SWB und HII-Region weiter zu. Bei $t = 2.0$ Myr erreicht die kinetische Energie bereits einen Wert von 1.0×10^{48} erg, dieser steigt bis zum Ende der H-MS-Lebensdauer weiter an. Mit der Entwicklung des $15 M_{\odot}$ -Modellsterns zum BSG bei $t = 11.58$ Myr ist das globale Maximum der kinetischen Energie erreicht. Während des RSG-Stadiums bleibt die kinetische Energie bei einem Wert von 4.6×10^{48} erg nahezu konstant bis zum Ende der stellaren Lebensdauer bei $t = 12.75$ Myr.

Mit dem Einsetzen der Produktion von heißem Gas an der rückwärtigen Stoßfront steigt die thermische Energie des heißen Gases steil an. Nach $t = 0.1$ Myr ist ein Wert von 2.1×10^{46} erg erreicht. Da die Massenverlustrate während der H-MS-Lebensdauer langsam ansteigt (vgl. Abb. 3.3), erreicht die thermische Energie des heißen Gases bei $t = 2.0$ Myr einen Wert von ungefähr 1.5×10^{47} erg. Weil sich das kalte, dichte Material des RSG-Windes mit dem heißen Gas der H-MS-SWB vermischt, reduziert sich die Temperatur in der SWB während der RSG-Phase. Daher verringert sich der Wert der thermischen Energie des heißen Gases signifikant.

Die thermische Energie des kalten Gases startet mit einem Wert von 5.8×10^{48} erg, da sie die interne Energie des ungestörten Umgebungsmediums beinhaltet. Mit der Expansion der HII-Region wird das vor der IF aufgesammelte Material komprimiert und dabei auf eine Temperatur von $T \lesssim 700$ K geheizt. Da die Temperaturen in der die IF umgebenden Schale zum Bereich des kalten Gases gehören, nimmt die thermische Energie des kalten Gases so lange zu, wie die IF expandiert und dabei umgebendes Material aufammelt.

Die Abbildung 4.33 zeigt einen Vergleich zwischen dem $15 M_{\odot}$ -Modell mit stellarem Wind und dem entsprechenden Modell, das ohne stellaren Wind gerechnet wurde. Da der Sternwind des $15 M_{\odot}$ -Modellsterns viel schwächer ist als der Sternwind massereicherer Sterne (vgl. § 4.1), stammt ein geringerer Anteil der kinetische Energie, die im System gespeichert ist, von der Expansion der SWB. Das Verhältnis der kinetischen Energien der Modelle mit und ohne stellaren Wind ist $\gtrsim 1$ während des größten Teils der stellaren Lebensdauer, bleibt aber < 1.1 nach $t = 0.29$ Myr. Das Verhältnis der kinetischen Energien für die massereicheren Sterne, die höhere mechanische Windleuchtkräfte besitzen, erreicht signifikant höhere Werte und fällt niemals auf Werte unter 1 ab.

Zwischen einem Alter von $t = 0.75$ Myr und $t = 3.28$ Myr ist die kinetische Energie im

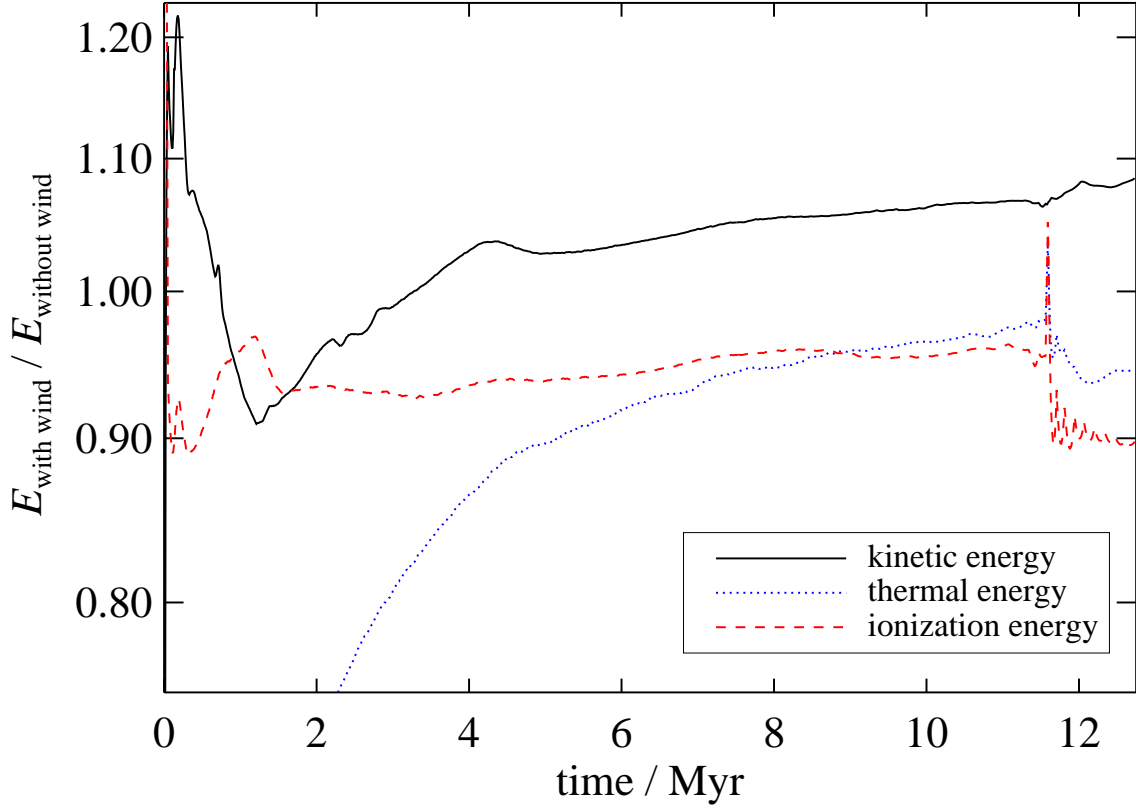


Abbildung 4.33: Verhältnis der Energien der $15 M_{\odot}$ -Modelle mit und ohne stellaren Wind.

windlosen Modell größer, das Verhältnis der kinetischen Energien im Modell mit Sternwind zu dem windlosen Modell nimmt ab, bis ein minimaler Wert von 0.91 bei $t = 1.24$ Myr erreicht ist. Während dieser Periode ist der Radius der IF im windlosen Modell größer als im Modell mit Sternwind. Die IF-umgebende Schale aus aufgesammeltem Umgebungsmaterial hat eine größere geometrische Dicke und enthält mehr Material als im Modell ohne stellaren Wind. Die zusätzliche kinetische Energie des SWB-Materials im Modell mit Sternwind ist geringer als die kinetische Energie des zusätzlich ausgesammelten Materials im windlosen Modell. Da der mittlere Radius der SWB im Modell mit Sternwind ungefähr die Hälfte des IF-Radius' bei $t = 1.24$ Myr erreicht, ist das HII-Gas zu diesem Zeitpunkt auf ein kleineres Volumen beschränkt als im windlosen Modell. Daher ist die Dichte im Inneren der HII-Region im Modell mit stellarem Wind höher. Da die Rekombinationszeit mit zunehmender Dichte abnimmt, ist die Anzahl ionisierter H-Atome im Modell mit Wind geringer. Deswegen ist der Wert der Ionisationsenergie im Modell mit stellarem Wind geringer als im windlosen Modell.

Nach einem Alter von $t = 3.28$ Myr ist die kinetische Energie im Modell mit Wind größer als im windlosen Modell, da die Massenverlustrate während der H-MS-Lebensdauer ansteigt. Weil die Menge des SWB-Materials kontinuierlich wächst und wegen des abnehmenden Unterschieds

in der Menge des von der IF aufgesammelten Materials, steigt das Verhältnis der kinetischen Energien beider Modelle bis zum Ende der stellaren Lebensdauer bei $t = 12.75$ Myr bis auf einen Wert von 1.09 an.

Das Verhältnis der thermischen Energien in den Modellen mit und ohne Wind erreicht zu Beginn der Simulation einen Wert von 0.2, da erstens die Menge des aufgesammelten Materials vor der IF, das durch Kompression auf mehrere Hundert Grad Kelvin aufgeheizt wird, im windlosen Modell größer ist. Zweitens ist auch die Menge an HII-Gas im Modell ohne Wind größer und drittens ist die Dichte in der SWB im Modell mit Sternwind so niedrig, dass die thermische Energie in der heißen SWB insignifikant ist im Vergleich der thermischen Energien, kurz nachdem der $15 M_{\odot}$ -Stern die H-MS erreicht hat. Bei $t = 3.28$ Myr ist das Verhältnis der thermischen Energien aufgrund der wachsenden SWB auf einen Wert von ungefähr 0.93 gestiegen. Bis zum Ende der H-MS-Lebensdauer bei $t = 11.58$ Myr steigt das Verhältnis der thermischen Energien auf einen Wert von ca. 0.98, da die Differenz in der Menge des aufgesammelten Gases vor der IF während der H-MS geringer wird und die Massenverlustrate und damit auch die Menge des heißen Gases in der SWB, ansteigt.

Während des kurzen BSG-Stadiums erreicht das Verhältnis der thermischen Energien im Modell mit Sternwind zu dem windlosen Modell bei einem Alter von $t = 11.59$ Myr seinen maximalen Wert von 1.03, da aufgrund der höheren Massenverlustrate und der höheren Windendgeschwindigkeit mehr Material als jemals zuvor die rückwärtige Stoßfront passiert und dabei aufgeheizt wird. Mit dem Beginn der RSG-Phase sinkt das Verhältnis der thermischen Energien der Modelle mit und ohne Wind auf Werte < 1 , da das Modell mit Sternwind aufgrund der kürzeren Rekombinationszeiten im dichteren photoionisierten Gas die Ionisationsenergie schneller verliert als das windlose Modell. Damit geht ebenfalls der Temperaturverlust in der HII-Region im Modell mit Wind schneller vonstatten als im windlosen Modell. Am Ende der stellaren Lebensdauer erreicht das Verhältnis der thermischen Energien der Modelle mit und ohne stellaren Wind einen Wert von 0.95.

Wie bereits oben diskutiert, ist die Dichte in der HII-Region im Modell mit Wind höher, da diese auf eine Schale um die SWB beschränkt ist. Daher ist die Rekombinationszeitskala kürzer und der Betrag der in der HII-Region gespeicherten Ionisationsenergie ist im Modell mit Sternwind geringer als im windlosen Modell. Der Effekt, dass das Verhältnis der Ionisationsenergien der Modelle mit und ohne Wind < 1 ist, ist ebenfalls bei den massereicheren Sternen aufgetreten (s. § 4.1). Das Verhältnis der Ionisationsenergien in den Modellen mit und ohne Wind ist für das $15 M_{\odot}$ -Modell 0.93 zur Zeit $t = 2.0$ Myr, bis zum Ende der H-MS-Lebensdauer steigt es leicht an. Bei einem Alter von $t = 11.59$ Myr, nachdem der Stern sich zu einem BSG entwickelt hat, erreicht das Verhältnis der Ionisationsenergien seinen maximalen Wert von 1.05. Nur während der kurzen Zeitspanne, die der $15 M_{\odot}$ -Modellstern im BSG-Stadium verbringt, ist die Ionisationsenergie, die in der kombinierten Struktur von SWB und HII-Region gespeichert ist, im Modell mit Sternwind höher als im windlosen Modell, da aufgrund der hohen Massenverlustrate des Sterns zu diesem Zeitpunkt die Ionisationsenergie in der SWB nicht vernachlässigbar ist. Nachdem der Stern das HRD von Blau nach Rot durchquert hat und das RSG-Stadium erreicht, geht die H-ionisierende Leuchtkraft sehr stark zurück (vgl. Abb. 3.3). Der Verlust der Ionisationsenergie geschieht wegen der kürzeren Rekombinationszeit im dichteren HII-Gas im Modell mit Sternwind schneller als im windlosen Modell. Zum Zeitpunkt $t = 11.61$ Myr ist das Verhältnis der Ionisationsenergien wieder < 1 . Am Ende der stellaren Lebensdauer beträgt das Verhältnis der Ionisationsenergien

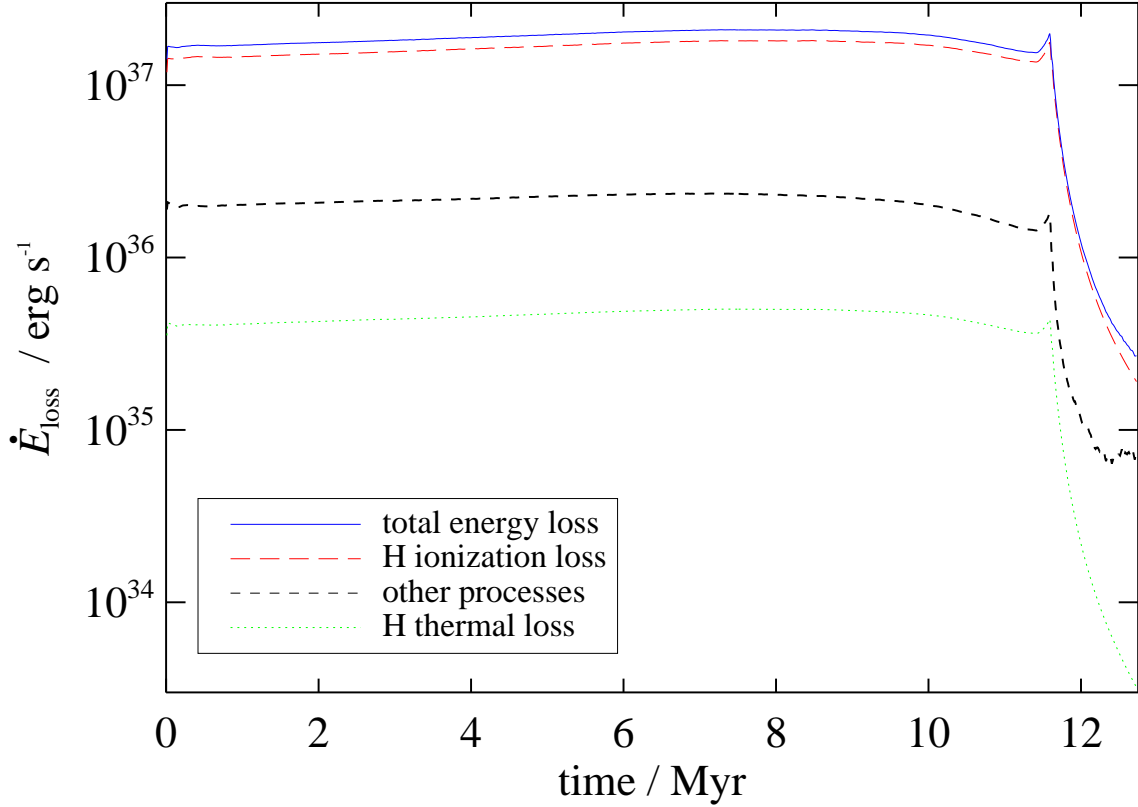


Abbildung 4.34: Energieverlust durch radiative Kühlung im $15 M_{\odot}$ -Modell mit Wind.

0.9.

Der Energieverlust durch radiative Kühlung ist in Abbildung 4.34 aufgetragen. Wie bereits für Abbildung 4.15 erläutert, ist „H ionization loss“ (gestrichelte, rote Kurve) der Verlust an Bindungsenergie, die bei der Rekombination in Level ≥ 2 von ionisierten H-Atomen abgestrahlt wird. „H thermal loss“ (gepunktete, grüne Kurve) ist die thermische Energie der Elektronen, die bei Rekombinationen verloren wird. Unter „other processes“ (gestrichelte, schwarze Kurve) werden andere Prozesse wie Bremsstrahlung und Emission in den Feinstrukturlinien (s. § 3.1.6) zusammengefasst. Die Kurve des Gesamtenergieverlusts durch radiative Kühlung ist mit „total energy loss“ (durchgezogene, blaue Kurve) bezeichnet. Der Verlauf der Kurven entspricht dem Verlauf der H-ionisierenden Photonenleuchtkraft in Abbildung 3.3.

Während der gesamten Entwicklungsdauer des $15 M_{\odot}$ -Sterns ist der Energieverlust durch den Verlust der thermischen Energie der Elektronen am niedrigsten. Zu Beginn der Simulation bei $t = 0.01$ Myr gehen durch diesen Prozess $3.5 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ verloren. Dieser Wert steigt bis $t = 1.0$ Myr auf $4.1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ an und bleibt während der gesamten H-MS-Entwicklung annähernd konstant. Am Ende der H-MS bei $t = 11.58$ Myr werden $4.4 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ abgestrahlt.

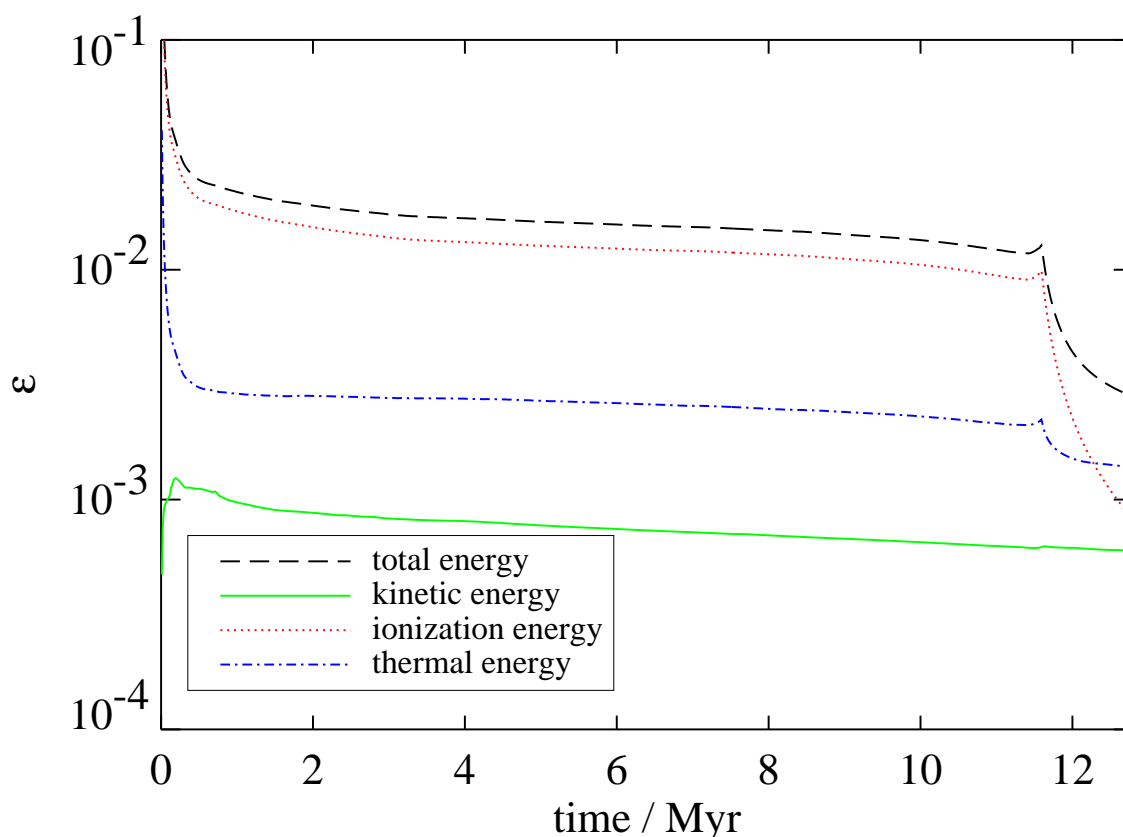


Abbildung 4.35: Energietransfereffizienz im $15 M_{\odot}$ -Modell mit Wind.

Nach einem kurzen Anstieg durch die LBV-Phase ist dieser Wert bei $t = 11.62$ Myr, am Anfang des RSG-Stadiums, auf $2.8 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ gefallen und nimmt weiter stark ab, bis er am Ende der Simulation bei $3.6 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ liegt.

Ungefähr 1 dex höher ist der Energieverlust durch die „other processes“. Zu Beginn der Simulation bei $t = 0.01$ Myr verliert das System durch diese Prozesse $1.9 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$, am Ende der H-MS bei $t = 11.58$ Myr sind es $1.8 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$, während der H-MS ist der Verlauf beinahe konstant. Während der LBV-Phase steigt der Energieverlust kurz an und fällt dann während der RSG-Phase stark ab. Am Ende der Simulation beträgt der Energieverlust durch die „other processes“ $7.3 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$.

Dominiert wird der Gesamtenergieverlust durch radiative Kühlung (blaue, durchgezogene Kurve) vom H-Ionisationsverlust (rote, gestrichelte Kurve). Während der H-MS ist die Differenz zwischen beiden $\approx 0.2 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Bei $t = 0.01$ Myr erreicht der Gesamtenergieverlust $1.4 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Dieser steigt während der H-MS leicht auf $1.9 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ an. Nach dem kurzen Anstieg durch die LBV-Phase fällt der Gesamtenergieverlust stark ab. Bei $t = 11.62$ Myr beträgt dieser Wert $1.3 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ und am Ende der Simulation lediglich $2.9 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$. Zu diesem Zeitpunkt ist der Anteil des H-Ionisationsverlusts am Gesamtenergieverlust $2.1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

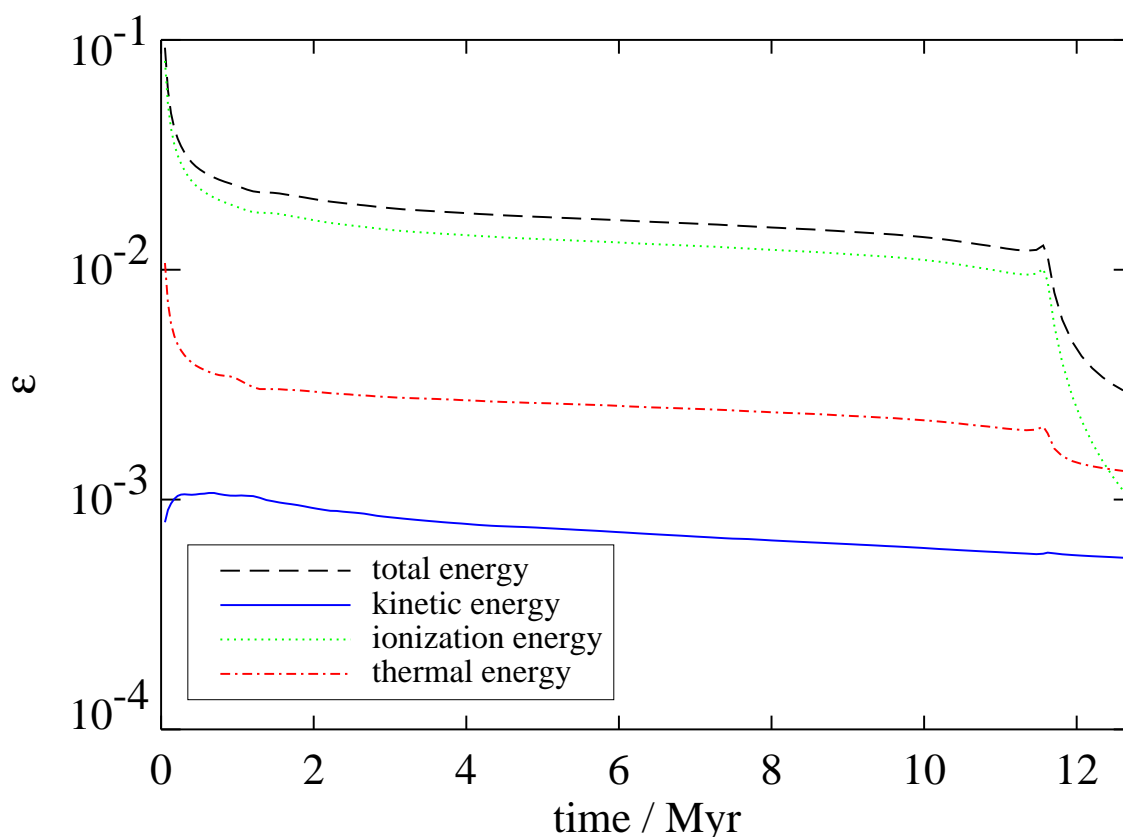


Abbildung 4.36: Energietransfereffizienz im $15 M_{\odot}$ -Modell ohne Wind.

Abbildung 4.35 zeigt die Transfereffizienzen in thermische Energie, kinetische Energie und Ionisationsenergie für das $15 M_{\odot}$ -Modell mit Sternwind. Die Transfereffizienz ist der kumulative Bruchteil der in das System eingetragenen Energie, die in eine bestimmte Energieform bis zum Zeitpunkt $t = \tau$ umgesetzt wurde, wobei τ das Alter des Sterns ist. „Total energy“, die gesamte Energietransfereffizienz, bezeichnet die Summe aus den Energietransfereffizienzen in kinetische Energie, thermische Energie und Ionisationsenergie.

Wie bereits für Abbildung 4.32 erläutert, steigt der Energiegehalt des zirkumstellaren Gases während der H-MS-Lebensdauer sehr sanft an. Die Energietransfereffizienz in Ionisationsenergie dominiert die gesamte Energietransfereffizienz während der H-MS-Lebensdauer und der BSG-Phase. Nach $t = 1.0$ Myr erreicht die gesamte Energietransfereffizienz einen Wert von 2.2×10^{-2} , die Transfereffizienz in Ionisationsenergie erreicht 1.8×10^{-2} . Die Transfereffizienz in thermische Energie liegt bei 2.9×10^{-3} und die Transfereffizienz in kinetische Energie hat einen Wert von lediglich 9.7×10^{-4} .

Am Ende der H-MS-Lebensdauer bei $t = 11.58$ Myr ist die gesamte Energietransfereffizienz leicht auf 1.3×10^{-2} zurückgegangen, die Transfereffizienz in Ionisationsenergie hat ebenfalls leicht abgenommen und erreicht einen Wert von 9.8×10^{-3} . Die weitere Entwicklung der Transfereffi-

Tabelle 4.3: Energiekomponenten am Ende der Simulation

Energieform	Modell mit Wind	Modell ohne Wind
$E_k (\times 10^{48} \text{ erg})$	4.5	4.1
$E_i (\times 10^{48} \text{ erg})$	6.4	7.2
$E_{t, \text{ kalt}} (\times 10^{48} \text{ erg})$	53.6	53.2
$E_{t, \text{ warm}} (\times 10^{48} \text{ erg})$	2.7	2.9
$E_{t, \text{ heiß}} (\times 10^{47} \text{ erg})$	3.6	0.0

Die thermische Energie des kalten Gases, $E_{t, \text{ kalt}}$, enthält die interne Energie des ursprünglich ungestörten Umgebungsgases ($5.8 \times 10^{48} \text{ erg}$). Dieser Wert muss subtrahiert werden, wenn der Input an thermischer Energie in das System betrachtet wird.

zienz wird von denselben Effekten verursacht, die bereits für Abbildung 4.32 diskutiert wurden. Nach einem Peak aufgrund der BSG-Phase nehmen alle Transfereffizienzen während der RSG-Phase ab. Nach $t = 12.29 \text{ Myr}$ ist der Wert, der von der Transfereffizienz in Ionisationsenergie erreicht wird, geringer als der Wert der Transfereffizienz in thermische Energie, die jetzt die gesamte Energietransfereffizienz dominiert. Aufgrund des starken Rückgangs der Transfereffizienz in Ionisationsenergie, die am Ende der stellaren Lebensdauer lediglich einen Wert von 8.7×10^{-4} erreicht, beträgt die gesamte Energietransfereffizienz zu diesem Zeitpunkt nur 2.9×10^{-3} . Die Transfereffizienz in kinetische Energie erreicht am Ende einen Wert von 6.0×10^{-4} und die Transfereffizienz in thermische Energie, die am Ende der stellaren Lebensdauer bei $t = 12.75 \text{ Myr}$ die gesamte Energietransfereffizienz dominiert, liegt bei 1.4×10^{-3} .

Zum Vergleich zeigt die Abbildung 4.36 die Transfereffizienzen für das windlose Modell. Im Gegensatz zu den massereicheren Sternen wird die gesamte Energietransfereffizienz nicht während der gesamten Lebensdauer des Sterns von der Transfereffizienz in Ionisationsenergie dominiert, sondern nur bis zu einem Alter von $t = 12.48 \text{ Myr}$. Zu diesem Zeitpunkt fällt die Transfereffizienz in Ionisationsenergie auf einen Wert ab, der kleiner ist als der von der Transfereffizienz in thermische Energie erreichte. Im oben diskutierten $15 M_{\odot}$ -Modell mit Sternwind dominiert die Transfereffizienz in thermische Energie die gesamte Energietransfereffizienz schon eher während der RSG-Phase, da der Verlust der Ionisationsenergie im Modell mit Wind schneller vonstatten geht.

Um einen Überblick über die numerischen Ergebnisse zu geben, enthält die Tabelle 4.3 die am Ende der Simulation, also am Ende der stellaren Lebensdauer des $15 M_{\odot}$ -Modellsterns, erreichten Werte für die kinetische Energie (E_k), die Ionisationsenergie (E_i) und die thermische Energie des kalten Gases ($E_{t, \text{ kalt}}$), des warmen Gases ($E_{t, \text{ warm}}$) und des heißen Gases ($E_{t, \text{ heiß}}$) sowohl für das Modell mit Sternwind als auch für das windlose Modell. Die Tabelle 4.4 enthält die am Ende der numerischen Rechnungen ermittelten Werte für die Energietransfereffizienzen in kinetische Energie (ϵ_k), in Ionisationsenergie (ϵ_i) und in thermische Energie (ϵ_t) für die Modelle mit und ohne stellaren Wind.

Tabelle 4.4: Energietransfereffizienzen am Ende der Simulation

Modell	ϵ_k ($\times 10^{-4}$)	ϵ_i ($\times 10^{-4}$)	ϵ_t ($\times 10^{-4}$)
ohne Wind	5.6	10.9	13.3
mit Wind	6.0	8.7	13.9

Analytische Ergebnisse

Mit den in Kapitel 2.2.1 und 2.2.2 aufgeführten Gleichungen werden zuerst für die pure HII-Region die in ihr gespeicherte Ionisationsenergie (E_i), die thermische Energie des warmen Gases (E_t) in der HII-Region sowie die kinetische Energie der expandierenden Schale (E_k) berechnet. Desweiteren wird die Effizienz des Energietransfers nach Gleichung 4.1 berechnet. Die entsprechenden Werte für die kombinierte SWB/HII-Region ergeben sich bei der analytischen Berechnung dann aus der Summe der Werte für die HII-Region sowie der kinetischen Energie (Gl. 2.10) und der thermischen Energie (Gl. 2.8) des Gases in der SWB.

Für die Temperatur in der HII-Region gilt näherungsweise $T_{\text{II}} = 8000$ K, die Anzahldichte von H-Atomen im umgebenden Gas ist $n_0 = 20 \text{ cm}^{-3}$. Damit ergibt sich für die isotherme Schallgeschwindigkeit in der HII-Region $c_{\text{S,II}} = 1.15 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$. Da der analytische Ansatz die zeitabhängigen Veränderungen der stellaren Parameter nicht berücksichtigt, werden zur Berechnung zeitliche Mittelwerte für die Effektivtemperatur $\langle T_{\text{eff}} \rangle$ sowie für die Leuchtkraft $\langle L_{\text{Lyc}} \rangle$ verwendet. Mit $\langle T_{\text{eff}} \rangle = 2.61 \times 10^4$ K, $\langle L_{\text{Lyc}} \rangle = 1.85 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, dem Rekombinationskoeffizienten für Wasserstoff in Level 2 und höher $\alpha_{\text{B}} = 3.37 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ sowie dem Alter des Sterns $\tau = 12.75$ Myr ergibt sich mit den Gleichungen 2.13, 2.14 und 2.15:

$$\begin{aligned} E_k &= 9.2 \times 10^{48} \text{ erg}, \\ E_i &= 9.3 \times 10^{49} \text{ erg}, \\ E_t &= 1.4 \times 10^{49} \text{ erg}. \end{aligned}$$

Für die Effizienz des Energietransfers in die einzelnen Energieformen ergibt sich dann mit Gleichung 4.1 und den oben angegebenen Werten:

$$\begin{aligned} \epsilon_k &= 1.24 \times 10^{-3}, \\ \epsilon_i &= 1.25 \times 10^{-2}, \\ \epsilon_t &= 1.89 \times 10^{-3}. \end{aligned}$$

Die analytische Beschreibung basiert auf einigen groben Abschätzungen und kann die zeitabhängigen Änderungen der stellaren Parameter nicht berücksichtigen, wie bei einem Vergleich zwischen numerischen und analytischen Werten für die Transfereffizienzen deutlich wird. Die analytische Transfereffizienz in thermische Energie weicht lediglich um einen Faktor 1.4 von dem entsprechenden numerischen Wert ab, der analytische Wert der Transfereffizienz in kinetische Energie ist das 2.2-fache des numerischen Wertes. Die größte Differenz besteht zwischen dem analytischen und dem numerischen Wert für die Transfereffizienz in Ionisationsenergie, da die

analytische Beschreibung nicht in Betracht zieht, dass die H-ionisierende Photonenleuchtkraft während der 1.15 Myr andauernden RSG-Phase des Sterns nahezu ausgeschaltet wird. Deswegen beträgt der analytische Wert das 11.5-fache der numerischen Transfereffizienz in Ionisationsenergie.

Mit den oben diskutierten Werten können nun die analytischen Werte für die kinetische Energie, die Ionisationsenergie und die thermische Energie für das Modell mit stellarem Wind berechnet werden. Diese Werte werden separat für die SWB berechnet und zu den oben berechneten Werten für die pure HII-Region addiert.

Der Mittelwert der stellaren Windleuchtkraft über die Lebensdauer des $15 M_{\odot}$ -Sterns beträgt $\langle L_W \rangle = 4.96 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$. Unter Verwendung der Gleichungen 2.8 und 2.10 sowie der Ergebnisse für das Modell ohne Wind ergibt sich für das Modell mit kombinierter SWB/HII-Region:

$$\begin{aligned} E_k &= 1.5 \times 10^{49} \text{ erg}, \\ E_i &= 9.3 \times 10^{49} \text{ erg}, \\ E_t &= 2.3 \times 10^{49} \text{ erg}. \end{aligned}$$

In der analytischen Beschreibung der SWB wird die Ionisationsenergie vernachlässigt, daher ist ihr Wert unverändert zu dem Modell ohne Wind. Für das numerische Modell ist die Ionisationsenergie für das Modell mit stellarem Wind sogar niedriger als im windlosen Modell (vgl. Abb. 4.33). Daher ist die Abschätzung, die für die analytische Beschreibung gemacht wird, hinreichend genau.

Für das Modell mit stellarem Wind ergeben sich für die Energietransfereffizienzen in kinetische Energie, Ionisationsenergie und thermische Energie die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} \epsilon_k &= 1.96 \times 10^{-3}, \\ \epsilon_i &= 1.24 \times 10^{-2}, \\ \epsilon_t &= 3.11 \times 10^{-3}. \end{aligned}$$

In der analytischen Beschreibung ist der stellare Wind für 62% der gesamten kinetischen Energie verantwortlich. Im Gegensatz dazu unterscheiden sich die entsprechenden numerischen Werte für die Modelle mit und ohne Sternwind am Ende der stellaren Lebensdauer um $\approx 10\%$. Aufgrund der Tatsache, dass die analytische Beschreibung etliche Näherungen beinhaltet, kann für die kinetische Energie nur ein oberer Wert angegeben werden. Im $15 M_{\odot}$ -Modell mit stellarem Wind beträgt der numerische Wert ungefähr $1/3$ des analytischen Wertes.

Ebenso kann die analytische Beschreibung der thermischen Energie die Wechselwirkung zwischen SWB und HII-Region nicht in Betracht ziehen, da lediglich die thermische Energie der SWB zu der thermischen Energie der HII-Region addiert wird. Die Unterschiede zwischen den Simulationen mit und ohne Wind sind bereits in § 4.2.2 diskutiert worden. Der analytische Wert erhöht sich um 64%, wenn der Energie-Input des stellaren Windes mit betrachtet wird. Der gesamte numerische Wert der thermischen Energie für die Simulationen mit und ohne Wind unterscheidet sich lediglich um $\approx 1\%$.

Der analytische Wert ist für beide Modelle, mit und ohne stellaren Wind, derselbe, da in der analytischen Beschreibung die Ionisationsenergie in der SWB vernachlässigt wird. Der numerische

Wert des windlosen Modells ist am Ende der stellaren Lebensdauer größer als im Modell mit Sternwind, da das Gas der HII-Region im Modell mit Wind aufgrund der höheren Dichte schneller rekombiniert, wie bereits oben diskutiert. Daher geht der Verlust an Ionisationsenergie im Modell mit Wind schneller vonstatten und der analytische obere Grenzwert ist ungefähr das 15-fache des numerisch ermittelten Wertes am Ende der stellaren Lebensdauer.

4.2.3 Vorhersagen zur Beobachtung

Abbildung 4.37 zeigt das winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensitätsprofil zu vier unterschiedlichen Zeitpunkten der stellaren Entwicklung des $15 M_{\odot}$ -Modellsterns. Für diese Berechnungen wurde die Absorption vernachlässigt und für einen Wasserstoffionisationsgrad $\leq 10^{-4}$ wurde die Emission gleich Null gesetzt. Zum Vergleich sind die $H\alpha$ -Intensitätsprofile der entsprechenden Modellrechnungen ohne stellaren Wind ebenfalls angegeben.

Bei $t = 0.29$ Myr füllt die SWB ein Volumen mit einem mittleren Radius von ≈ 3 pc aus (vgl. Abb. 4.22). Die SWB-Schale hat sich bereits aufgelöst und die zweite Schale in der HII-Region hat zu diesem Zeitpunkt ihre größte Dichte erreicht. Das $H\alpha$ -Profil erreicht sein Intensitätsmaximum von $1.15 \times 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ bei einem Radius von $r = 3.7$ pc, der Position der Schale. Für größere Radien fällt die $H\alpha$ -Intensität stark ab und ist für Radien von $r \geq 5.87$ pc identisch Null.

Die gepunktete Kurve des windlosen Modells erreicht bei $t = 0.29$ Myr mit $1.15 \times 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ den höchsten Wert für die winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensität im Zentrum. Der Verlauf der Kurve entspricht dem des Modell mit stellarem Wind bei Radien größer als der SWB-Radius, aber die $H\alpha$ -Intensität ist etwas höher und der Radius der HII-Region ist ein wenig größer als im Modell mit Wind.

Für das Modell mit Wind erreicht die $H\alpha$ -Leuchtkraft $9.7 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ und für das windlose Modell $9.6 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

Zum Zeitpunkt $t = 0.75$ Myr (s. Abb. 4.23) hat sich die zweite Schale, die in der HII-Region des $15 M_{\odot}$ -Modells mit Wind bei $t = 0.29$ Myr das $H\alpha$ -Profil dominierte (s.o.), aufgelöst. Die SWB ist auf eine radiale Größe von ≈ 4 pc angewachsen. Die winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensität erreicht einen Wert von $5.2 \times 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ bei einem Radius von 8.96 pc, wo sich die IF in die Schale aus aufgesammeltem Umgebungsmaterial hineinfrisst.

Im Modell ohne stellaren Wind erreicht die winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensität bei $t = 0.75$ Myr für die ersten Parsecs einen Wert von ungefähr $4.9 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, fällt dann mit wachsendem Radius zuerst langsam und nach $r \approx 8$ pc steiler ab. Dort wird aufgrund der Expansion der HII-Region die Dichte geringer. Bei $r = 9.2$ pc geht die winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensität auf Null zurück.

Bei $t = 0.75$ Myr besitzen beide Modelle einen ähnlichen Strömgrenradius von ≈ 9.2 pc, wo die winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensität auf Null abfällt. Die integrierten Werte betragen für das Modell mit Wind $9.8 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ und für das windlose Modell $9.7 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

Das dritte Paar von Kurven stellt die $H\alpha$ -Intensität zum Zeitpunkt $t = 3.28$ Myr für die Modelle mit und ohne stellaren Wind dar. Die SWB ist auf einen mittleren Radius von ≈ 9 pc angewachsen, ab einem Radius von 7.3 pc sind größere Mengen HII-Gas von SWB-Material eingeschlossen, daher steigt hier die winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensität sichtbar an. Bei einem Radius von 10.3 pc erreicht die $H\alpha$ -Intensität mit $9.6 \times 10^{-6} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ den höchsten Wert

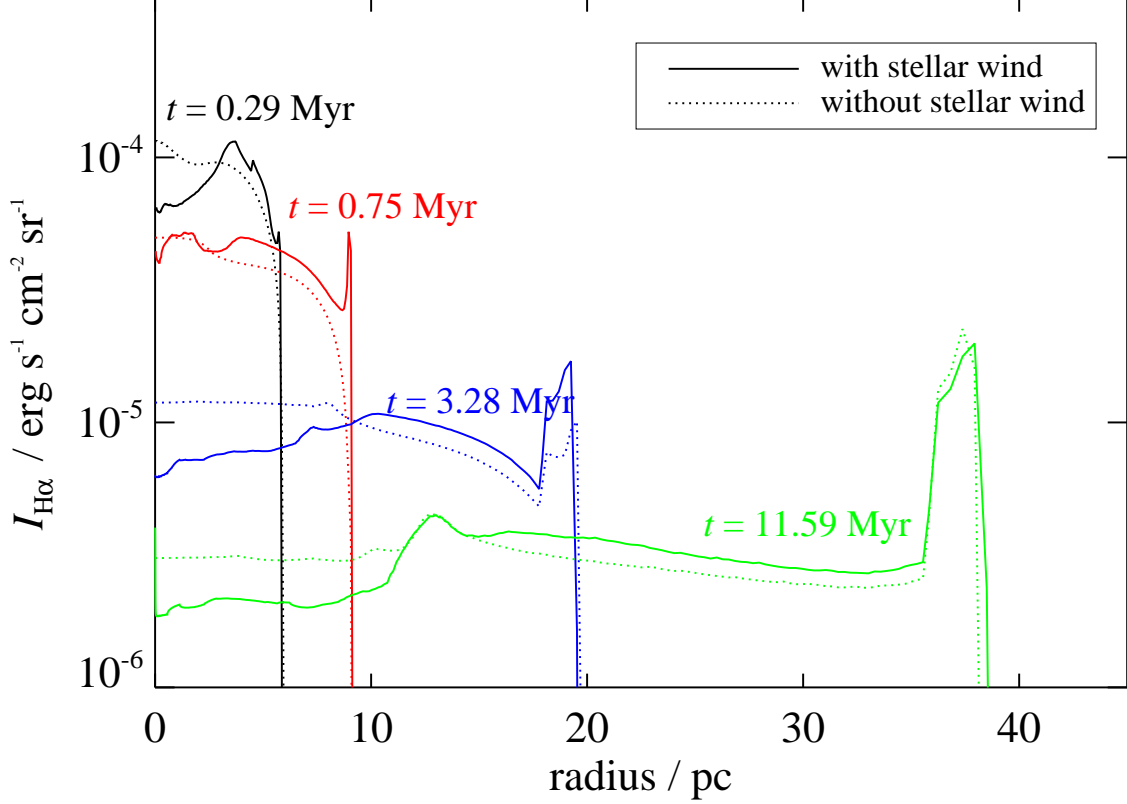


Abbildung 4.37: Winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensität für das $15 M_{\odot}$ -Modell mit und ohne stellaren Wind zu vier verschiedenen Zeitpunkten.

innerhalb der kombinierten SWB/HII-Region, ab diesem Radius ist kein SWB-Material mehr zu finden. Ihr Maximum von $1.7 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ erreicht die $H\alpha$ -Intensität bei $r = 19.25 \text{ pc}$. Dieser Radius entspricht dem Radius der verbleibenden HII-Region. Da sich hier die IF in die umgebende Schale aus aufgesammeltem Umgebungsmaterial hineinfrisst, ist bei diesem Radius die Dichte des photoionisierten Gases am höchsten.

Für die ersten $\approx 8 \text{ pc}$ erreicht das windlose Modell für $t = 3.28 \text{ Myr}$ eine winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensität von $1.2 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Mit wachsendem Radius fällt dieser Wert langsam ab. Die Werte des windlosen Modells sind für Radien kleiner als $\approx 9.3 \text{ pc}$ höher als die Werte des Modells mit stellarem Wind. Zum Beispiel betragen die Werte bei einem Radius von $\approx 9 \text{ pc}$ für das Modell ohne Wind $1 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ und $9.8 \times 10^{-6} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ für das Modell mit Wind. Bei 15 pc sind es $7.2 \times 10^{-6} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ für das windlose Modell und $8.6 \times 10^{-6} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ für das Modell mit Wind.

Bei $t = 3.28 \text{ Myr}$ erreicht die $H\alpha$ -Leuchtkraft für das Modell mit Wind und ebenfalls für das windlose Modell einen Wert von $1.1 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$.

Im Alter von 11.59 Myr befindet sich der $15 M_{\odot}$ -Modellstern im BSG-Stadium, sowohl die

Effektivtemperatur als auch die H-ionisierende Photonenleuchtkraft sind zu diesem Zeitpunkt am höchsten. Das Modell mit stellarem Wind (vgl. Abb. 4.27) erreicht bis zu einem Radius von 11.6 pc niedrigere winkelmittelte $H\alpha$ -Intensitäten als das windlose Modell. Der Peak bei einem Radius von 13.0 pc und einer winkelmittelten $H\alpha$ -Intensität von $4.5 \times 10^{-6} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ wird im Modell mit stellarem Wind von eingeschlossenem HII-Gas verursacht. Die SWB hat zu diesem Zeitpunkt einen mittleren Radius von ≈ 15 pc erreicht. Dort beträgt die winkelmittelte $H\alpha$ -Intensität $3.7 \times 10^{-6} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Mit zunehmendem Radius nimmt die winkelmittelte $H\alpha$ -Intensität leicht ab und erreicht bei ≈ 33 pc lediglich $2.7 \times 10^{-6} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Die IF befindet sich bei $t = 11.59$ Myr bei einem Radius von 37.9 pc, dort wird der höchste Wert für die winkelmittelte $H\alpha$ -Intensität von $1.9 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ erreicht. Bei einem Radius von 39.1 pc geht der Wert auf Null zurück. Das windlose Modell hat zu diesem Zeitpunkt einen etwas geringeren Strömungsradius, die winkelmittelte $H\alpha$ -Intensität fällt bei 38.5 pc auf Null ab.

Die integrierten Werte betragen für das Modell mit Wind und für das windlose Modell $1.3 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$.

Nach dem sehr kurzen BSG-Stadium entwickelt sich der $15 M_{\odot}$ -Modellstern zu einem RSG. Während der RSG-Phase ist die H-ionisierende Photonenleuchtkraft so gut wie ausgeschaltet, das photoionisierte Material der HII-Region rekombiniert, die $H\alpha$ -Intensität erreicht vernachlässigbar kleine Werte. Am Ende der Lebensdauer des Modellsterns erreicht die integrierte $H\alpha$ -Intensität des windlosen Modells $1.5 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$, für das Modell mit stellarem Wind beträgt der entsprechende Wert $1.4 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$. Dieser Wert ist zwei Größenordnungen kleiner als die in der BSG-Phase erreichte $H\alpha$ -Leuchtkraft.

Aannestad & Emery (2001) haben die HII-Region S125 (IC 5146) mit dem ISO-LWS beobachtet. Diese HII-Region ist sehr symmetrisch und wird von einem einzelnen Stern ionisiert. Der ionisierende Stern in S125 ist der B0V-Stern BD +46°3474 mit einem ionisierenden Photonenfluss von $3.5 \times 10^{47} \text{ Photonen s}^{-1}$. Die ionisierende Leuchtkraft geben Aannestad & Emery (2001) mit $9.3 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ an. Diese Werte liegen nahe den entsprechenden Werten des $15 M_{\odot}$ -Sterns, dessen (zeitlich gemittelter) Photonenfluss doppelt so hoch ist. In einem Abstand von 3 pc vom B0V-Stern BD +46°3474 wird eine Dichte von 620 Atomen cm^{-3} in der umgebenden Molekülwolke angegeben, der Radius der HII-Region beträgt etwas mehr als 2 pc.

In 30 Doradus in der LMC haben Heydari-Malayeri et al. (2002) in N160A (NGC 2080) ebenfalls eine HII-Region, die von einem einzelnen Stern ionisiert wird, beobachtet. N160A hat eine Größe von 8.8×6.3 pc und enthält u.a. die kompakte HII-Region A1. Die Anzahl der vom Stern abgegebenen Lymankontinuum-Photonen wird von Heydari-Malayeri et al. (2002) mit $8.5 \times 10^{48} \text{ Photonen s}^{-1}$ angegeben, liegt also etwa eine Größenordnung über der des $15 M_{\odot}$ -Sterns.

4.3 Vergleich der Modelle von HII-Regionen um massereiche Sterne

Die stellare Entwicklung nach dem Wasserstoffbrennen auf der Hauptreihe ist ebenso wie die stellare Lebensdauer von der Masse eines Sterns abhängig (vgl. § 1.1). Daher werden in § 4.3.1 die Modelle der beiden massereicheren $60 M_{\odot}$ - und $85 M_{\odot}$ -Sterne miteinander verglichen. Die beiden Modelle der etwas weniger massereichen $35 M_{\odot}$ - und $15 M_{\odot}$ -Sterne werden in § 4.3.2 gegenübergestellt. Einen Überblick über den gesamten Energieeintrag ins zirkumstellare ISM und über die Energietransfereffizienzen aller vier Modelle gibt § 4.3.3.

4.3.1 Vergleich des $85 M_{\odot}$ -Modells mit dem $60 M_{\odot}$ -Modell

In diesem Abschnitt werden zuerst die zeitabhängigen stellaren Parameter des $85 M_{\odot}$ -Sterns mit denen des $60 M_{\odot}$ -Sterns (Freyer et al. 2003) verglichen und deren Einfluss auf die Strukturbildung im zirkumstellaren Gas diskutiert. Danach wird auf die Unterschiede bei der Energieverteilung im ISM eingegangen. Da die beiden Sterne sich unterschiedlich entwickeln, beschränkt sich der direkte Vergleich auf die ersten 2.5 Myr der stellaren Entwicklung.

Die stellaren Parameter des $60 M_{\odot}$ -Sterns wurden von García-Segura et al. (1996b) übernommen, während die stellaren Parameter des $85 M_{\odot}$ -Sterns aus Schaller et al. (1992) stammen. Der $60 M_{\odot}$ -Stern hat eine H-MS-Lebensdauer von 1.7 Myr, nach diesem Zeitpunkt erreicht er die erste WN-Phase. Für den $85 M_{\odot}$ -Stern endet die H-MS-Lebensdauer nach $t = 2.8$ Myr.

Dieser Unterschied ist in der Massenverlustrate (s. Abb. 4.38, oben links) deutlich erkennbar. Am Anfang ist die Massenverlustrate des $85 M_{\odot}$ -Modells mehr als eine Größenordnung niedriger als die des $60 M_{\odot}$ -Modells, aber sie nimmt mit der Zeit stark zu und erreicht den Wert des $60 M_{\odot}$ -Modells nach 3.2×10^5 yr. Bis $t = 2.2$ Myr steigt die Massenverlustrate des $85 M_{\odot}$ -Sterns weiter an und ist während dieser Zeit höher als die des $60 M_{\odot}$ -Modells, dessen Massenverlustrate in den ersten 1.5 Myr beinahe konstant ist. Nach $t = 1.7$ Myr nimmt die Massenverlustrate des $60 M_{\odot}$ -Sterns, der jetzt die erste WN-Phase erreicht hat, stark zu und erreicht den Wert des $85 M_{\odot}$ -Sterns bei $t = 2.2$ Myr.

Die Windendgeschwindigkeit (s. Abb. 4.38, oben rechts) ist für das $60 M_{\odot}$ -Modell während der gesamten 2.5 Myr fast 0.3 dex höher, obwohl dieser Stern sich nach $t = 1.7$ Myr zum WN-Stern entwickelt. Beide Kurven sind während der gesamten Zeit fast parallel.

Beim Vergleich der Effektivtemperaturen (s. Abb. 4.38, unten links) sind nur minimale Unterschiede zu erkennen. Während der ersten ≈ 1.9 Myr ist die Effektivtemperatur des $85 M_{\odot}$ -Sterns etwas höher. Nach diesem Zeitpunkt nimmt sie etwas stärker ab, so dass die Effektivtemperatur des $60 M_{\odot}$ -Sterns höher ist, allerdings beträgt der Unterschied lediglich 0.05 dex.

Sowohl die H-ionisierende Photonenleuchtkraft als auch die gesamte Photonenleuchtkraft (s. Abb. 4.38, unten rechts) des $85 M_{\odot}$ -Modells ist 0.2–0.3 dex höher als die des $60 M_{\odot}$ -Modells. Die Kurven der mechanischen Windleuchtkraft (s. Abb. 4.38, unten rechts) haben dieselbe Form wie die Kurven der Massenverlustrate. Da aber die Windendgeschwindigkeit des $60 M_{\odot}$ -Sterns immer höher ist als die des $85 M_{\odot}$ -Sterns, beträgt die Differenz in der mechanischen Windleuchtkraft am Anfang noch mehr als 0.9 dex, nach 0.47 Myr nur noch 0.3 dex. Der Beginn der ersten WN-Phase des $60 M_{\odot}$ -Sterns bei $t = 1.7$ Myr ist in der mechanischen Windleuchtkraft deutlich sichtbar.

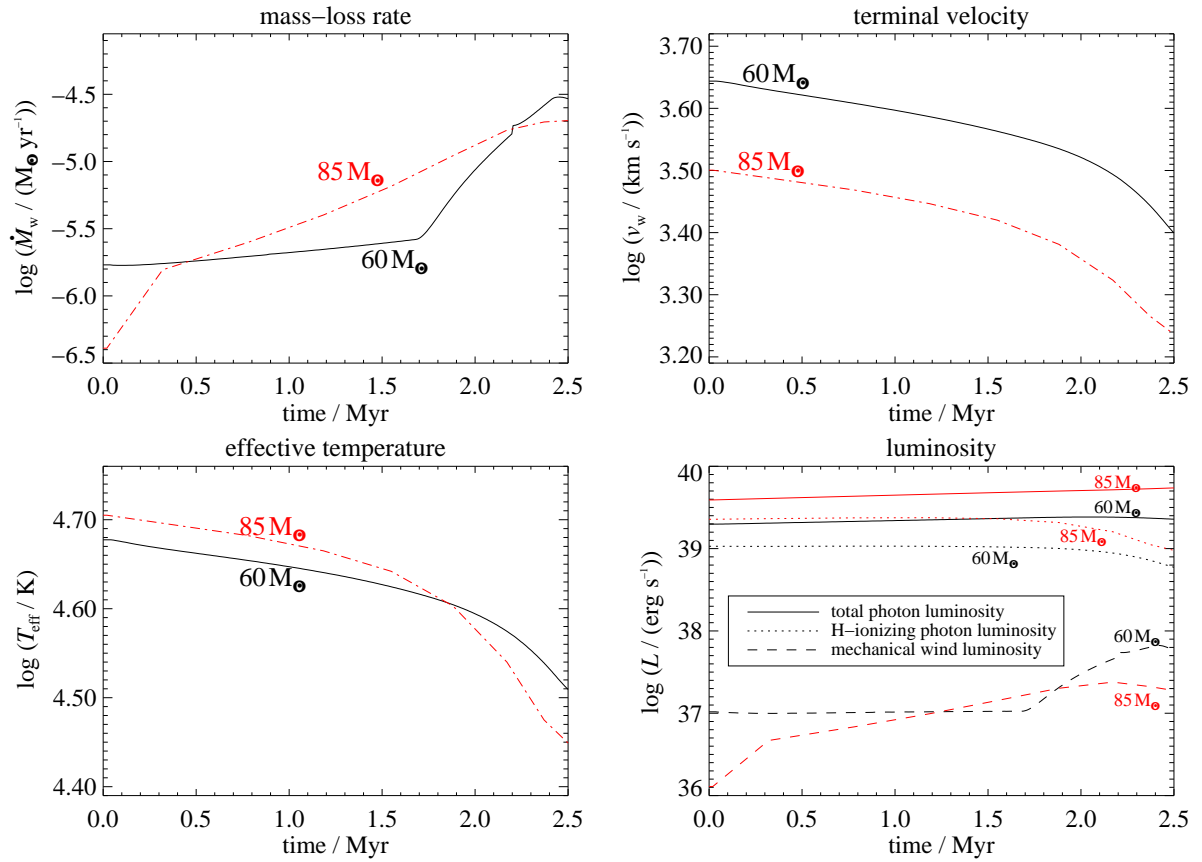


Abbildung 4.38: Vergleich der zeitabhängigen stellaren Parameter des $85 M_{\odot}$ -Modells mit denen des $60 M_{\odot}$ -Modells: Massenverlustrate, Windendgeschwindigkeit, Effektivtemperatur und Leuchtkräfte für die ersten 2.5 Myr der stellaren Entwicklung.

Die unterschiedlichen mechanischen Windleuchtkräfte haben einen erkennbaren Effekt auf die Umgebung der Modellsterne. Wie von Freyer et al. (2003) diskutiert, ist in der kombinierten SWB/HII-Region um den $60 M_{\odot}$ -Stern eine starke Strukturbildung zu beobachten. Nach $t = 4 \times 10^4$ yr (Freyer et al. 2003, Abb. 6) weist die SWB-begrenzende Schale eine große Anzahl von Dichteknoten auf, die Schatten in die HII-Region werfen. Während der nächsten paar 10^5 yr bilden sich in der HII-Region eindrucksvolle fingerförmige Strukturen (vgl. Freyer et al. (2003), Abb. 7 für $t = 0.1$ Myr und Abb. 8 für $t = 0.22$ Myr).

Abbildung 4.39 zeigt die Situation bei $t = 4 \times 10^4$ yr für das $85 M_{\odot}$ -Modell. Alle drei Plots (oben: Gasdichte mit Geschwindigkeitsfeld, Mitte: Gastemperatur, unten: Ionisationsgrad des Wasserstoffs) haben dieselbe Skalierung und zeigen die inneren $30 \text{ pc} \times 30 \text{ pc}$ des Rechenbereichs.

Die SWB hat eine radiale Größe von $\approx 2.5 \text{ pc}$. Im Inneren der windgetriebenen Blase erreicht die Gastemperatur Werte von $\approx 1 \times 10^8 \text{ K}$ bei Dichten von ca. $1.5 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$. Dieses führt zu einer Expansion der umgebenden Schale mit einer Geschwindigkeit von $\approx 25 \text{ km s}^{-1}$ - dieser Wert entspricht lediglich dem Zweifachen der isothermen Schallgeschwindigkeit in der HII-Region.

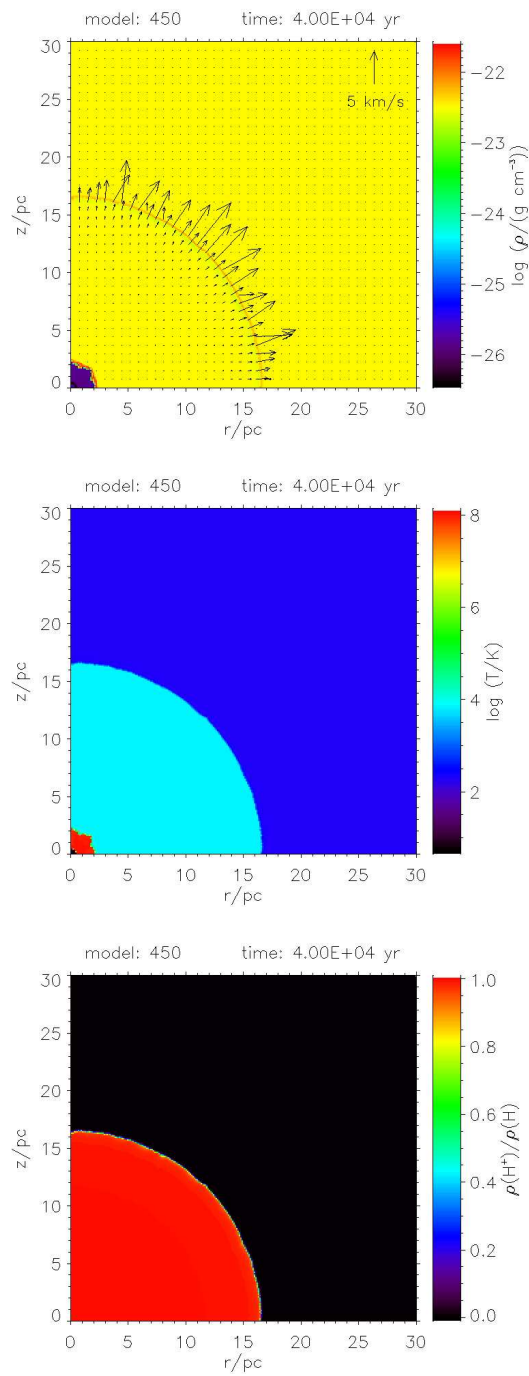


Abbildung 4.39: Wie Abb. 4.2, bei $t = 4 \times 10^4$ yr.

Die SWB-Schale des $60 M_{\odot}$ -Modells expandiert beinahe mit der doppelten Geschwindigkeit bei $t = 4 \times 10^4$ yr. Daher erreicht die SWB eine radiale Größe von ≈ 3.2 pc. Die Expansionsgeschwindigkeit der SWB des $85 M_{\odot}$ -Modells bei $t = 4 \times 10^4$ yr entspricht der des $60 M_{\odot}$ -Modells bei $t = 0.1$ Myr. Dieser Effekt wird hervorgerufen durch den bereits oben diskutierten Unterschied in der mechanischen Windleuchtkraft.

Da die H-ionisierende Photonenleuchtkraft des $60 M_{\odot}$ -Sterns niedriger ist als die des $85 M_{\odot}$ -Sterns (vgl. Abb. 4.38, unten rechts) erreicht bei $t = 4 \times 10^4$ yr die Ionisationsfront des $85 M_{\odot}$ -Modells (vgl. Abb. 4.39) einen Radius von 16.6 pc, etwa 4 pc mehr als im $60 M_{\odot}$ -Modell (s. Abb. 6, Freyer et al. 2003).

Im Gegensatz zum $60 M_{\odot}$ -Modell bei $t = 4 \times 10^4$ yr (sowie $t = 0.1$ Myr und $t = 0.22$ Myr) zeigt die Ionisationsstoßfront des $85 M_{\odot}$ -Modells keine starke Kräuselung. Die Schale bleibt sphärisch-symmetrisch mit sehr geringen Variationen in ihrer Dicke obwohl die SWB-begrenzende Schale des $85 M_{\odot}$ -Modells wie im $60 M_{\odot}$ -Modell Dichteinhomogenitäten aufweist.

Die Hauptunterschiede zwischen dem $60 M_{\odot}$ -Modell und dem $85 M_{\odot}$ -Modell während der ersten paar 10^5 yr bezüglich der Beeinflussung des zirkumstellaren Materials sind: Der $60 M_{\odot}$ -Stern produziert durch seine höhere mechanische Windleuchtkraft eine größere SWB, aber eine kleinere HII-Region aufgrund seiner niedrigeren H-ionisierenden Photonenleuchtkraft. In beiden Fällen ist die SWB-begrenzende Schale am Anfang geometrisch dünn. Im $60 M_{\odot}$ -Modell bleibt die SWB-Schale über einen längeren Zeitraum geometrisch dünn. Deshalb ist die SWB-Schale hier empfänglicher für „thin-shell instabilities“ und innerhalb der Schale bilden sich Dichteknoten. Diese Knoten sind in der Lage, in die HII-Region hinein Schatten zu werfen, wodurch dort das ionisierte Gas rekombiniert. Daher bilden sich im $60 M_{\odot}$ -Modell die fingerförmigen Strukturen, die länger als ein Megajahr bestehen bleiben. Im $85 M_{\odot}$ -Modell beträgt die radiale Größe der SWB-Schale lediglich 80% des Wertes im $60 M_{\odot}$ -Modell, jedoch ist die H-ionisierende Photonenleuchtkraft des $85 M_{\odot}$ -Sterns höher als die gesamte Photonenleuchtkraft des $60 M_{\odot}$ -Sterns. Die Entstehung fingerförmiger Strukturen tritt auf, nachdem sich bei $t = 0.81$ Myr die neue Schale in der HII-Region (durch die Bewegung der Ionisationsfront in das umgebende aufgesammelte Material) gebildet hat. Die Strukturierung der Ionisationsfront dauert nur einige 10^5 yr an bis die SWB die neugebildete Schale überrennt.

Abbildung 4.40 zeigt im Plot oben links („energy distribution“) einen Vergleich der kinetischen Energie, der thermischen Energie sowie der Ionisationsenergie für beide Modelle für die ersten 2.5 Myr der stellaren Lebensdauer. Da die thermische Energie in diesem Plot die Summe aus der thermischen Energie des kalten Gases, des warmen Gases und des heißen Gases ist, werden diese drei Energieformen separat in den Plots oben rechts (kaltes Gas), unten links (warmes Gas) bzw. unten rechts (heißes Gas) angegeben.

Aufgrund der höheren Lymankontinuum-Leuchtkraft des $85 M_{\odot}$ -Sterns (vgl. Abb. 4.38, unten rechts) ist die Ionisationsenergie, die im zirkumstellaren ISM gespeichert ist, in diesem Modell höher als im $60 M_{\odot}$ -Modell. Der Rückgang der Ionisationsenergie bei ≈ 0.2 Myr im $60 M_{\odot}$ -Modell wird von Freyer et al. (2003) mit der Strukturbildung durch rekombinierendes Gas in der HII-Region erklärt. Die Kurve des $85 M_{\odot}$ -Modells wurde in § 4.1.2 diskutiert.

Während der ersten ≈ 0.75 Myr ist die kinetische Energie im $60 M_{\odot}$ -Modell höher, da die mechanische Windleuchtkraft des $60 M_{\odot}$ -Sterns deutlich höhere Werte erreicht als die mechani-

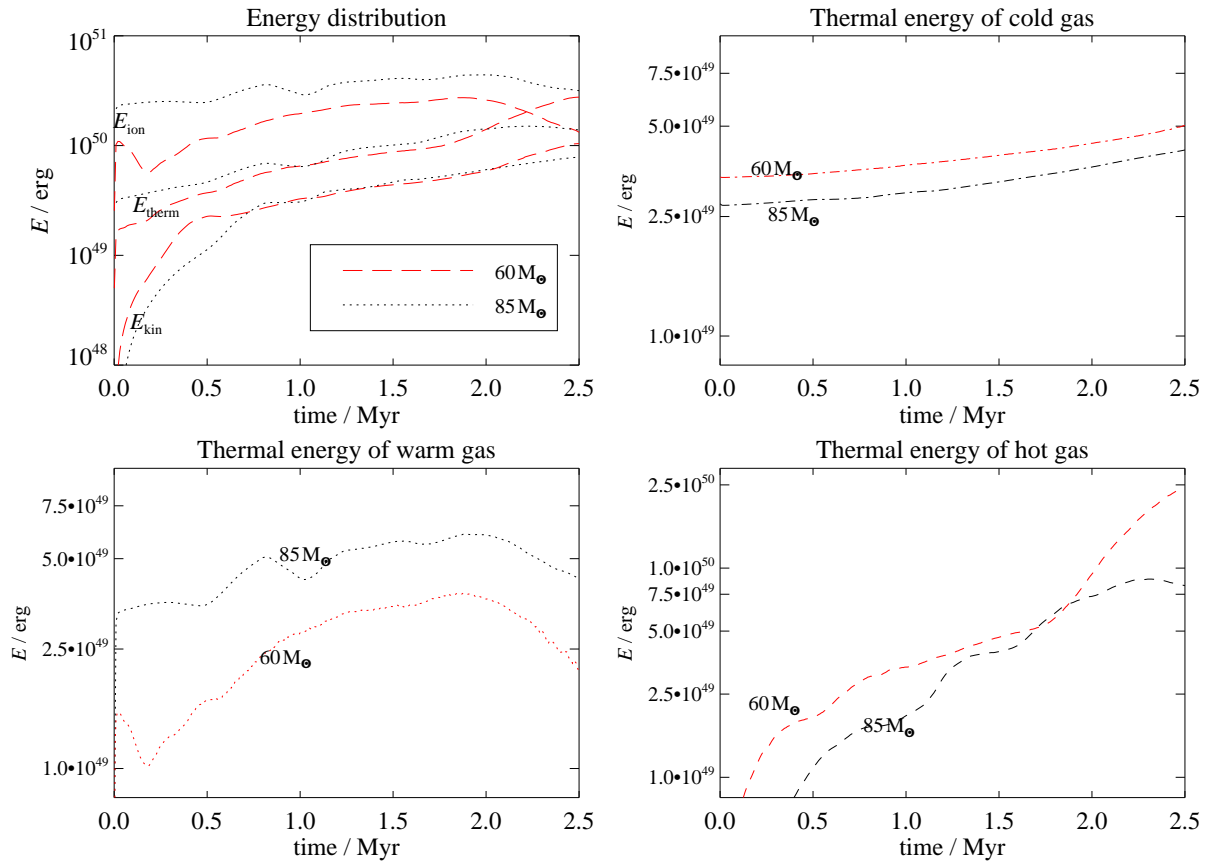


Abbildung 4.40: Vergleich der Energieverteilung (oben links), thermische Energie des kalten Gases (oben rechts), thermische Energie des warmen Gases (unten links) und thermische Energie des heißen Gases (unten rechts) für das 60 M_{\odot} -Modell und das 85 M_{\odot} -Modell.

sche Windleuchtkraft des 85 M_{\odot} -Sterns. In der weiteren Entwicklung werden die Unterschiede zwischen der mechanischen Windleuchtkraft des 85 M_{\odot} -Modells und des 60 M_{\odot} -Modells geringer und die kinetische Energie erreicht für beide Modelle vergleichbare Werte.

Der größte Unterschied zwischen der thermischen Energie des kalten Gases beider Modelle hat seine Ursache in den verschiedenen Abmessungen der Rechenbereiche. Beim 85 M_{\odot} -Modell liegt der anfängliche Wert bei 2.8×10^{49} erg, beim 60 M_{\odot} -Modell beträgt dieser anfängliche Wert für die thermische Energie des kalten Gases 3.4×10^{49} erg.

Die thermische Energie des warmen Gases (Abb. 4.40, unten links) entwickelt sich analog zur im zirkumstellaren Gas gespeicherten Ionisationsenergie (s. § 4.1.2). Da die H-ionisierende Photonenleuchtkraft des 85 M_{\odot} -Sterns höher ist, ist die thermische Energie des warmen Gases im 85 M_{\odot} -Modell ebenfalls höher als im 60 M_{\odot} -Modell.

Im rechten unteren Plot der Abbildung 4.40 ist die thermische Energie des heißen Gases abgebildet. Die Temperaturen, die in den Bereich des heißen Gases fallen, werden beim Passieren der rückwärtigen Stoßfront erreicht. Daher ist die Entwicklung der thermischen Energie des

heißem Gases hauptsächlich von der mechanischen Windleuchtkraft (vgl. Abb. 4.38) abhängig. Deshalb ist der Wert, der vom 60 M_{\odot} -Modell erreicht wird, fast immer höher als der des 85 M_{\odot} -Modells.

Die Summe dieser drei Formen thermischer Energie (Abb. 4.40, E_{therm} im Plot oben links) ist im 85 M_{\odot} -Modell fast 2 Myr lang höher, obwohl dieses Modell nur in der thermischen Energie des warmen Gases die höheren Werte erreicht. Mit dem Anstieg der thermischen Energie sowohl des heißen als auch des kalten Gases erzielt die gesamte thermische Energie des 60 M_{\odot} -Modells nach $t = 2.0$ Myr, wenn der 60 M_{\odot} -Stern sich zum WN-Stern entwickelt hat, höhere Werte als das 85 M_{\odot} -Modell, dessen Stern sich noch auf der Hauptreihe befindet.

Vergleicht man die verschiedenen Formen von Energie, die am Ende der Simulation im System gespeichert sind (Tabelle 4.1 und Tabelle 2, Freyer et al. 2003) müssen bei diesem Vergleich die unterschiedlichen Lebensdauern der beiden Modelle beachtet werden. Der 60 M_{\odot} -Stern hat eine gesamte Lebensdauer von 4.065 Myr, wobei er 1.7 Myr als Hauptreihenstern verbringt. Der 85 M_{\odot} -Stern hat eine H-MS-Lebensdauer von 2.8 Myr und eine gesamte Lebensdauer von 3.22 Myr. Der massereichere Stern verbringt also lediglich ca. 0.5 Myr als LBV und WR-Stern, während der masseärmere Stern die fünffache Zeit in Entwicklungsstadien nach der Hauptreihe verbringt.

Durch die erhöhte mechanische Windleuchtkraft während der WR-Phasen werden 1.4×10^{50} erg der vom 60 M_{\odot} -Stern in das zirkumstellare Gas abgegebenen Energie in kinetische Energie transferiert, der 85 M_{\odot} -Stern erreicht ungefähr 75% des Wertes. Die Durchschnittswerte der mechanischen Windleuchtkraft, gemittelt über die Lebensdauer des Modellsterns, bestätigen dieses: $\langle L_{\text{w}}, 60 \rangle = 2.58 \times 10^{37}$ erg s^{-1} und $\langle L_{\text{w}}, 85 \rangle = 1.8 \times 10^{37}$ erg s^{-1} , das sind ca. 70% des Wertes des 60 M_{\odot} -Sterns. Die Energietransfereffizienz in kinetische Energie ist im 60 M_{\odot} -Modell 2.3 mal höher als im 85 M_{\odot} -Modell.

Der Durchschnittswert der Lymancontinuum-Leuchtkraft, gemittelt über die gesamte stellare Lebensdauer, beträgt für das 60 M_{\odot} -Modell $\langle L_{\text{Lyc}}, 60 \rangle = 8.33 \times 10^{38}$ erg s^{-1} und für das 85 M_{\odot} -Modell $\langle L_{\text{Lyc}}, 85 \rangle = 1.77 \times 10^{39}$ erg s^{-1} . Obwohl die durchschnittliche H-ionisierende Leuchtkraft des 60 M_{\odot} -Sterns lediglich 47% des 85 M_{\odot} -Sterns beträgt, kann er durch seine längere Lebensdauer 62% der Ionisationsenergie, die der 85 M_{\odot} -Stern in seine Umgebung einträgt, erreichen. Die Energietransfereffizienz in Ionisationsenergie des 60 M_{\odot} -Modells ist am Ende der Simulation beinahe um 5% größer.

Wie im Fall der eben diskutierten Energietransfereffizienzen ist auch die Energietransfereffizienz in thermische Energie beim 60 M_{\odot} -Modell höher. Die im System gespeicherte thermische Energie erreicht am Ende der Simulation beim 60 M_{\odot} -Modell 71% des Wertes des 85 M_{\odot} -Modells.

4.3.2 Vergleich des 15 M_{\odot} -Modells mit dem 35 M_{\odot} -Modell

In diesem Abschnitt werden die Unterschiede zwischen dem 15 M_{\odot} -Stern und dem 35 M_{\odot} -Stern (Freyer et al. 2006) untersucht. Abbildung 4.41 gibt die zeitabhängigen stellaren Parameter beider Modelle während der ersten 4.5 Myr der stellaren Entwicklung wieder, in diesem Zeitraum befinden sich beide Sterne auf der H-MS. Die stellaren Parameter des 35 M_{\odot} -Stern wurden von García-Segura et al. (1996a) übernommen während die stellaren Parameter des 15 M_{\odot} -Sterns aus

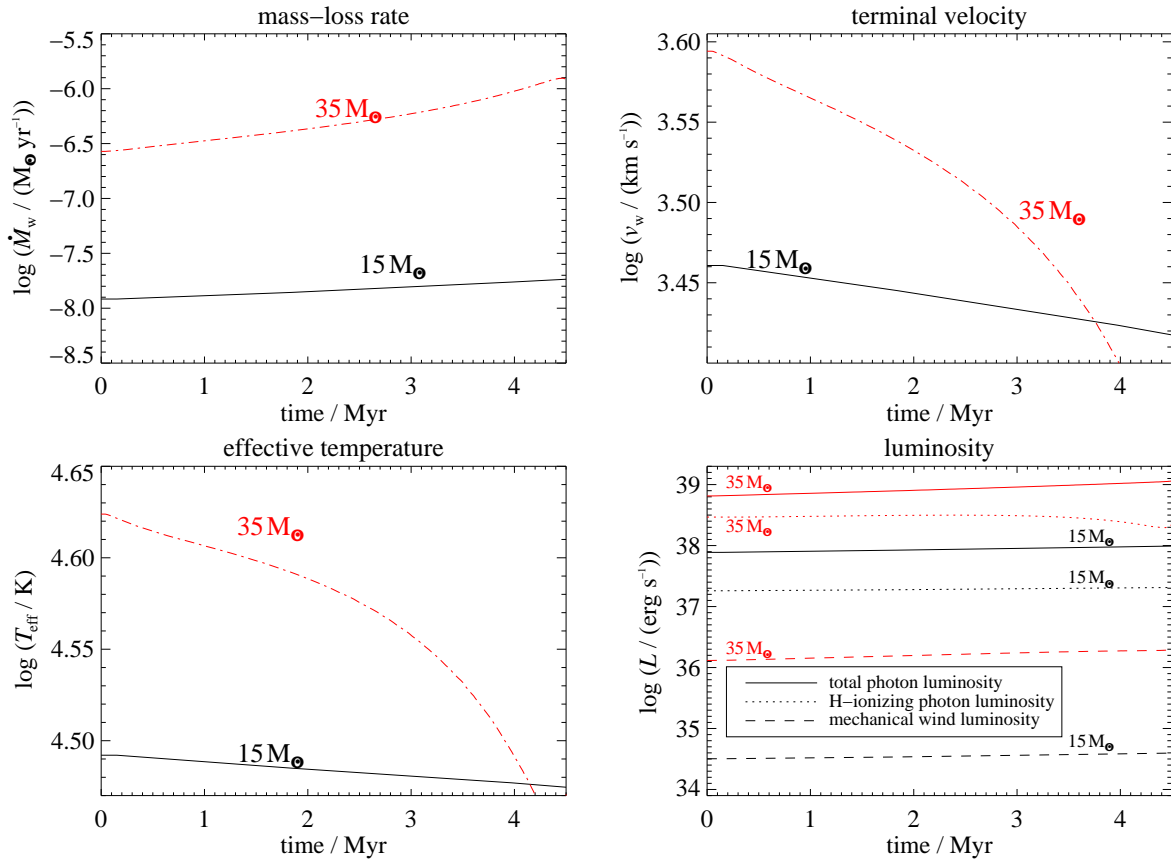


Abbildung 4.41: Vergleich der zeitabhängigen stellaren Parameter des $15 M_{\odot}$ -Modells mit denen des $35 M_{\odot}$ -Modells: Massenverlustrate, Windendgeschwindigkeit, Effektivtemperatur und Leuchtkräfte für die ersten 4.5 Myr der stellaren Entwicklung.

Schaller et al. (1992) stammen. Der $35 M_{\odot}$ -Stern hat eine H-MS-Lebensdauer von 4.52 Myr, nach diesem Zeitpunkt erreicht er die RSG-Phase. Für den $15 M_{\odot}$ -Stern endet die H-MS-Lebensdauer erst nach $t = 11.58$ Myr.

Die Unterschiede zwischen den beiden Modellsternen sind in allen stellaren Parametern (Abb. 4.41) deutlich erkennbar. Im Verlauf der H-MS-Entwicklung steigt bei beiden Modellsternen die Massenverlustrate (Abb. 4.41, oben links) an, beim $35 M_{\odot}$ -Stern von $2.8 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ auf $1.2 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, während der $15 M_{\odot}$ -Stern mit $\dot{M} = 1.2 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ bei $t = 0 \text{ yr}$ und $\dot{M} = 1.9 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ bei $t = 4.5 \text{ Myr}$ deutlich niedrigere Massenverlustraten besitzt.

Sowohl die Windendgeschwindigkeit (Abb. 4.41, oben rechts) als auch die Effektivtemperatur (Abb. 4.41, unten links) verringern sich bei beiden Modellsternen im Laufe der H-MS-Entwicklung. Zu Beginn seiner Entwicklung hat der $35 M_{\odot}$ -Stern eine Effektivtemperatur von $4.2 \times 10^4 \text{ K}$, der $15 M_{\odot}$ -Stern ist mit $T_{\text{eff}} = 3.1 \times 10^4 \text{ K}$ deutlich kühler. Nach $t = 4.2 \text{ Myr}$, der $35 M_{\odot}$ -Stern befindet sich am Ende seiner H-MS-Entwicklung, ist seine Effektivtemperatur leicht unter die des $15 M_{\odot}$ -Sterns gesunken. Beide Sterne haben zu diesem Zeitpunkt eine Effek-

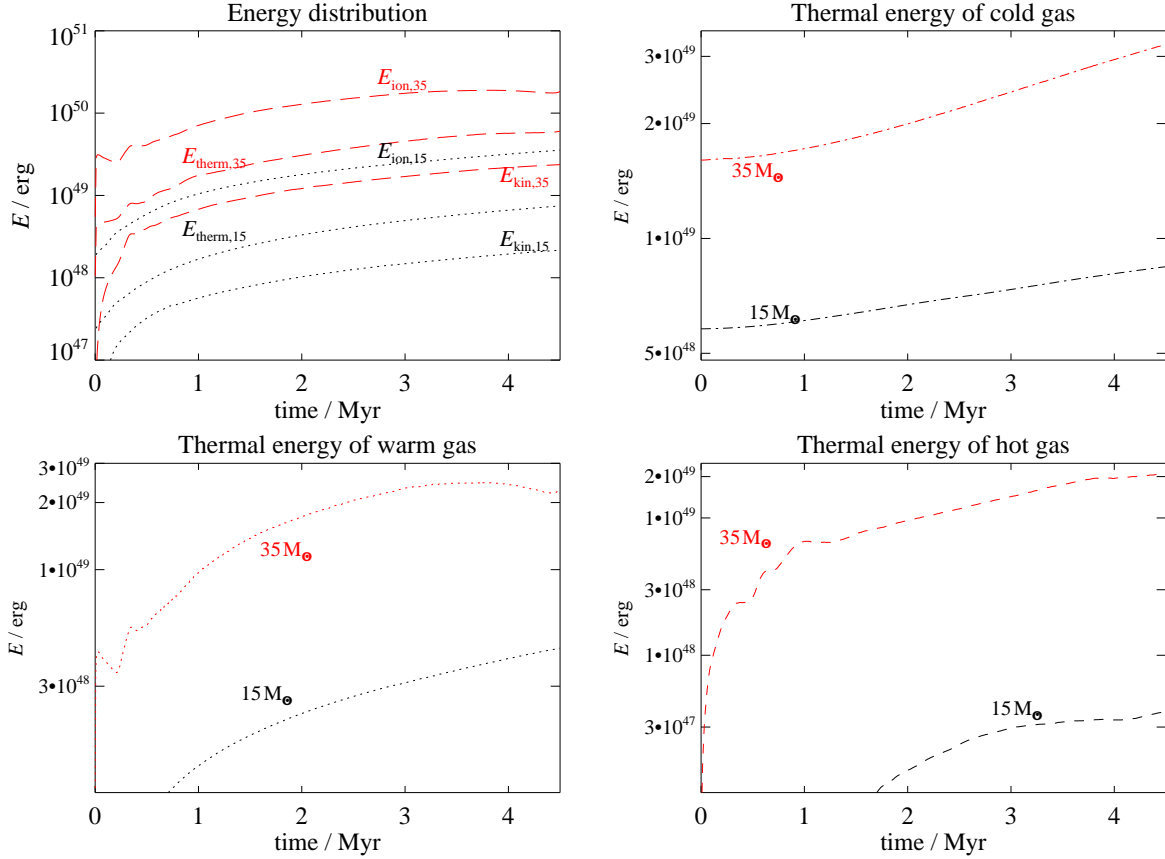


Abbildung 4.42: Vergleich der Energieverteilung (oben links), thermische Energie des kalten Gases (oben rechts), thermische Energie des warmen Gases (unten links) und thermische Energie des heißen Gases (unten rechts) für das 15 M_⊙-Modell und das 35 M_⊙-Modell.

tivtemperatur von $T_{\text{eff}} \lesssim 3 \times 10^4$ K. Die Windendgeschwindigkeit des 35 M_⊙-Sterns sinkt von $v_w = 3.9 \times 10^3$ km s⁻¹ bei $t = 0$ yr auf $v_w = 2.3 \times 10^3$ km s⁻¹ bei $t = 4.5$ Myr. Ab $t = 3.8$ Myr erreicht die Windendgeschwindigkeit des 35 M_⊙-Sterns niedrigere Werte als die des 15 M_⊙-Sterns, die von $v_w = 2.9 \times 10^3$ km s⁻¹ bei $t = 0$ yr auf $v_w = 2.6 \times 10^3$ km s⁻¹ bei $t = 4.5$ Myr abnimmt.

Alle drei in Abbildung 4.41, unten rechts, verglichenen Leuchtkräfte (gesamte Photonenleuchtkraft, wasserstoffionisierende Photonenleuchtkraft und mechanische Windleuchtkraft) erreichen für den 35 M_⊙-Modellstern höhere Werte als für den 15 M_⊙-Modellstern. Sowohl bei der gesamten Photonenleuchtkraft als auch bei der mechanischen Windleuchtkraft wächst der Unterschied zwischen den beiden Modellsternen im Laufe der Zeit leicht an: Zu Beginn der numerischen Simulation ist die gesamte Photonenleuchtkraft des 35 M_⊙-Sterns ≈ 0.9 dex größer als die des 15 M_⊙-Sterns, nach $t = 4.5$ Myr beträgt die Differenz ≈ 1.1 dex. Bei der mechanischen Windleuchtkraft steigt der Unterschied von ≈ 1.6 dex leicht auf ≈ 1.7 dex an. Die H-ionisierende Photonenleuchtkraft des 35 M_⊙-Modellsterns steigt bis $t = 2.45$ Myr an und sinkt dann bis zum Ende der H-MS-Lebensdauer leicht ab. Während der gezeigten 4.5 Myr nimmt die

H-ionisierende Photonenleuchtkraft des $15 M_{\odot}$ -Modellsterns stetig leicht zu, zum Ende seiner H-MS-Entwicklung nimmt nach $t \approx 8.5$ Myr auch seine H-ionisierende Photonenleuchtkraft leicht ab (s. Abb. 3.3). Die Differenz zwischen den H-ionisierenden Photonenleuchtkräften der beiden Modellsterne sinkt leicht von ≈ 1.2 dex auf ≈ 1.0 dex.

Abbildung 4.42 zeigt im Plot oben links („energy distribution“) einen Vergleich der kinetischen Energie, der thermischen Energie sowie der Ionisationsenergie für beide Modelle für die ersten 4.5 Myr der stellaren Lebensdauer. Da die thermische Energie in diesem Plot die Summe aus der thermischen Energie des kalten Gases, der thermischen Energie des warmen Gases und der thermischen Energie des heißen Gases ist, werden diese drei Energieformen separat in den Plots oben rechts (kaltes Gas), unten links (warmes Gas) bzw. unten rechts (heißes Gas) angegeben.

Da während der gesamten 4.5 Myr sowohl die H-ionisierende Photonenleuchtkraft als auch die mechanische Windleuchtkraft im $15 M_{\odot}$ -Modell niedriger ist als im $35 M_{\odot}$ -Modell, sind auch die SWB und die HII-Region im $15 M_{\odot}$ -Modell während der gesamten Zeit kleiner und die ins ISM eingetragenen Energien erreichen niedrigere Werte als im $35 M_{\odot}$ -Modell.

So ist die kinetische Energie im $35 M_{\odot}$ -Modell während der gesamten 4.5 Myr mehr als eine Größenordnung höher, bei $t = 1.0$ Myr wird im $15 M_{\odot}$ -Modell ein Wert von 5.7×10^{47} erg erreicht, im $35 M_{\odot}$ -Modell 6.8×10^{48} erg. Bei $t = 4.5$ Myr sind es 2.2×10^{48} erg im $15 M_{\odot}$ -Modell und 2.4×10^{49} erg im $35 M_{\odot}$ -Modell.

Für die Ionisationsenergie beträgt die Differenz zwischen den beiden Modellen ebenfalls ungefähr 1 dex. Nach dem ersten Myr der H-MS-Entwicklung sind 1.1×10^{49} erg an Ionisationsenergie im zirkumstellaren Gas des $15 M_{\odot}$ -Sterns gespeichert, beim $35 M_{\odot}$ -Stern sind es zum selben Zeitpunkt 7.1×10^{49} erg. Da zum Ende der H-MS-Entwicklung des $35 M_{\odot}$ -Modellsterns die H-ionisierende Photonenleuchtkraft abnimmt während die des $15 M_{\odot}$ -Modellsterns annähernd konstant bleibt (vgl. Abb. 4.41), wird die Differenz in der Ionisationsenergie der beiden Modelle ebenfalls etwas geringer. Nach 4.5 Myr ist die Ionisationsenergie im $35 M_{\odot}$ -Modell ($E_{\text{kin}} = 1.8 \times 10^{50}$ erg) ca. 5 mal höher als im $15 M_{\odot}$ -Modell ($E_{\text{kin}} = 3.6 \times 10^{49}$ erg).

Der größte Unterschied in der thermischen Energie des kalten Gases (Abb. 4.42, oben rechts) ist durch die unterschiedlichen Abmessungen der Rechenbereiche beider Modelle verursacht. Für das $15 M_{\odot}$ -Modell ist die interne Energie des ungestörten zirkumstellaren Materials zu Beginn der Simulation 5.8×10^{48} erg, für das $35 M_{\odot}$ -Modell liegt der entsprechende Wert bei 1.6×10^{49} erg.

4.3.3 Vergleich verschiedener $60 M_{\odot}$ -Modelle

In den beiden vorhergehenden Abschnitten wurden jeweils zwei Modelle massereicher Sterne miteinander verglichen, bei denen die stellaren Parameter (vgl. § 3.2.2) aus unterschiedlichen Quellen stammen. Für den $85 M_{\odot}$ -Stern und den $15 M_{\odot}$ -Stern wurden die Daten von Schaller et al. (1992) verwendet, während für die Berechnung der stellaren Parameter des $35 M_{\odot}$ -Sterns (García-Segura et al. 1996a) sowie des $60 M_{\odot}$ -Sterns (Langer et al. 1994; García-Segura et al. 1996b) andere Codes, mit einer unterschiedlichen Behandlung physikalischer Prozesse und vor allem andere Opazitäten (Iglesias et al. 1992; Seaton et al. 1994) verwendet wurden. Dieses führt zu Änderungen in den stellaren Parametern sowie der gesamten Lebensdauer der Modellsterne.

Bevor daher die im ISM der jeweiligen Modelle gespeicherten Energien sowie die Energieeffizienzen miteinander verglichen werden, wird der Unterschied zwischen den Datensät-

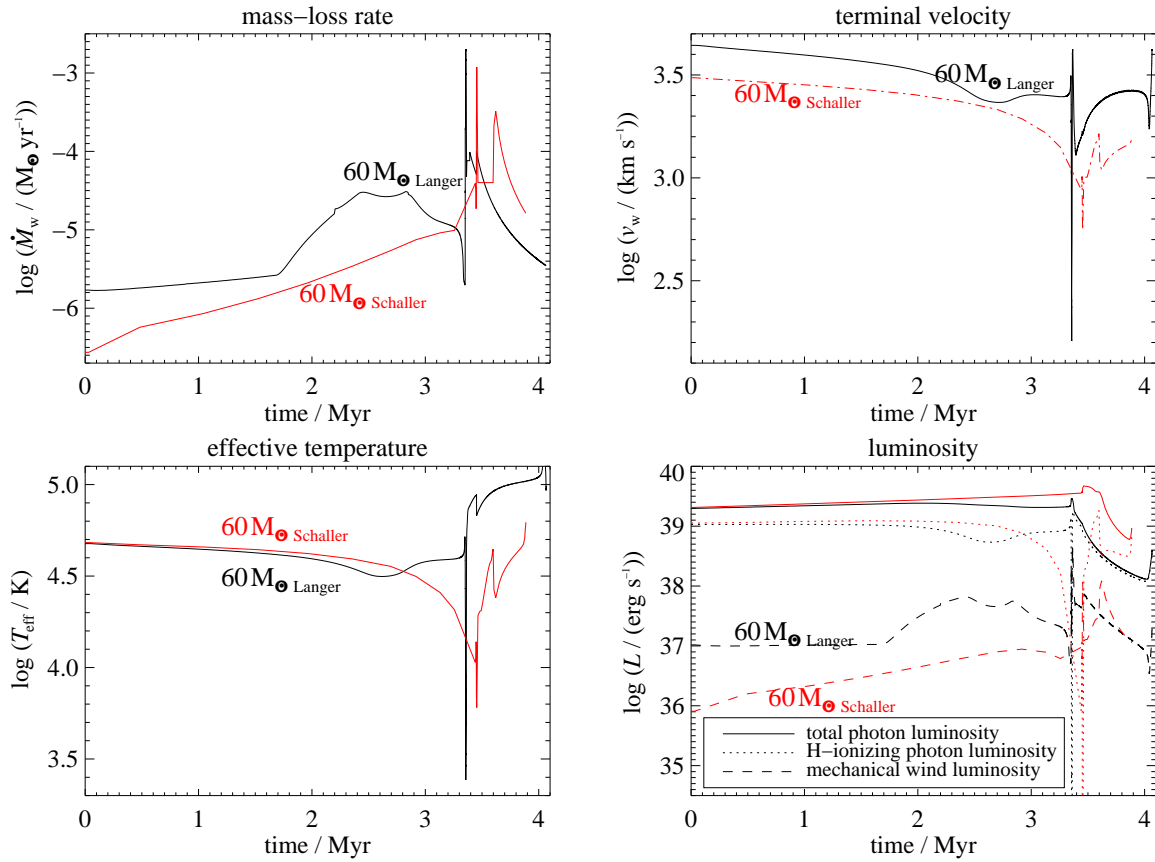


Abbildung 4.43: Vergleich der zeitabhängigen stellaren Parameter des $60 M_{\odot}$ -Modells von Schaller et al. (1992) mit denen des $60 M_{\odot}$ -Modells von Langer et al. (1994): Massenverlustrate, Windendgeschwindigkeit, Effektivtemperatur und Leuchtkräfte.

zen von Schaller et al. (1992) und Langer et al. (1994) untersucht.

Einfluss der stellaren Parameter

Um die Unterschiede zwischen den stellaren Parametern von Schaller et al. (1992) und Langer et al. (1994) zu verdeutlichen, werden in der Abbildung 4.43 deren Modelle eines $60 M_{\odot}$ -Sterns gegenübergestellt. Der $60 M_{\odot}$ -Stern von Schaller et al. (1992) hat eine gesamte Lebensdauer von 3.886 Myr, während der $60 M_{\odot}$ -Stern von Langer et al. (1994) mit 4.065 Myr etwas länger lebt.

Die Entwicklungstracks der beiden Sterne sind ebenfalls unterschiedlich. Der $60 M_{\odot}$ -Stern von Langer et al. (1994) hat eine H-MS Lebensdauer von 1.7 Myr, der $60 M_{\odot}$ -Stern von Schaller et al. (1992) verbringt 3.447 Myr auf der H-MS. Für das Modell von Langer et al. (1994) wird eine erste WR-Phase schon vor der LBV-Phase erreicht: $O \rightarrow Of \rightarrow \text{H-reicher WN} \rightarrow \text{LBV} \rightarrow \text{H-ärmer WN} \rightarrow \text{H-freier WN} \rightarrow \text{WC} \rightarrow \text{SN}$, das Modell von Schaller et al. (1992) durchläuft zuerst die LBV-Phase bevor die WR-Stadien erreicht werden: $O \rightarrow \text{LBV} \rightarrow \text{WNL} \rightarrow \text{WNE} \rightarrow \text{WC} \rightarrow \text{SN}$ (WNL, WNE s. § 3.2.2).

Die Massenverlustrate (Abb. 4.43, oben links) des $60 M_{\odot}$ -Sterns von Langer et al. (1994) ist nicht nur während der ersten ≈ 3.4 Myr höher, der Stern verliert auch insgesamt mehr Masse als der $60 M_{\odot}$ Stern von Schaller et al. (1992). Am Ende der stellaren Lebensdauer hat der Stern von Schaller et al. (1992) eine Restmasse von $7.829 M_{\odot}$, von den anfänglichen $60 M_{\odot}$ bleiben beim Stern von Langer et al. (1994) lediglich $3.92 M_{\odot}$ übrig.

Da der $60 M_{\odot}$ -Sterns von Langer et al. (1994) zusätzlich zur höheren Massenverlustrate während der ersten ≈ 3.4 Myr auch während der gesamten Lebensdauer (außer der LBV-Phase) eine höhere Windendgeschwindigkeit (Abb. 4.43, oben rechts) besitzt, ergibt sich folglich für den $60 M_{\odot}$ -Stern von Langer et al. (1994) eine höhere mechanische Windleuchtkraft (Abb. 4.43, unten rechts) während der ersten ≈ 3.4 Myr.

Die Effektivtemperaturen (Abb. 4.43, unten links) beider Sterne unterscheiden sich kaum, solange beide Sterne auf der Hauptreihe sind. Zwischen 1.7 Myr und 2.8 Myr ist die Effektivtemperatur des $60 M_{\odot}$ -Sterns von Schaller et al. (1992) höher, während der restlichen Lebensdauer - außer der LBV-Phase - des Sterns von Langer et al. (1994) ist dieser heißer.

Während beide Sterne auf der Hauptreihe sind, ist die wasserstoffionisierende Photonenleuchtkraft (Abb. 4.43, unten rechts) des $60 M_{\odot}$ -Sterns von Schaller et al. (1992) leicht höher. Durch die frühere Entwicklung zum WN-Stern sinkt der entsprechende Wert des $60 M_{\odot}$ -Sterns von Langer et al. (1994) etwas ab. Erst nach $t = 2.9$ Myr ist die H-ionisierende Photonenleuchtkraft des $60 M_{\odot}$ -Sterns von Langer et al. (1994) bis $t \approx 3.5$ Myr höher. Nach $t = 3.6$ Myr befindet sich der $60 M_{\odot}$ -Stern von Schaller et al. (1992) im WC-Stadium und seine H-ionisierende Photonenleuchtkraft ist bis zum Ende seiner Lebensdauer höher als die des $60 M_{\odot}$ -Sterns von Langer et al. (1994).

Die wichtigsten Unterschiede zwischen den stellaren Parametern von Langer et al. (1994) und Schaller et al. (1992) sind die höheren Werte bei der Massenverlustrate sowie der Windendgeschwindigkeit in den Modellen von Langer et al. (1994), da sich hieraus eine höhere mechanische Windleuchtkraft als bei den Modellen von Schaller et al. (1992) ergibt. Beim Vergleich des $85 M_{\odot}$ -Sterns von Schaller et al. (1992) mit dem $60 M_{\odot}$ -Stern von Langer et al. (1994) in § 4.3.1 wurde bereits diskutiert, dass durch die höhere mechanische Windleuchtkraft des $60 M_{\odot}$ -Sterns von Langer et al. (1994) seine SWB größer ist. Dadurch ist auch die ins zirkumstellare ISM eingetragene kinetische Energie während der ersten ≈ 0.75 Myr höher als beim $85 M_{\odot}$ -Sterns von Schaller et al. (1992). Der Unterschied in den stellaren Parametern wird auch in den folgenden Vergleichen der ins ISM eingetragenen Energien deutlich.

4.3.4 Vergleich aller HII-Modelle

Vergleich des Energieeintrags

Aufgrund der verschiedenen Entwicklungstracks und stellaren Parameter der vier massereichen Sterne mit $15 M_{\odot}$, $35 M_{\odot}$, $60 M_{\odot}$ und $85 M_{\odot}$ wird der Vergleich der Modelle für jede der untersuchten Energieformen jeweils zu zwei bestimmten Zeitpunkten durchgeführt: Am Ende der H-MS-Entwicklung des jeweiligen Sterns sowie am Ende der jeweiligen stellaren Lebensdauer.

Die zeitliche Entwicklung der thermischen Energie des kalten Gases ($T \leq 10^3$ K, s. § 4.1.2, § 4.2.2) ist für die vier HII-Modelle in Abbildung 4.44 geplottet. Die thermische Energie des kalten Gases beinhaltet auch die thermische Energie des anfänglich ungestörten Umgebungsgases, diese

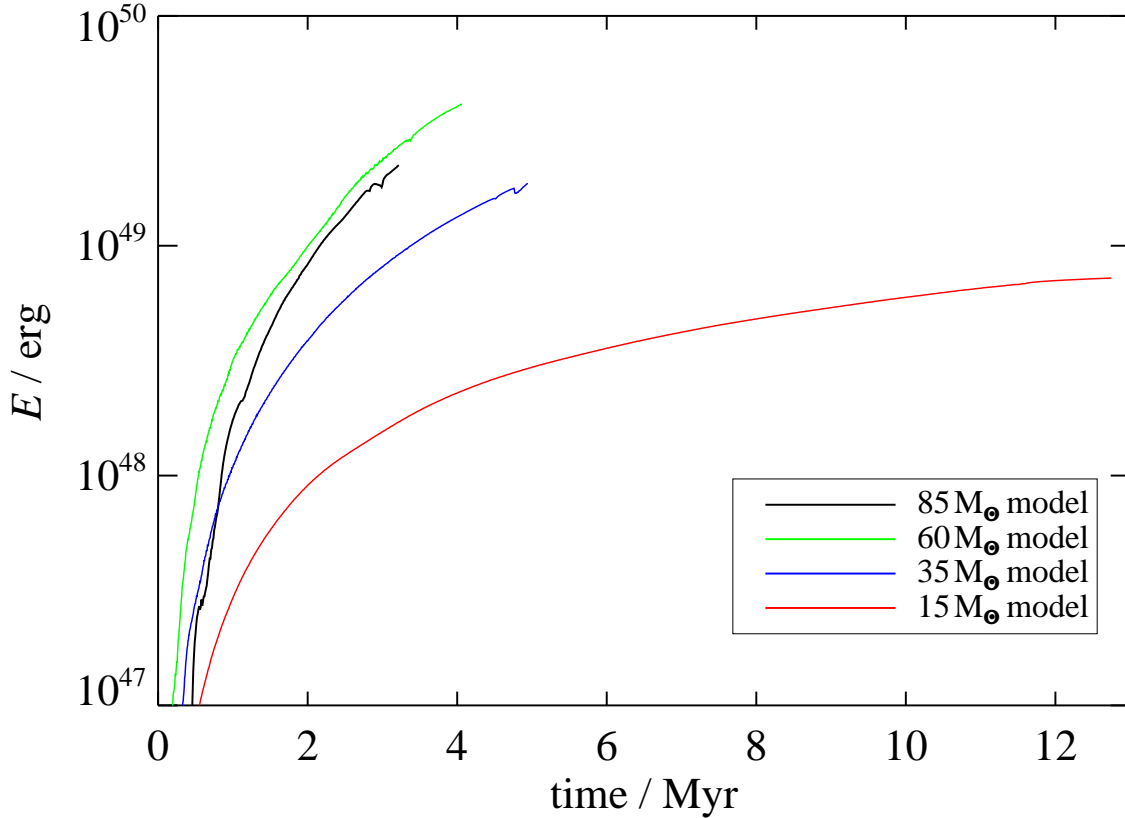


Abbildung 4.44: Vergleich der thermischen Energie des kalten Gases in den HII-Modellen

wurde hier jedoch subtrahiert, um die vom Stern ins umgebende Gas eingetragene Energie klarer darzustellen und einen einfacheren Vergleich der Modelle zu ermöglichen. Damit starten alle vier Modelle mit $E_{\text{therm, kalt}} = 0$ erg zum Zeitpunkt $t = 0$ Myr.

Nach $t = 0.5$ Myr ist im $15 M_{\odot}$ -Modell die thermische Energie des kalten Gases mit 8.3×10^{46} erg am niedrigsten, im $85 M_{\odot}$ -Modell liegt der entsprechende Wert bei 2.0×10^{47} erg. Die thermische Energie des kalten Gases im $35 M_{\odot}$ -Modell hat mit $E_{\text{therm, kalt}} = 2.8 \times 10^{47}$ erg einen etwas höheren Wert, der höchste Wert wird im $60 M_{\odot}$ -Modell mit $E_{\text{therm, kalt}} = 8.6 \times 10^{47}$ erg erreicht.

Bei $t = 1.7$ Myr ist der $60 M_{\odot}$ -Stern am Ende seiner Hauptreihenentwicklung angelangt. Zu diesem Zeitpunkt hat die thermische Energie des kalten Gases im $60 M_{\odot}$ -Modell einen Wert von $E_{\text{therm, kalt}} = 7.4 \times 10^{48}$ erg. Das $15 M_{\odot}$ -Modell hat mit $E_{\text{therm, kalt}} = 6.8 \times 10^{48}$ erg bei $t = 11.58$ Myr den niedrigsten Wert, der Wert des $35 M_{\odot}$ -Modells ist am Ende der H-MS-Entwicklung bei $t = 4.52$ Myr mit $E_{\text{therm, kalt}} = 1.6 \times 10^{48}$ erg niedriger als der des $85 M_{\odot}$ -Modells, das mit $E_{\text{therm, kalt}} = 1.7 \times 10^{49}$ erg am Ende der H-MS-Entwicklung des $85 M_{\odot}$ -Sterns bei $t = 2.82$ Myr den höchsten Wert erreicht.

Am Ende der jeweiligen stellaren Lebensdauer erreicht die thermische Energie des kalten

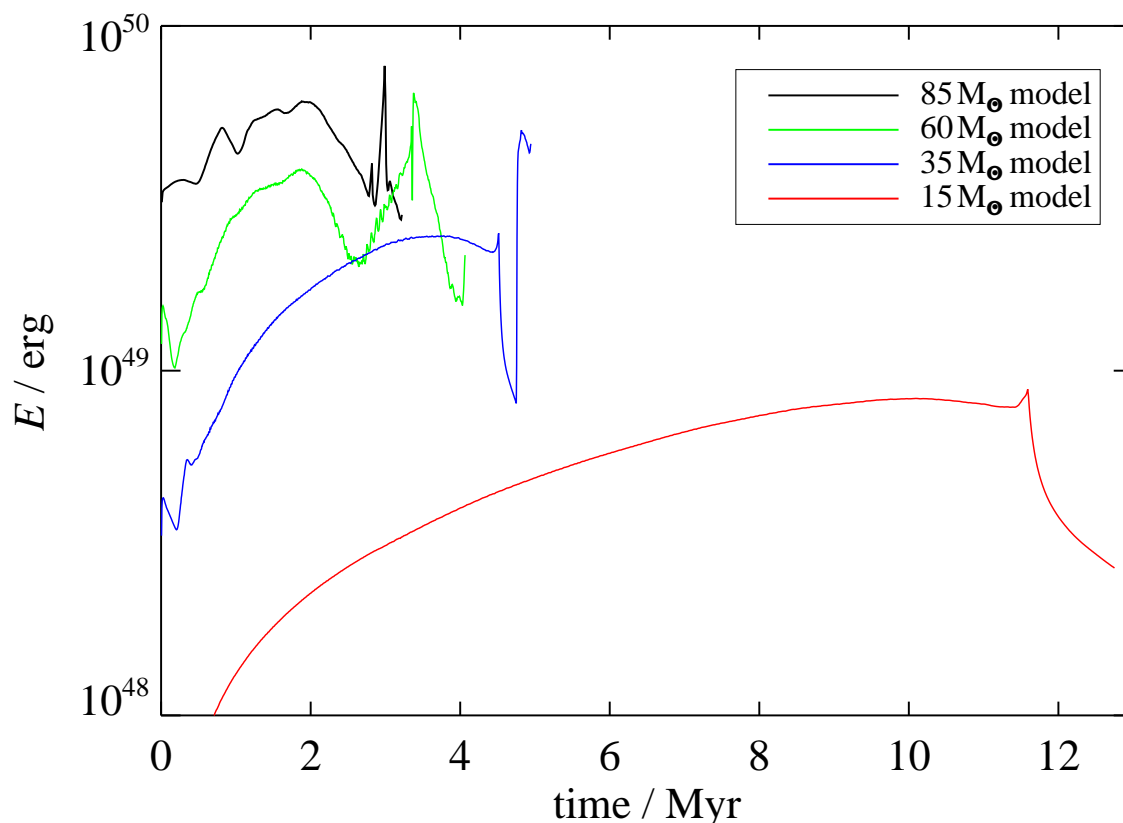


Abbildung 4.45: Vergleich der thermischen Energie des warmen Gases in den HII-Modellen

Gases im 85 M_{\odot} -Modell ($t = 3.22$ Myr) einen Wert von 2.2×10^{49} erg, während es beim 60 M_{\odot} -Modell ($t = 4.065$ Myr) 4.1×10^{49} erg sind. Im 35 M_{\odot} -Modell sind bei $t = 4.945$ Myr 1.9×10^{49} erg vorhanden und die thermische Energie des kalten Gases im 15 M_{\odot} -Modell erreicht nach $t = 12.75$ Myr lediglich $E_{\text{therm, kalt}} = 7.2 \times 10^{48}$ erg.

Beim Vergleich der thermischen Energie des kalten Gases wird deutlich, dass die größten Energiemengen nicht unbedingt vom massereichsten Stern in seine Umgebung eingetragen werden, wenn die stellaren Parameter nicht aus ein- und derselben Quelle stammen. Während der gesamten stellaren Lebensdauer der jeweiligen Modelle sind die Werte für das 60 M_{\odot} -Modell am höchsten, die im 85 M_{\odot} -Modell erreichten Werte liegen anfangs sogar noch unter denen des 35 M_{\odot} -Modells.

Die thermische Energie des warmen Gases ($10^3 \text{ K} < T < 10^5 \text{ K}$) ist in Abbildung 4.45 geplottet. Sie entwickelt sich analog zur im zirkumstellaren Gas gespeicherten Ionisationsenergie, da die Temperaturen des ionisierten Gases im Temperaturintervall des warmen Gases liegen (s. § 4.1.2, § 4.2.2). Da die H-ionisierende Photonenleuchtkraft des 85 M_{\odot} -Sterns die höchsten Werte erreicht (s. Abb. 4.38 und 4.41), ist die thermische Energie des warmen Gases im 85 M_{\odot} -Modell

ebenfalls höher als bei den anderen Modellen.

Zu Beginn der Simulation ($t = 0.01$ Myr) erreicht die thermische Energie des warmen Gases im $15 M_{\odot}$ -Modell lediglich $E_{\text{therm, warm}} = 2.4 \times 10^{47}$ erg. Für das $35 M_{\odot}$ -Modell beträgt der entsprechende Wert zu diesem Zeitpunkt $E_{\text{therm, warm}} = 4.0 \times 10^{48}$ erg, im $60 M_{\odot}$ -Modell werden 1.3×10^{49} erg erreicht und im $85 M_{\odot}$ -Modell ist $E_{\text{therm, warm}} = 3.1 \times 10^{49}$ erg.

Die thermische Energie des warmen Gases bleibt im $15 M_{\odot}$ -Modell während der gesamten Lebensdauer des $15 M_{\odot}$ -Sterns, verglichen mit den anderen Modellen, am niedrigsten. Der $35 M_{\odot}$ -Stern befindet sich noch in der H-MS-Entwicklung, wenn die thermische Energie des warmen Gases im $60 M_{\odot}$ -Modell zeitweise während der WR-Phasen und am Ende der stellaren Lebensdauer des $60 M_{\odot}$ -Sterns auf niedrigere Werte absinkt, als im $35 M_{\odot}$ -Modell erreicht werden. Im $85 M_{\odot}$ -Modell sinken die Werte der thermischen Energie des warmen Gases erst kurz vor dem Ende der stellaren Lebensdauer unter die Werte des $60 M_{\odot}$ -Modells.

Am Ende der jeweiligen H-MS-Entwicklung ist im $15 M_{\odot}$ -Modell nach $t = 11.58$ Myr $E_{\text{therm, warm}} = 8.7 \times 10^{48}$ erg, mehr als doppelt so hoch ist der Wert der thermischen Energie des warmen Gases mit $E_{\text{therm, warm}} = 2.2 \times 10^{49}$ erg bei $t = 4.52$ Myr im $35 M_{\odot}$ -Modell. Im $60 M_{\odot}$ -Modell beträgt der Wert mit $E_{\text{therm, warm}} = 3.6 \times 10^{49}$ erg nach $t = 1.7$ Myr fast ebensoviel wie im $85 M_{\odot}$ -Modell bei $t = 2.82$ Myr ($E_{\text{therm, warm}} = 3.9 \times 10^{49}$ erg).

Nach $t = 3.22$ Myr ist die thermische Energie des warmen Gases am Ende der Lebensdauer des $85 M_{\odot}$ -Sterns mit $E_{\text{therm, warm}} = 2.8 \times 10^{49}$ erg höher als im $60 M_{\odot}$ -Modell nach $t = 4.065$ Myr ($E_{\text{therm, warm}} = 2.2 \times 10^{49}$ erg). Das $35 M_{\odot}$ -Modell erreicht mit $E_{\text{therm, warm}} = 4.6 \times 10^{49}$ erg jedoch deutlich höhere Werte als die Modelle der beiden massereicherer Sterne, da die H-ionisierende Photonenleuchtkraft des $35 M_{\odot}$ -Sterns am Ende seiner Lebensdauer deutlich über der des $60 M_{\odot}$ -Sterns liegt, wie in Freyer et al. (2003), Abb. 2 und Freyer et al. (2006), Abb. 1 (jeweils unten rechts) zu erkennen ist. Im $15 M_{\odot}$ -Modell verbleiben nach $t = 12.75$ Myr lediglich 2.7×10^{48} erg an thermischer Energie des warmen Gases.

Der Temperaturbereich des heißen Gases ($T \geq 10^5$ K) wird vom Gas in der SWB erreicht (s. § 4.1.2, § 4.2.2). Da der $60 M_{\odot}$ -Stern am Anfang eine höhere mechanische Windleuchtkraft besitzt als der $85 M_{\odot}$ -Stern ist auch die thermische Energie des heißen Gases im erstgenannten Modell höher (s. § 4.3.1).

Die von der thermischen Energie des heißen Gases erreichten Werte sind im $15 M_{\odot}$ -Modell während der gesamten Lebensdauer des $15 M_{\odot}$ -Sterns mehr als 1 dex niedriger als in den anderen Modellen. Die im $35 M_{\odot}$ -Modell erreichten Werte steigen erst in der finalen WR-Phase stark an, während der H-MS liegen die Werte in diesem Modell auch deutlich unter den Werten der Modelle der beiden massereicherer Sterne.

Bei $t = 1.0$ Myr beträgt der Wert der thermischen Energie des heißen Gases im $15 M_{\odot}$ -Modell $E_{\text{therm, heiß}} = 7.2 \times 10^{46}$ erg, der Wert im $35 M_{\odot}$ -Modell liegt mit $E_{\text{therm, heiß}} = 6.8 \times 10^{48}$ erg um fast 2 dex darüber. Die thermische Energie des heißen Gases erreicht mit $E_{\text{therm, heiß}} = 3.4 \times 10^{49}$ erg im $60 M_{\odot}$ -Modell einen etwas höheren Wert als im $85 M_{\odot}$ -Modell mit $E_{\text{therm, heiß}} = 2.0 \times 10^{49}$ erg.

Die thermische Energie des heißen Gases ist am Ende der jeweiligen H-MS-Entwicklung im $15 M_{\odot}$ -Modell mit $E_{\text{therm, heiß}} = 8.4 \times 10^{47}$ erg (bei $t = 11.58$ Myr) am niedrigsten.

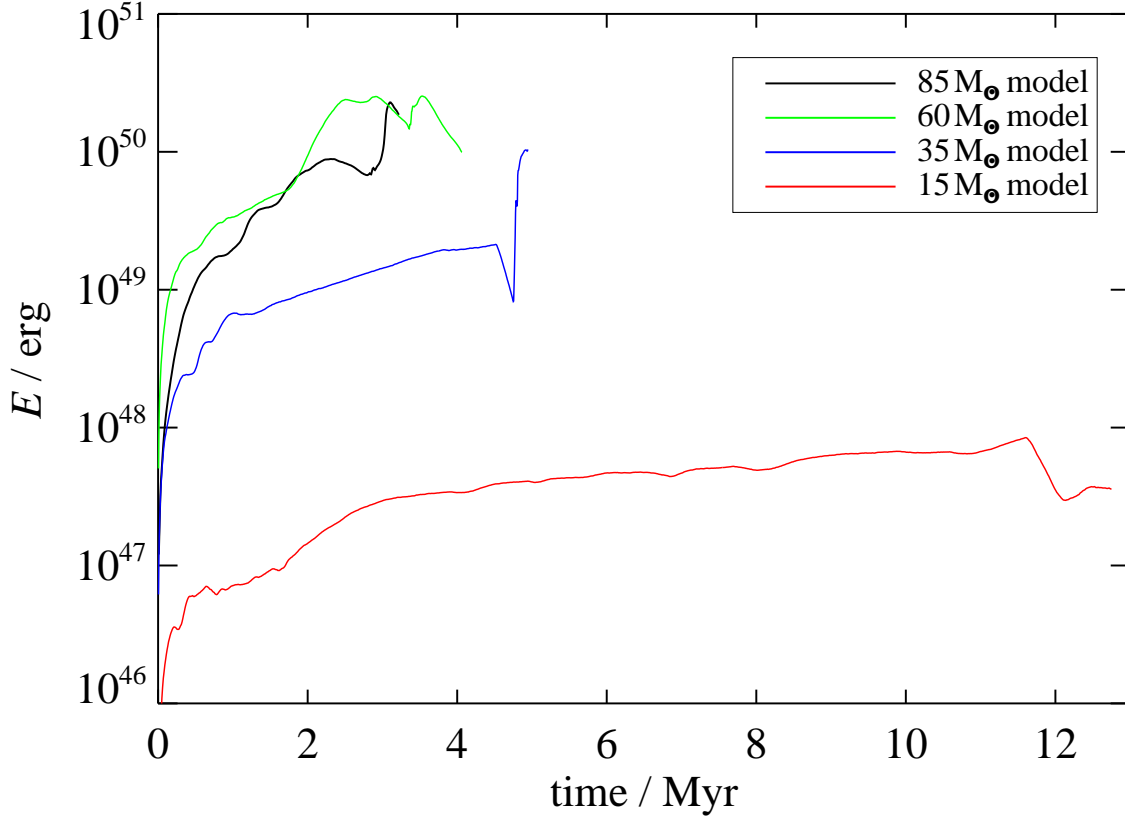


Abbildung 4.46: Vergleich der thermischen Energie des heißen Gases in den HII-Modellen

Der im 35 M_{\odot} -Modell zum entsprechenden Zeitpunkt bei $t = 4.52$ Myr erreichte Wert ist mit $E_{\text{therm, heiß}} = 2.1 \times 10^{49}$ erg um fast 2 dex größer. Der 60 M_{\odot} -Stern beendet seine H-MS-Entwicklung bereits nach $t = 1.7$ Myr, mit $E_{\text{therm, heiß}} = 5.2 \times 10^{49}$ erg beträgt der Wert der thermischen Energie des heißen Gases im 60 M_{\odot} -Modell trotzdem mehr als das Doppelte des Wertes im 35 M_{\odot} -Modell. Den höchsten Wert erreicht das 85 M_{\odot} -Modell mit $E_{\text{therm, heiß}} = 6.9 \times 10^{49}$ erg bei $t = 2.82$ Myr.

Am Ende der jeweiligen stellaren Lebensdauer ist mit $E_{\text{therm, heiß}} = 3.6 \times 10^{47}$ erg im 15 M_{\odot} -Modell der niedrigste Wert für die thermische Energie des heißen Gases zu verzeichnen, das 60 M_{\odot} -Modell hat $E_{\text{therm, heiß}} = 9.96 \times 10^{49}$ erg erreicht. Nur leicht darüber liegt mit $E_{\text{therm, heiß}} = 1.0 \times 10^{50}$ erg der Wert des 35 M_{\odot} -Modells. Trotz der kürzesten stellaren Lebensdauer erreicht das 85 M_{\odot} -Modell mit $E_{\text{therm, heiß}} = 1.9 \times 10^{50}$ erg den höchsten Wert.

Wie bereits oben in der Diskussion der thermischen Energie des warmen Gases erwähnt, entwickelt sich die thermische Energie des warmen Gases wie die Ionisationsenergie (s. Abb. 4.47), wobei die jeweils erreichten Werte in der Ionisationsenergie ≈ 1 dex über den Werten der thermischen Energie des warmen Gases liegen.

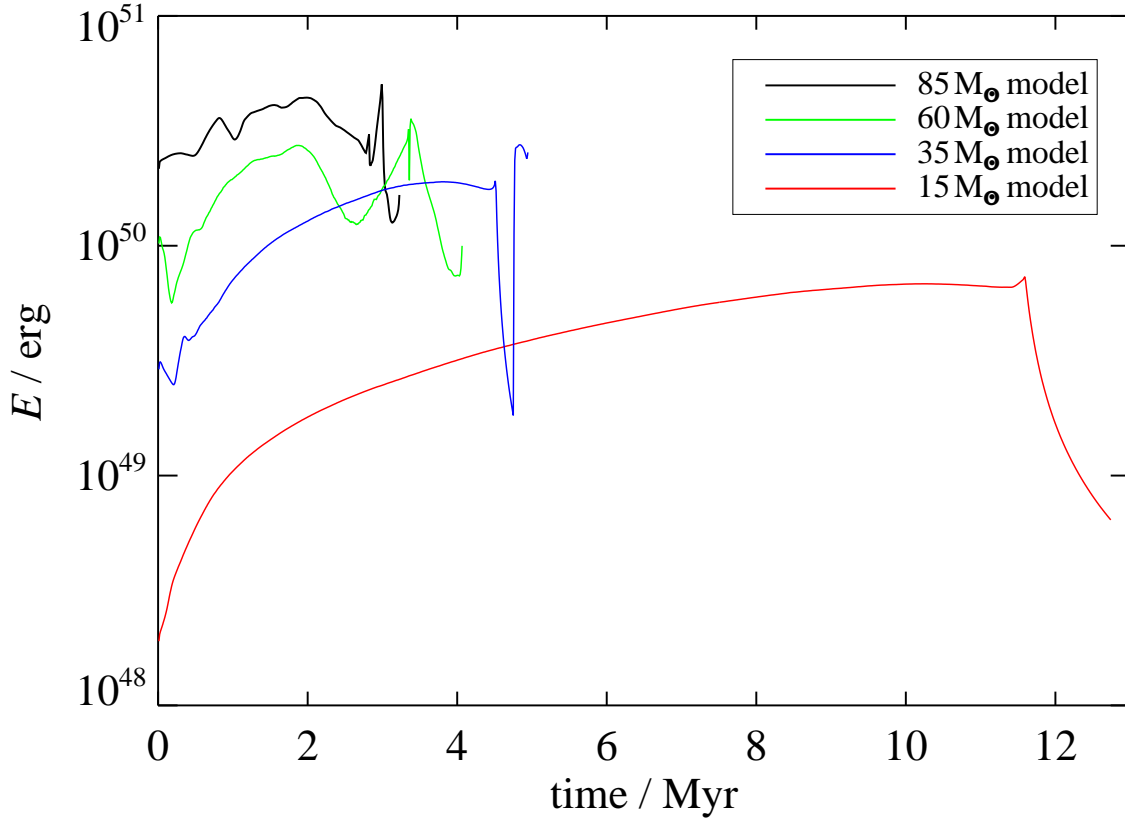


Abbildung 4.47: Vergleich der Ionisationsenergie in den HII-Modellen

Während der H-MS-Entwicklung der vier massereichen Sterne steigt die im ISM gespeicherte Ionisationsenergie stetig an, solange die Strukturbildung in der SWB-Schale dieses nicht durch Schattenwürfe beeinflusst (vgl. § 4.3.1 und § 4.3.2). Für die H-MS-Lebensdauern der massereichen Sterne ist der höchste Wert der Ionisationsenergie immer im 85 M_⊙-Modell erreicht, etwas niedriger liegen die Werte im 60 M_⊙-Modell, im 35 M_⊙-Modell sind die Werte der Ionisationsenergie, solange sich beide Sterne auf der Hauptreihe befinden, ungefähr 1 dex niedriger als im 85 M_⊙-Modell. Für das 15 M_⊙-Modell sind die Werte nochmals um ≈ 1 dex geringer.

So werden bei $t = 1.0$ Myr im 85 M_⊙-Modell $E_{\text{ion}} = 2.9 \times 10^{50}$ erg erreicht, im 60 M_⊙-Modell ist der Wert der Ionisationsenergie zu diesem Zeitpunkt $E_{\text{ion}} = 1.9 \times 10^{50}$ erg. Im 35 M_⊙-Modell ist $E_{\text{ion}} = 7.1 \times 10^{49}$ erg und im 15 M_⊙-Modell erreicht die Ionisationsenergie einen Wert von 1.1×10^{49} erg.

Am Ende der jeweiligen H-MS-Lebensdauer ist mit $E_{\text{ion}} = 3.1 \times 10^{50}$ erg im 85 M_⊙-Modell bei $t = 2.82$ Myr der höchste Wert zu verzeichnen. Mit $E_{\text{ion}} = 2.6 \times 10^{50}$ erg bei $t = 1.7$ Myr folgt das 60 M_⊙-Modell. Das 35 M_⊙-Modell erreicht nach $t = 4.52$ Myr $E_{\text{ion}} = 1.7 \times 10^{50}$ erg und der Wert der Ionisationsenergie beträgt nach $t = 11.58$ Myr im 15 M_⊙-Modell $E_{\text{ion}} = 7.3 \times 10^{49}$ erg.

In den späteren Entwicklungsphasen nimmt die H-ionisierende Photonenleuchtkraft zeitweise

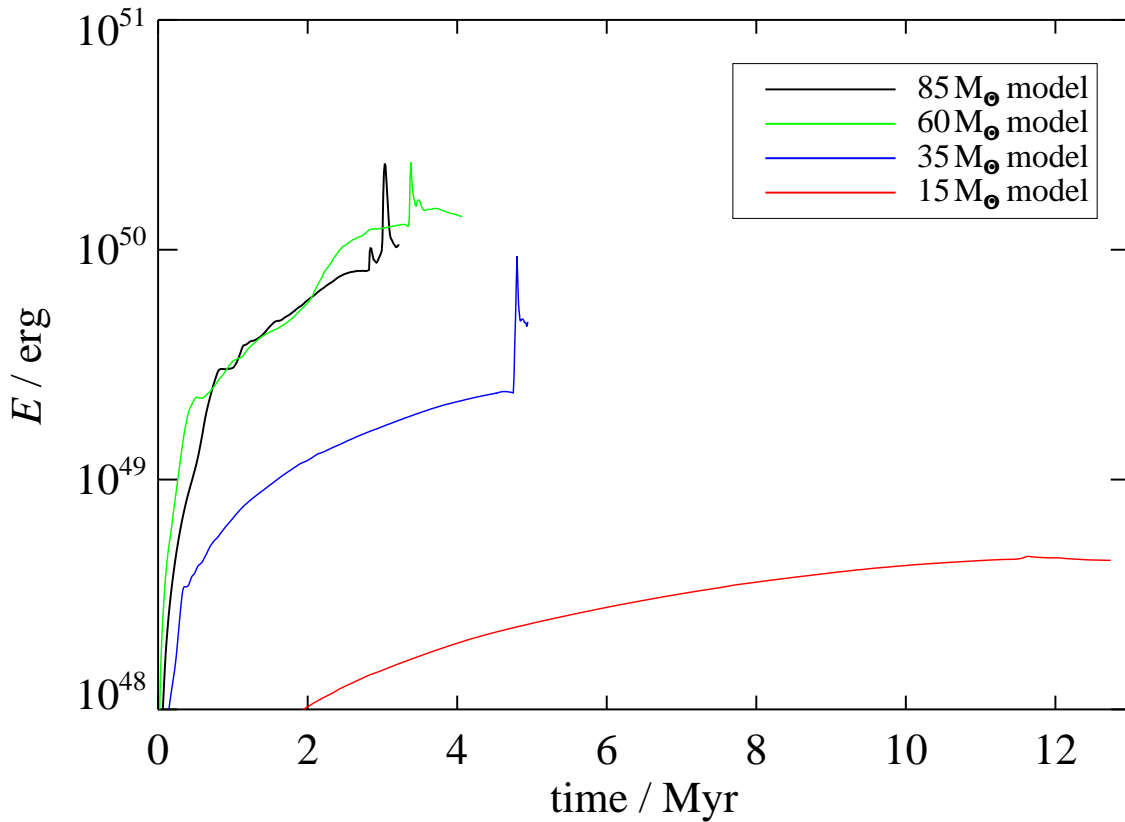


Abbildung 4.48: Vergleich der kinetischen Energie in den HII-Modellen

sehr stark ab. Am Ende der jeweiligen stellaren Lebensdauer liegt der Wert der Ionisationsenergie im 35 M_⊙-Modell mit $E_{\text{ion}} = 2.5 \times 10^{50}$ erg über den entsprechenden Werten, die im 85 M_⊙-Modell ($E_{\text{ion}} = 1.5 \times 10^{50}$ erg) sowie im 60 M_⊙-Modell ($E_{\text{ion}} = 8.0 \times 10^{49}$ erg) erreicht werden, da die H-ionisierende Photonenleuchtkraft des 35 M_⊙-Sterns am Ende seiner Lebensdauer deutlich über den Werten der beiden massereicheren Sterne liegt. Der 15 M_⊙-Stern ist nicht massereich genug, um sich im Anschluss an das RSG-Stadium noch zum WR-Stern zu entwickeln. Da während der RSG-Phase die H-ionisierende Photonenleuchtkraft praktisch ausgeschaltet ist, nimmt im 15 M_⊙-Modell die Ionisationsenergie in diesem Zeitraum stark ab. Am Ende der stellaren Lebensdauer des 15 M_⊙-Sterns ist die Ionisationsenergie mit $E_{\text{ion}} = 6.4 \times 10^{48}$ erg niedriger als bei $t = 1$ Myr und der gesamten anschließenden H-MS-Lebensdauer.

Die kinetische Energie des zirkumstellaren Gases (Abb. 4.48) steigt bei allen vier Modellen im Verlauf der H-MS Entwicklung deutlich an, bei den drei massereicheren Modellen ist am Ende der stellaren Entwicklung der Einfluss der WR-Phasen deutlich erkennbar. Da zu Beginn der numerischen Simulationen das ungestörte Umgebungsgas in Ruhe ist, starten alle vier Modelle bei $t = 0$ Myr mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin}} = 0$ erg. Durch die Expansion von SWB

und HII-Region steigt dann die kinetische Energie, wobei sie im $15 M_{\odot}$ -Modell immer deutlich niedriger ist als im $35 M_{\odot}$ -Modell, dessen Werte nochmals signifikant unter den Werten der kinetischen Energie im $60 M_{\odot}$ -Modell und im $85 M_{\odot}$ -Modell liegen. Die kinetische Energie in den beiden zuletzt genannten Modellen erreicht nur geringfügig unterschiedliche Werte, wie bereits in § 4.3.1 diskutiert.

Im $15 M_{\odot}$ -Modell ist bei $t = 1.0$ Myr der Wert der kinetischen Energie erst auf $E_{\text{kin}} = 5.7 \times 10^{47}$ erg angewachsen, im zirkumstellaren Gas des $35 M_{\odot}$ -Modells sind 6.8×10^{48} erg an kinetischer Energie vorhanden. Das $60 M_{\odot}$ -Modell hat mit $E_{\text{kin}} = 3.3 \times 10^{49}$ erg etwas mehr kinetische Energie im zirkumstellaren Gas gespeichert als das $85 M_{\odot}$ -Modell mit $E_{\text{kin}} = 3.1 \times 10^{49}$ erg.

Bei $t = 11.58$ Myr endet die H-MS-Lebensdauer des $15 M_{\odot}$ -Sterns, zu diesem Zeitpunkt ist im $15 M_{\odot}$ Modell die kinetische Energie mit $E_{\text{kin}} = 4.6 \times 10^{48}$ erg etwa 1 dex niedriger als im $35 M_{\odot}$ -Modell mit $E_{\text{kin}} = 2.4 \times 10^{49}$ erg zum entsprechenden Zeitpunkt bei $t = 4.52$ Myr. Den doppelten Wert erreicht das $60 M_{\odot}$ -Modell bei $t = 1.7$ Myr, deutlich höher ist der vom $85 M_{\odot}$ -Modell nach $t = 2.82$ Myr mit $E_{\text{kin}} = 8.2 \times 10^{49}$ erg erreichte Wert.

Am Ende der jeweiligen stellaren Lebensdauer ist die vom $60 M_{\odot}$ -Stern in seine Umgebung eingetragene kinetische Energie mit $E_{\text{kin}} = 1.4 \times 10^{50}$ erg (bei $t = 4.05$ Myr) höher als im $85 M_{\odot}$ -Modell mit $E_{\text{kin}} = 1.1 \times 10^{50}$ erg (bei $t = 3.22$ Myr). Nach $t = 4.945$ Myr erreicht die kinetische Energie im $35 M_{\odot}$ -Modell einen Wert von 4.8×10^{49} erg, beim $15 M_{\odot}$ -Modell ist die kinetische Energie nach $t = 12.75$ Myr mit 4.5×10^{48} erg mehr als 1 dex niedriger.

Vergleich der Energietransfereffizienzen

Die Transfereffizienz in eine bestimmte Energieform ist der Anteil dieser Energieform an der gesamten vom Stern in seine Umgebung abgegebenen Energie bis zum jeweiligen Zeitpunkt. Auch für die Energietransfereffizienzen in die unterschiedlichen Energieformen wird jeweils am Ende der H-MS-Entwicklung sowie am Ende der stellaren Lebensdauer ein Vergleich der vier Modelle vorgenommen.

Die gesamte Energietransfereffizienz (Abb. 4.49) ist der Quotient aus der Summe von kinetischer Energie, thermischer Energie, Ionisationsenergie im zirkumstellaren Gas und der vom Stern abgestrahlten Energie. Im Laufe der jeweiligen H-MS Entwicklung ist wieder ein klarer Trend erkennbar, der mit $15 M_{\odot}$ am wenigsten massereiche Stern erreicht die beste Energietransfereffizienz, deutlich darunter liegen die Werte des $35 M_{\odot}$ -Sterns, gefolgt vom massereicheren $60 M_{\odot}$ -Stern. Die geringste Energietransfereffizienz erreicht der $85 M_{\odot}$ -Stern. Nach $t = 1.0$ Myr hat die gesamte Energietransfereffizienz im $15 M_{\odot}$ -Modell einen Wert von $\epsilon_{\text{tot}} = 2.2 \times 10^{-2}$, im $35 M_{\odot}$ -Modell ist die gesamte Energietransfereffizienz mit $\epsilon_{\text{tot}} = 1.0 \times 10^{-2}$ nur halb so groß. Das $60 M_{\odot}$ -Modell liegt mit $\epsilon_{\text{tot}} = 8.6 \times 10^{-3}$ nur knapp unter dem Wert des $35 M_{\odot}$ -Modells, während das $85 M_{\odot}$ -Modell mit $\epsilon_{\text{tot}} = 5.3 \times 10^{-3}$ nur die Hälfte der gesamten Energietransfereffizienz des $35 M_{\odot}$ -Modell erreicht.

Den niedrigsten Wert am Ende der jeweiligen H-MS-Lebensdauer erreicht das $85 M_{\odot}$ -Modell bei $t = 2.82$ Myr mit $\epsilon_{\text{tot}} = 2.9 \times 10^{-3}$, das $35 M_{\odot}$ -Modell erreicht bei $t = 4.52$ Myr $\epsilon_{\text{tot}} = 6.1 \times 10^{-3}$, im $60 M_{\odot}$ -Modell ist $\epsilon_{\text{tot}} = 6.9 \times 10^{-3}$ ($t = 1.7$ Myr) und nach $t = 11.58$ Myr liegt mit $\epsilon_{\text{tot}} = 1.3 \times 10^{-2}$ der höchste Wert für die gesamte Energietransfereffizienz am Ende der H-MS-Lebensdauer im $15 M_{\odot}$ -Modell vor.

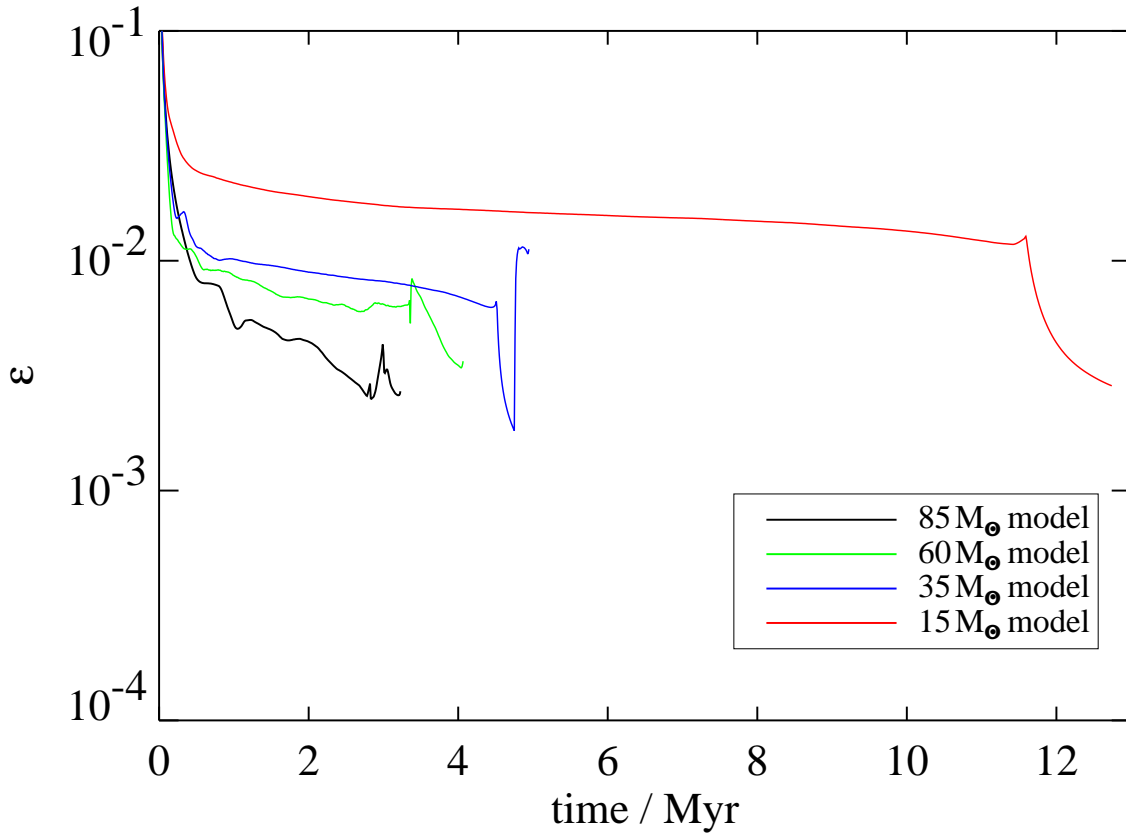


Abbildung 4.49: Vergleich der gesamten Energietransfereffizienz der HII-Modelle

Durch die starken Änderungen der stellaren Parameter in den späten Entwicklungsphasen der Sterne verändert sich die Reihenfolge am Ende der stellaren Lebensdauer. Mit $\epsilon_{tot} = 1.1 \times 10^{-2}$ ist die gesamte Energietransfereffizienz im $35 M_{\odot}$ -Modell dreimal höher als mit $\epsilon_{tot} = 3.5 \times 10^{-3}$ im $60 M_{\odot}$ -Modell. Mit $\epsilon_{tot} = 2.9 \times 10^{-3}$ und $\epsilon_{tot} = 2.6 \times 10^{-3}$ folgen das $15 M_{\odot}$ -Modell sowie das $85 M_{\odot}$ -Modell.

Abbildung 4.50 zeigt den Vergleich der Energietransfereffizienzen in thermische Energie. Die niedrigsten Werte werden während der gesamten Lebensdauer $85 M_{\odot}$ -Sterns vom dazugehörigen Modell erreicht, bei $t = 1.0$ Myr ist $\epsilon_{int} = 8.7 \times 10^{-4}$. Bis zum Ende der H-MS-Entwicklung des $60 M_{\odot}$ -Sterns ist die Differenz der Energietransfereffizienzen in thermische Energie zwischen dem $60 M_{\odot}$ -Modell und dem $35 M_{\odot}$ -Modell minimal, bei $t = 1.0$ Myr ist für beide Modelle $\epsilon_{int} = 1.9 \times 10^{-3}$. In den WR-Phasen des $60 M_{\odot}$ -Sterns werden vom entsprechenden Modell noch höhere Werte erreicht als vom $15 M_{\odot}$ -Modell, welches während der übrigen Zeit, außer der kurzen Zeitspanne der WR-Phase des $35 M_{\odot}$ -Sterns, die höchsten Werte erzielt. Bei $t = 1.0$ Myr ist die Energietransfereffizienz in thermische Energie im $15 M_{\odot}$ -Modell $\epsilon_{int} = 2.9 \times 10^{-3}$.

Am Ende der H-MS-Entwicklung des $60 M_{\odot}$ -Sterns bei $t = 1.7$ Myr ist die Energietrans-

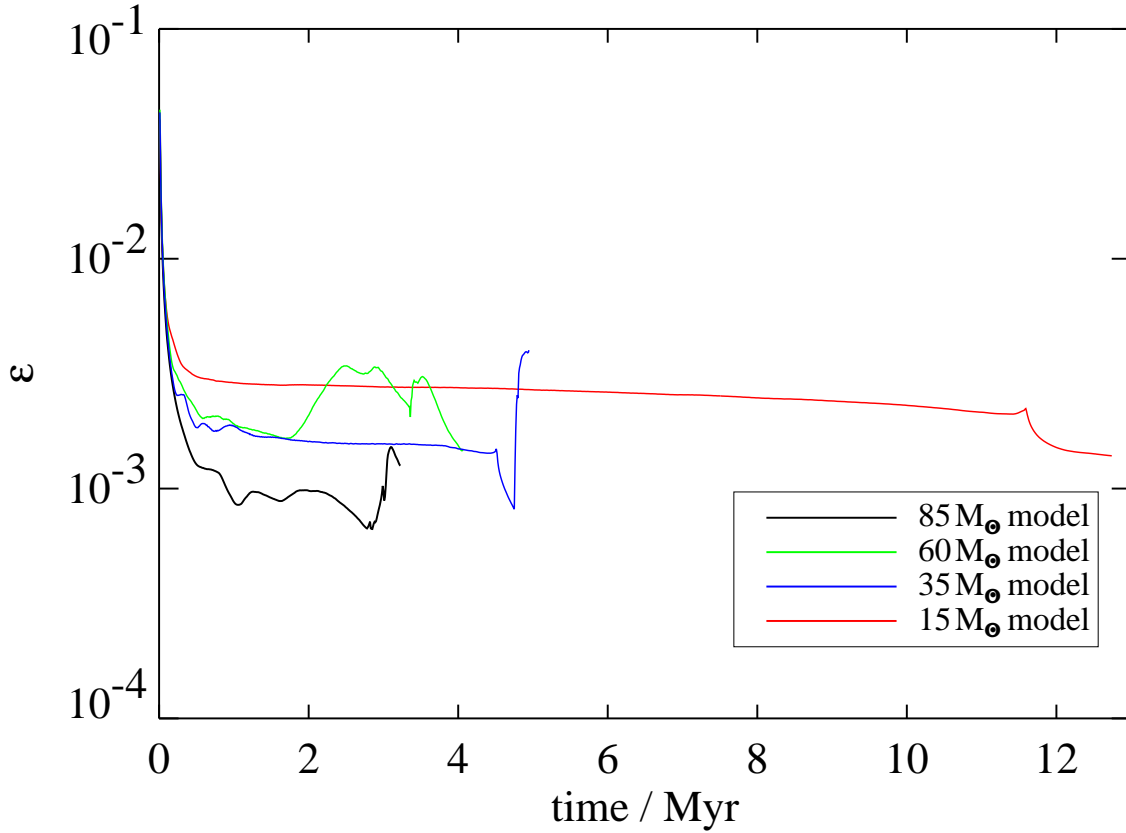


Abbildung 4.50: Vergleich der Energietransfereffizienz in thermische Energie der HII-Modelle

fereffizienz in thermische Energie im $60 M_{\odot}$ -Modell $\epsilon_{int} = 1.7 \times 10^{-3}$. Im $85 M_{\odot}$ -Modell hat die Energietransfereffizienz in thermische Energie bei $t = 2.82$ Myr lediglich einen Wert von $\epsilon_{int} = 7.2 \times 10^{-4}$. Bei $t = 4.52$ Myr ist im $35 M_{\odot}$ -Modell $\epsilon_{int} = 1.4 \times 10^{-3}$ und nach $t = 11.58$ Myr ist die Energietransfereffizienz in thermische Energie im $15 M_{\odot}$ -Modell $\epsilon_{int} = 2.2 \times 10^{-3}$.

Bei $t = 3.22$ Myr, am Ende der stellaren Lebensdauer, hat das $85 M_{\odot}$ -Modell mit $\epsilon_{int} = 1.3 \times 10^{-3}$ einen deutlich höheren Wert als während der H-MS-Entwicklung des $85 M_{\odot}$ -Sterns. Mit $\epsilon_{int} = 1.4 \times 10^{-3}$ bei $t = 12.74$ Myr folgt das $15 M_{\odot}$ -Modell. Das $60 M_{\odot}$ -Modell hat am Ende seiner stellaren Lebensdauer eine Energietransfereffizienz in thermische Energie von $\epsilon_{int} = 1.5 \times 10^{-3}$ erzielt. Den höchsten Wert erreicht das $35 M_{\odot}$ -Modell mit $\epsilon_{int} = 3.9 \times 10^{-3}$.

Die Energietransfereffizienz in Ionisationsenergie ist in Abbildung 4.51 geplottet. Wie schon bei der gesamten Energietransfereffizienz erreicht das $15 M_{\odot}$ -Modell auch bei der Energietransfereffizienz in Ionisationsenergie zumindest während der H-MS-Entwicklung des $15 M_{\odot}$ -Sterns deutlich höhere Werte als die Modelle der massereicheren Sterne. Nach $t = 1.0$ Myr hat wieder dasjenige Modell mit dem am wenigsten massereichen Stern die höchsten Werte ($\epsilon_{ion} = 1.8 \times 10^{-2}$ für das $15 M_{\odot}$ -Modell), mit zunehmender Sternmasse nehmen die Werte der Energietransfereffi-

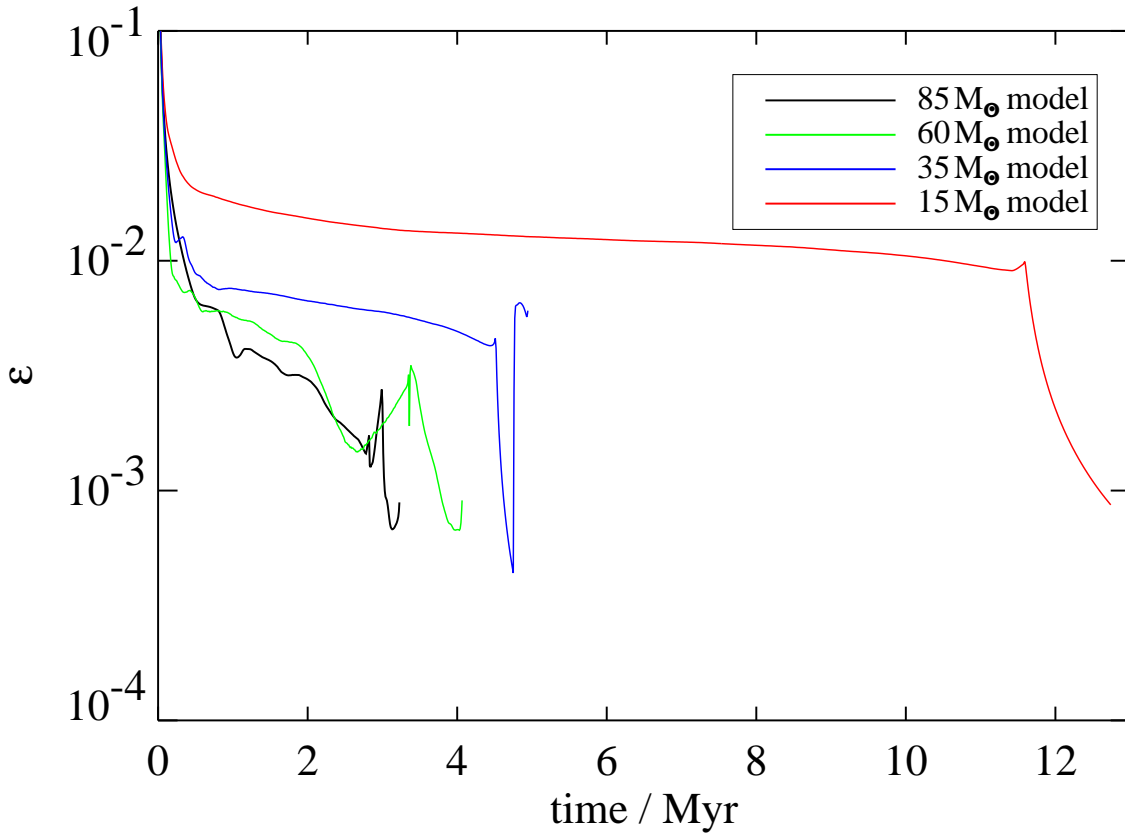


Abbildung 4.51: Vergleich der Energietransfereffizienz in Ionisationsenergie der HII-Modelle

zienz ab. Das $35 M_{\odot}$ -Modell erreicht mit $\epsilon_{ion} = 7.6 \times 10^{-3}$ weniger als die Hälfte des Wertes des $15 M_{\odot}$ -Modells, das $60 M_{\odot}$ -Modell sowie das $85 M_{\odot}$ -Modell liegen mit $\epsilon_{ion} = 5.7 \times 10^{-3}$ bzw. $\epsilon_{ion} = 3.9 \times 10^{-3}$ nochmals deutlich darunter.

Diese Reihenfolge bleibt fast bestehen, wenn man die Energietransfereffizienzen in Ionisationsenergie am Ende der H-MS-Entwicklung des jeweiligen Sterns betrachtet. Nach $t = 11.58$ Myr ist $\epsilon_{ion} = 9.8 \times 10^{-3}$ für das $15 M_{\odot}$ -Modell. Das $60 M_{\odot}$ -Modell erreicht mit $\epsilon_{ion} = 4.5 \times 10^{-3}$ bei $t = 1.7$ Myr einen etwas höheren Wert als das $35 M_{\odot}$ -Modell bei $t = 4.52$ Myr mit $\epsilon_{ion} = 4.1 \times 10^{-3}$. Weniger als die Hälfte davon schafft mit $\epsilon_{ion} = 1.7 \times 10^{-3}$ das $85 M_{\odot}$ -Modell bei $t = 2.82$ Myr.

Am Ende der jeweiligen stellaren Lebensdauer hat das $35 M_{\odot}$ -Modell mit $\epsilon_{ion} = 5.9 \times 10^{-3}$ (bei $t = 4.945$ Myr) den höchsten Wert für die Energietransfereffizienz in Ionisationsenergie, wie schon bei der gesamten Energietransfereffizienz und der Energietransfereffizienz in thermische Energie. Die Werte der anderen Modelle liegen ≈ 1 dex niedriger und erreichen für das $15 M_{\odot}$ -Modell nach $t = 11.58$ Myr $\epsilon_{ion} = 8.7 \times 10^{-4}$. Bei $t = 4.065$ Myr beträgt der Wert im $60 M_{\odot}$ -Modell $\epsilon_{ion} = 7.2 \times 10^{-4}$ und $\epsilon_{ion} = 8.2 \times 10^{-4}$ im $85 M_{\odot}$ -Modell bei $t = 3.22$ Myr.

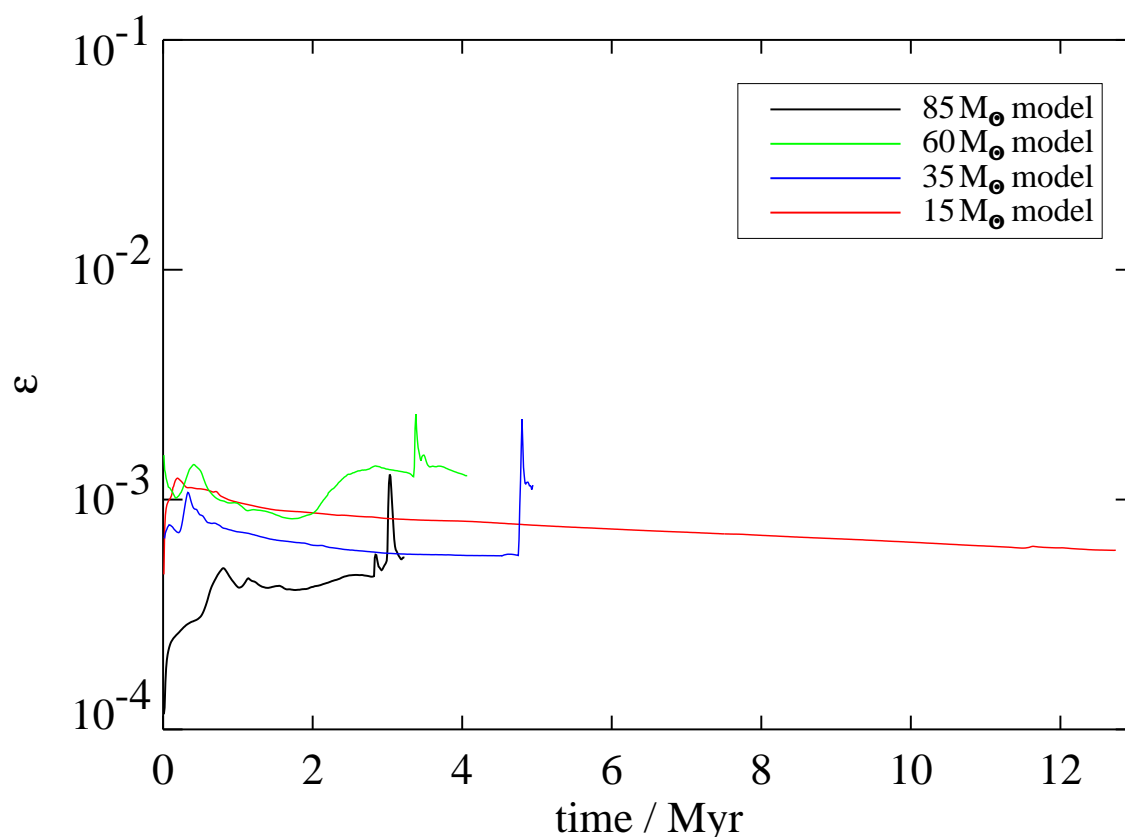


Abbildung 4.52: Vergleich der Energietransfereffizienz in kinetische Energie der HII-Modelle

Die Energietransfereffizienz in kinetische Energie ist in Abbildung 4.52 geplottet. Nach $t = 1.0$ Myr ist auch bei der Energietransfereffizienz in kinetische Energie das $15 M_{\odot}$ -Modell mit $\epsilon_{kin} = 9.7 \times 10^{-4}$ am effektivsten. Das $35 M_{\odot}$ -Modell erreicht mit $\epsilon_{kin} = 7.2 \times 10^{-4}$ einen etwas niedrigeren Wert als das $60 M_{\odot}$ -Modell, das mit $\epsilon_{kin} = 9.6 \times 10^{-4}$ nur leicht unter dem im $15 M_{\odot}$ -Modell erreichten Wert liegt. Das $85 M_{\odot}$ -Modell ist mit $\epsilon_{kin} = 4.2 \times 10^{-4}$ ungefähr um einen Faktor zwei schlechter als die anderen Modelle.

Bei $t = 1.7$ Myr, also am Ende der H-MS-Entwicklung, ist im $60 M_{\odot}$ -Modell mit $\epsilon_{kin} = 8.3 \times 10^{-4}$ deutlich höher als zu vergleichbaren Zeitpunkten in den anderen Modellen. Im $15 M_{\odot}$ -Modell bei $t = 11.58$ Myr liegt der Wert der Energietransfereffizienz in kinetische Energie bei $\epsilon_{kin} = 6.2 \times 10^{-4}$, im $35 M_{\odot}$ -Modell bei $t = 4.52$ Myr ist die Energietransfereffizienz mit $\epsilon_{kin} = 5.7 \times 10^{-4}$ noch etwas niedriger. Den niedrigste Wert von $\epsilon_{kin} = 4.6 \times 10^{-4}$ erreicht das $85 M_{\odot}$ -Modell bei $t = 2.82$ Myr.

Am Ende der jeweiligen stellaren Lebensdauer ist die Energietransfereffizienz in kinetische Energie im $15 M_{\odot}$ -Modell ($\epsilon_{kin} = 6.0 \times 10^{-4}$ bei $t = 12.75$ Myr) und im $85 M_{\odot}$ -Modell ($\epsilon_{kin} = 5.6 \times 10^{-4}$ bei $t = 3.22$ Myr) nur halb so hoch wie im $35 M_{\odot}$ -Modell und im $60 M_{\odot}$ -Modell, die $\epsilon_{kin} = 1.1 \times 10^{-3}$ bei $t = 4.94$ Myr bzw. $\epsilon_{kin} = 1.3 \times 10^{-3}$ bei $t = 4.05$ Myr erreichen.

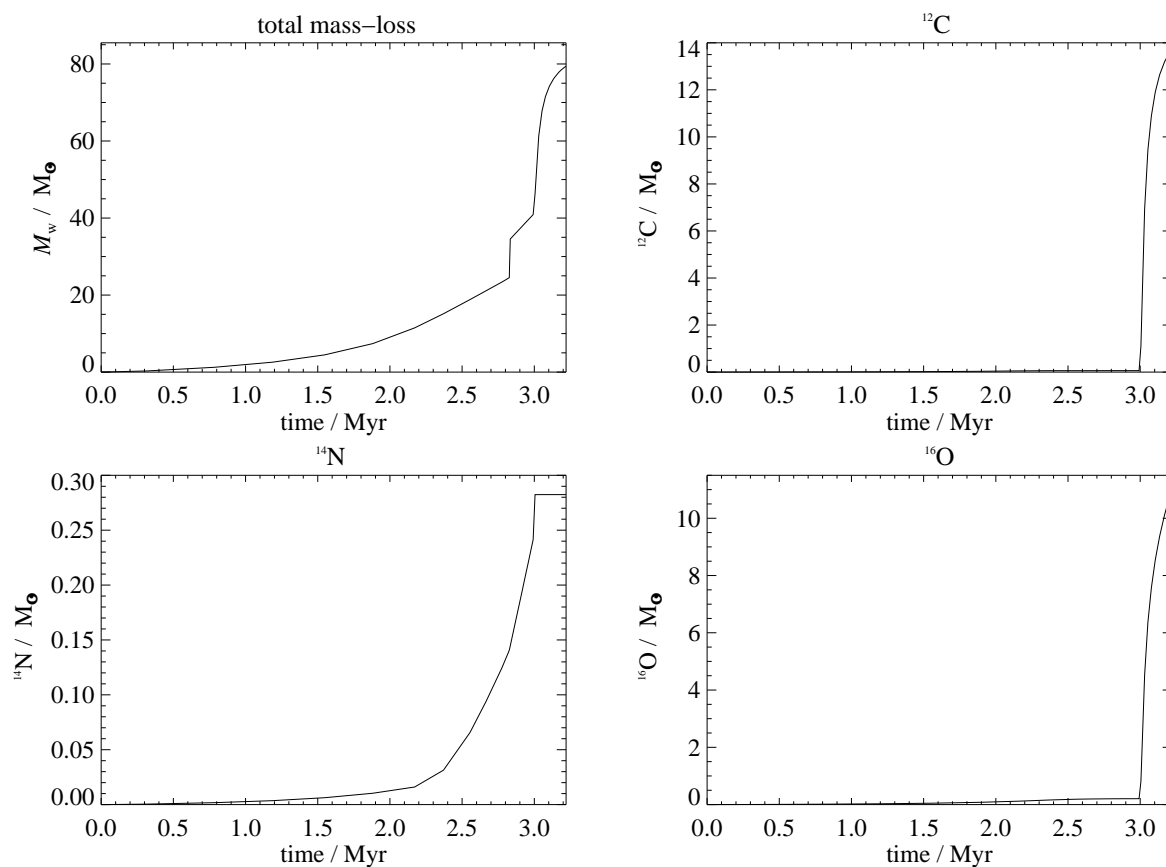


Abbildung 4.53: Totaler Massenverlust und ^{12}C -/ ^{14}N -/ ^{16}O -Verlust für das $85 M_{\odot}$ -Modell.

4.4 Chemische Selbstanreicherung der HII-Region während der WR-Phasen des $85 M_{\odot}$ Modells

In der Abbildung 4.53 sind neben dem integrierten, gesamten Massenverlust auch die freigesetzte Menge von ^{12}C , ^{14}N und ^{16}O (jeweils in M_{\odot}) dargestellt. Gut zu erkennen ist, dass die Freisetzung dieser drei Elemente so gut wie ausschließlich während der WR-Phasen stattfindet. Bei $t = 2.83$ Myr ist die LBV-Phase beendet und der $85 M_{\odot}$ -Stern entwickelt sich zum WN-Stern, die WC-Phase wird bei $t = 3.005$ Myr erreicht. Die Simulation endet mit dem Ende der stellaren Lebensdauer bei $t = 3.22$ Myr. Aufgrund seiner solaren Metallizität hat der Modellstern bei Beginn der WR-Phasen bereits $0.061 M_{\odot}$ ^{12}C , $0.139 M_{\odot}$ ^{14}N und $0.203 M_{\odot}$ ^{16}O in die zirkumstellare SWB/HII-Region abgegeben.

Die räumliche Verteilung der Elemente ist als $\log(\rho(\text{element})/\rho(\text{solar}))$ zu verschiedenen Zeitpunkten und Entwicklungsstadien des Sterns gezeigt, wobei „*element*“ für ^{12}C (Abb. 4.55), ^{14}N (Abb. 4.54) bzw. ^{16}O (Abb. 4.56) steht. Alle drei Plots zeigen $60 \text{ pc} \times 60 \text{ pc}$, die gesamte Gasdichte ist in Konturen eingezeichnet. Die Farbkodierung sowie die Skalierung der jeweiligen Plots ist unterschiedlich. Bevor der $85 M_{\odot}$ -Stern die WN-Phase erreicht hat das zirkumstellare

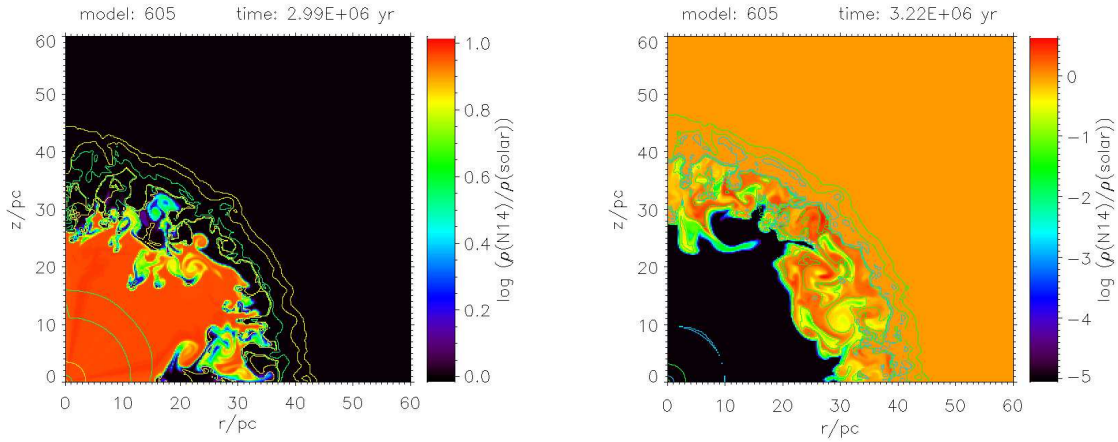


Abbildung 4.54: ^{14}N -Konzentration, bei $t = 2.99$ Myr (links), kurz vor dem Ende der WNE-Phase und am Ende der Lebensdauer des $85 M_{\odot}$ -Modellsterns bei $t = 3.22$ Myr (rechts).

Gas die solare Zusammensetzung, daher sind die Dichtequotienten überall $\equiv 1$. Mit Beginn der WNL-Phase wird die kombinierte SWB/HII-Region vom WR-Wind chemisch angereichert.

Die zeitliche Entwicklung von ^{12}C , ^{14}N , bzw. ^{16}O in Einheiten der jeweiligen solaren Werte wird für zwei unterschiedliche Temperaturbereiche der kombinierten SWB/HII-Region untersucht: Für das heiße Gas der SWB sind die Massenverhältnisse in Abbildung 4.57 geplottet. Abbildung 4.58 zeigt die Massenverhältnisse für das warme HII-Gas.

Die chemische Anreicherung der stellaren Windblase Die ^{14}N -Häufigkeit kurz vor Ende der nur ≈ 0.17 Myr andauernden WNE-Phase bei $t = 2.99$ Myr zeigt die Abbildung 4.54. Zu diesem Zeitpunkt hat die kombinierte SWB/HII-Region eine radiale Größe von ≈ 40 pc erreicht. Die bei einem Radius von $\approx 39 - 42$ pc lokalisierte Ionisationsfront ist im Konturplot deutlich sichtbar. Die im heißen Gas der SWB erreichten Werte für die ^{14}N -Häufigkeit liegen im Bereich $0.1 \lesssim \log(^{14}\text{N}/\text{solar}) \lesssim 0.98$. ^{14}N ist im gesamten Volumen der SWB verteilt - mit Ausnahme des eingeschlossenen HII-Materials. ^{12}C und ^{16}O befinden sich an denselben Stellen wie ^{14}N , aber ihre Konzentration erreicht lediglich $\log(^{12}\text{C}/\text{solar}) \approx -1.4$ und $\log(^{16}\text{O}/\text{solar}) \approx -1.5$.

Während seiner WN-Phase hat der $85 M_{\odot}$ -Stern $0.143 M_{\odot}$ ^{14}N freigesetzt. Dies ist mehr als die Hälfte der insgesamt freigesetzten Menge an ^{14}N . ^{12}C oder ^{16}O hingegen wurden während der WN-Phasen kaum in die zirkumstellare Umgebung abgegeben.

Mit dem Einsetzen der WC-Phase bei $t = 3.005$ Myr endet die Freisetzung von ^{14}N und die hauptsächliche Anreicherung der SWB mit ^{12}C und ^{16}O beginnt. Aufgrund der mit der einsetzenden WC-Phase einhergehenden hohen Massenverlusten und hohen Windendgeschwindigkeiten (vgl. Abb. 3.2) wird das Material der SWB in eine schalenartige Struktur komprimiert. Deshalb ist nach $t = 3.005$ Myr ^{12}C sowie ^{16}O in der gesamten SWB verteilt und ^{14}N kann lediglich in der expandierenden Schale gefunden werden, wie in der Abbildung 4.54 (rechts, z.Zt. $t = 3.22$ Myr) dargestellt. Die Dichtekonturen bei einem Radius von $20 - 28$ pc in den linken Plots der Abb. 4.55 und 4.56 ($t = 3.06$ Myr) markieren den Radius der rückwärtigen Stoßfront, der die Zone des freien

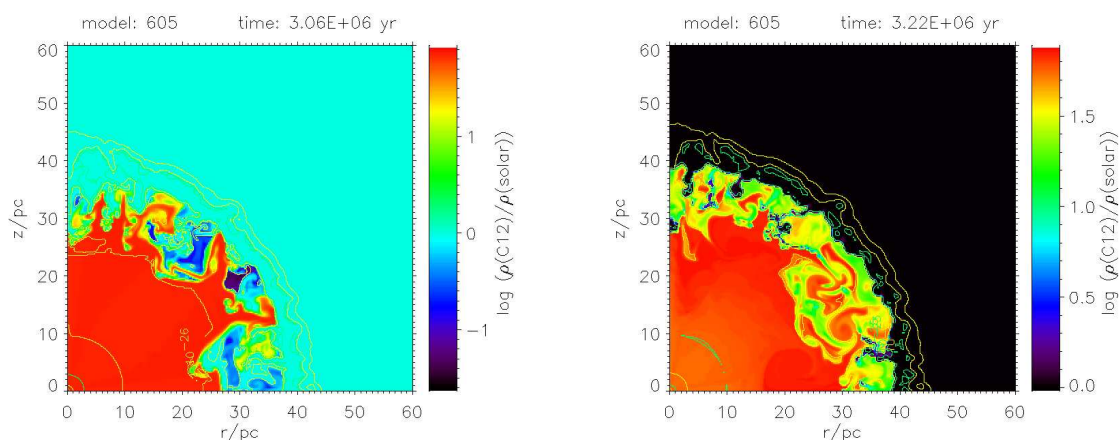


Abbildung 4.55: ^{12}C -Konzentration, bei $t = 3.06$ Myr (links), nach dem Einsetzen der WC-Phase und bei $t = 3.22$ Myr (rechts).

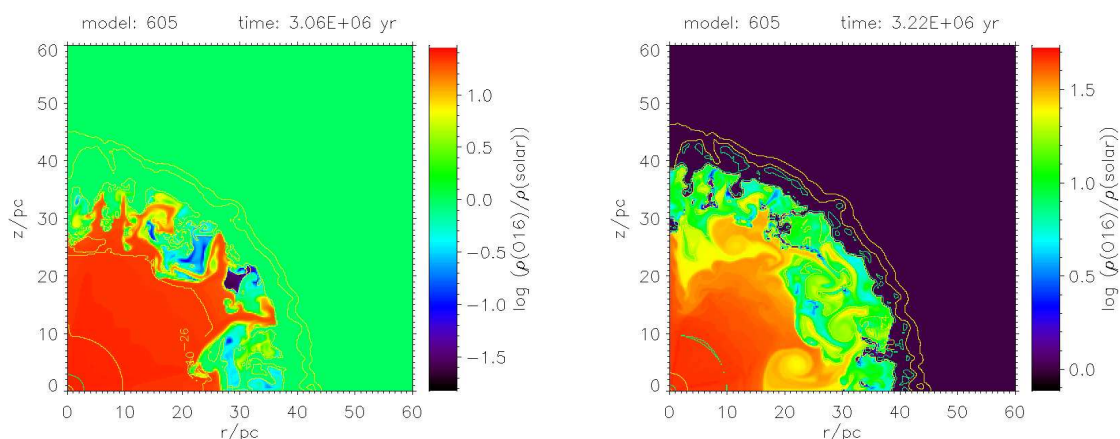


Abbildung 4.56: Wie Abb. 4.55, für ^{16}O .

Windes begrenzt. Bei 3.06 Myr hat dieser seine größte Ausdehnung erreicht.

Anhand der Skalierung der Plots auf der linken Seite der Abbildungen 4.55 (^{12}C) und 4.56 (^{16}O) ist erkennbar, dass der Stern bei $t = 3.06$ Myr große Mengen von ^{12}C und ^{16}O in seine Umgebung abgibt: Das Verhältnis von $\log(^{12}\text{C}/\text{solar})$ erreicht einen Wert von ≈ 1.86 im Inneren der SWB, das Maximum von $\log(^{16}\text{O}/\text{solar})$ liegt bei ≈ 1.35 .

Am Ende der Lebensdauer des $85 M_{\odot}$ -Sterns hat dieser $0.28 M_{\odot}$ ^{14}N , $13.76 M_{\odot}$ ^{12}C und $11.12 M_{\odot}$ ^{16}O freigesetzt. Dieses chemisch angereicherte Material hat sich in der kombinierten SWB/HII-Region verteilt.

Diese Situation zeigen die rechten Plots der Abbildungen 4.54, 4.55 und 4.56. Die rückwärtige Stoßfront befindet sich bei einem Radius von 9 pc, das heiße, dünne Material der SWB hat sich bis zu einem Radius von 39 pc ausbreiten können. Nahezu die gesamte freigesetzte Menge an

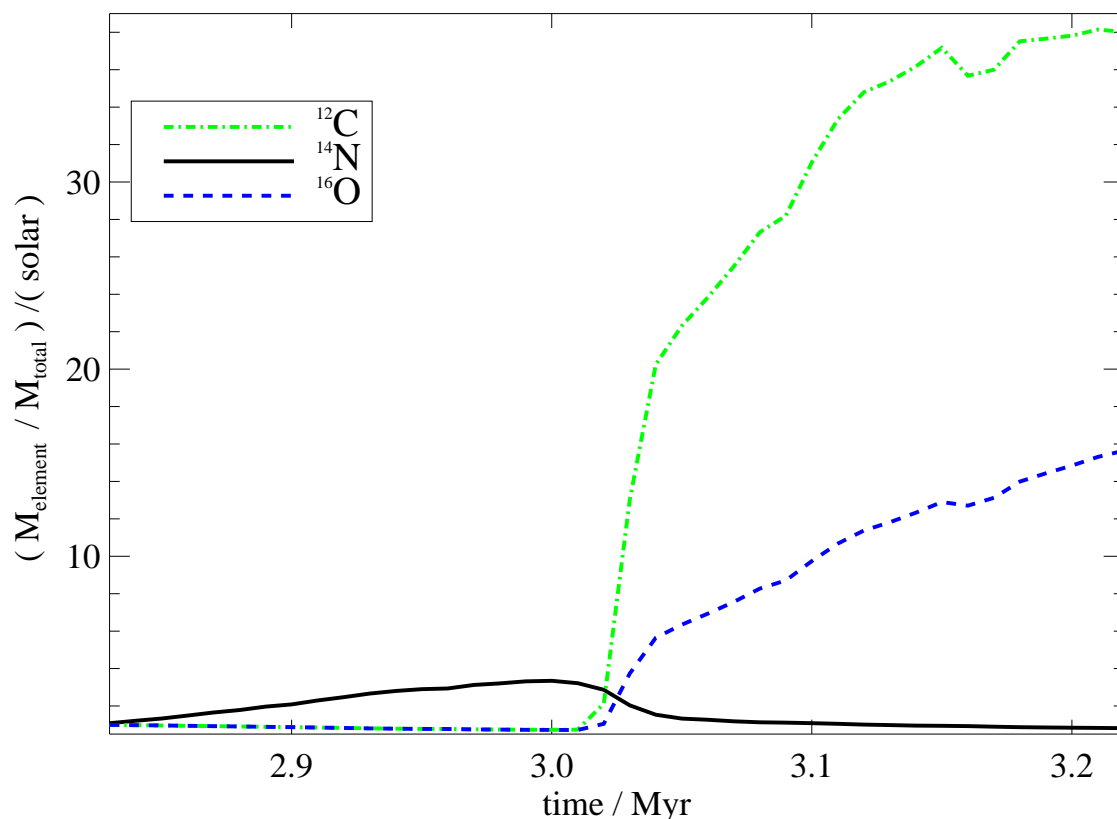


Abbildung 4.57: Zeitabhängige Häufigkeiten für ^{12}C , ^{14}N und ^{16}O in der heißen Gasphase. Details siehe Text.

^{12}C , ^{14}N und ^{16}O befindet sich innerhalb der SWB.

In den äußeren Bereichen der SWB werden mit $\log(^{12}\text{C}/\text{solar}) \approx 1.85$ die höchsten Werte für die ^{12}C -Häufigkeit erreicht (s. Abb. 4.55, rechts). Für Radien ≤ 15 pc liegen der Wert bei ≈ 1.74 .

Der $\log(^{14}\text{N}/\text{solar})$ Quotient (Abb. 4.54, rechts) erreicht ≈ 0.55 in den äußeren Bereichen der SWB, wo sich das Material befindet, welches während der WN-Phasen freigesetzt wurde. In den inneren Bereichen der SWB befinden sich nur ^{12}C und ^{16}O , die während der WC-Phase freigesetzt wurden.

Das Maximum des Wertes für $\log(^{16}\text{O}/\text{solar})$ (Abb. 4.56, rechts) von ≈ 1.65 wird am Ende der stellaren Lebensdauer für Radien von $r \lesssim 15$ pc erreicht. In den äußeren Bereichen der SWB liegen die Werte zwischen 0.5 und 1.4, sind jedoch stark ortsabhängig, da die Zusammensetzung der eingebetteten Klumpen sich vom umgebenden Material unterscheidet.

Die Abbildung 4.57 zeigt die zeitliche Entwicklung der Elementhäufigkeiten in Einheiten der jeweiligen solaren Werte für das „heiße“ Gas der SWB. Die angegebenen Massenverhältnisse $M_{\text{element}}/M_{\text{total}}$ haben vor Beginn der WR-Phasen die solaren Werte, daher sind die geplotteten

Werte zu diesem Zeitpunkt $\equiv 1$.

In Abbildung 4.57 ist die zeitliche Entwicklung der ^{12}C -Häufigkeit als gestrichelt-gepunktete Linie geplottet. Während der WN-Phase geben die stellaren Parameter (Schaller et al. 1992) die ^{12}C -Häufigkeit im WR-Wind mit ungefähr $1/14$ solar an. Da sich der WR-Wind mit dem Hauptreihenwind vermischt, ist das gemittelte Verhältnis im heißen Gas der SWB während der WN-Phase und der frühen WC-Phase nur 0.7-fach solar. Die hauptsächliche ^{12}C -Anreicherung der SWB/HII-Region beginnt mit dem Einsetzen der WC-Phase bei $t = 3.005$ Myr. Bei $t = 3.02$ Myr erreicht die ^{12}C -Häufigkeit im heißen Gas einen Wert von 2.1-fach solar. Dieser Wert steigt weiter mit zunehmender Lebensdauer des Sterns und erreicht 38-fach solar am Ende der stellaren Lebensdauer bei $t = 3.22$ Myr.

Die ^{14}N -Häufigkeit ist in Abbildung 4.57 als durchgezogene Linie geplottet. Sie steigt zu dem Zeitpunkt an, in dem der stellare Wind die rückwärtige Stoßfront passiert und das Material auf einige 10^7 K geheizt wird. Nach dem Ende der WN-Phasen beginnt bei $t = 3.005$ Myr die WC-Phase. Der freie Sternwind enthält kein ^{14}N mehr, daher nimmt die ^{14}N -Häufigkeit im heißen Gas der SWB stark ab, nachdem bei $t = 3.0$ Myr ein maximaler Wert von 3.4-fach solar erreicht wurde. Am Ende der stellaren Lebensdauer ($t = 3.22$ Myr) beträgt der Wert der ^{14}N -Häufigkeit in der heißen Gasphase 0.8-fach solar.

Die gestrichelte Kurve in Abbildung 4.57 stellt die ^{16}O -Häufigkeit dar. Weil die hauptsächliche Anreicherung der kombinierten SWB/HII-Region mit ^{16}O gleichzeitig mit der ^{12}C -Anreicherung mit dem Einsetzen der WC-Phase beginnt, verhält sich die gestrichelte Kurve der ^{16}O -Häufigkeit wie die gestrichelt-gepunktete Kurve der ^{12}C -Häufigkeit vor $t = 3.005$ Myr.

Aufgrund der hohen Massenverlustraten zu Beginn der WC-Phase steigt das Massenverhältnis in der heißen Gasphase steil an nachdem das Material die rückwärtige Stoßfront passiert hat. Nach $t = 3.02$ Myr sind die ^{16}O -Massenanteile in der heißen Gasphase der SWB übersolar ($> 1.061 \times 10^{-2}$) und nehmen bis zum Ende der stellaren Lebensdauer weiter zu. Bei $t = 3.22$ Myr ist die ^{16}O -Häufigkeit in der heißen Gasphase 15.7-fach solar.

Die chemische Anreicherung der HII-Region Die SWB expandiert während der WR-Phasen des $85 M_{\odot}$ -Sterns in die HII-Region hinein ohne von einer Stoßfront begrenzt zu sein. Daher strukturiert das heiße SWB-Gas die HII-Region und umschließt HII-Gas, welches dabei in Klumpen komprimiert wird. Dieses eingebettete HII-Material trägt ebenso zur warmen Gasphase bei wie die HII-Schicht, welche die SWB umgibt.

Am Ende der stellaren Lebensdauer erreicht die ^{12}C -Häufigkeit (rechter Plot der Abb. 4.55) in der HII-Schicht lokal einen maximalen Wert von $\log(^{12}\text{C}/\text{solar}) \approx 0.17$. Die HII-Schicht um die SWB enthält ebenfalls einen kleinen Anteil von ^{14}N , die $\log(^{14}\text{N}/\text{solar})$ Werte erreichen bis zu 0.01 (Abb. 4.54, rechts) bei Dichten von $\approx 5.6 \times 10^{-24}$ g cm $^{-3}$. Die Werte für $\log(^{16}\text{O}/\text{solar})$ (Abb. 4.56, rechts) liegen zwischen 0.03 und 0.

Die zeitliche Entwicklung der ^{12}C -Häufigkeit ist in Abbildung 4.58 als grüne, gestrichelt-gepunktete Linie geplottet. Im warmen HII-Gas erreicht die ^{12}C -Häufigkeit nach $t = 3.02$ Myr übersolare Werte und wächst stetig bis auf einen Wert von 1.21-fach solar bei $t = 3.15$ Myr an. Während der nächsten paar 10^4 yr bleibt der Wert nahezu konstant. Am Ende der stellaren Lebensdauer beträgt der Wert der ^{12}C -Häufigkeit in der warmen Gasphase 1.22-fach solar.

Die schwarze, durchgezogene Kurve des ^{14}N -Massenanteils in der warmen Gasphase steigt

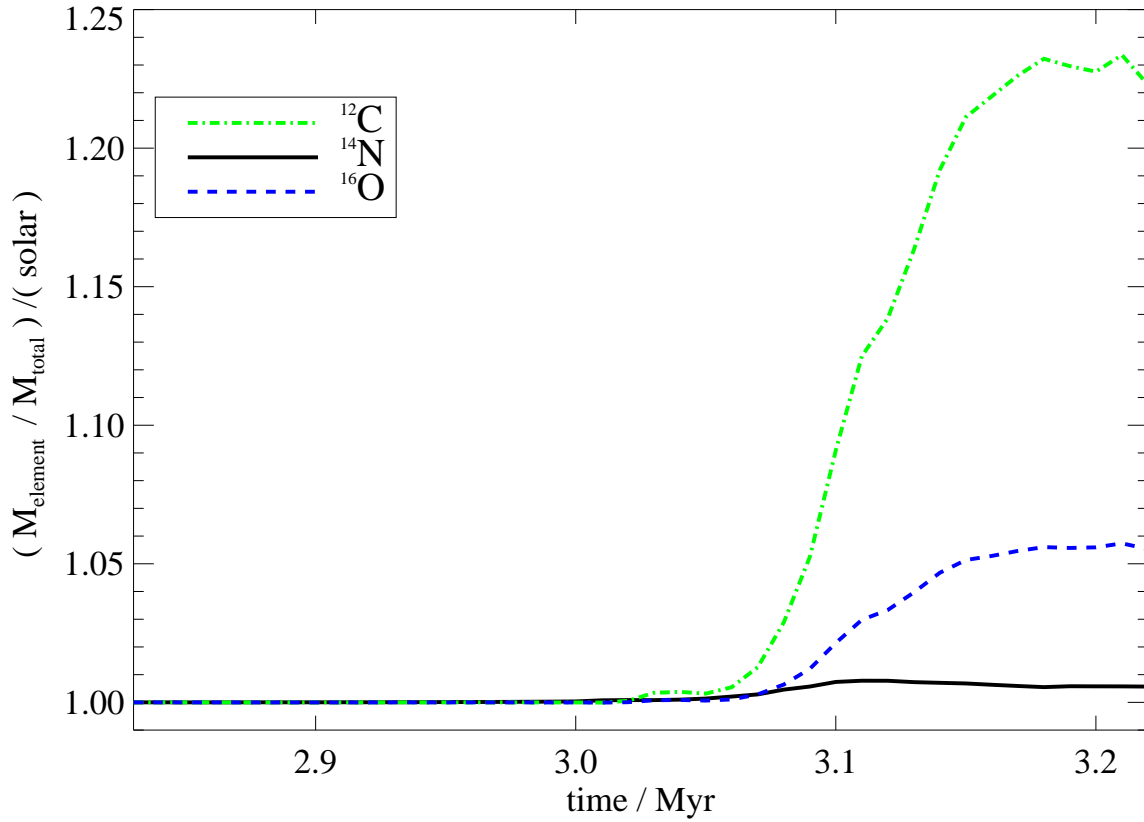


Abbildung 4.58: Wie Abb. 4.57, für die warme Gasphase. Details siehe Text.

nachdem das Material die SWB durchquert hat und von den hohen Temperaturen, die innerhalb der SWB herrschen, auf die Temperaturen des warmen photoionisierten Gases abgekühlt ist (s. Abb. 4.58). Nach $t = 2.88$ Myr erreicht der ^{14}N -Massenanteil in der warmen Gasphase übersolare Werte ($> 1.397 \times 10^{-3}$). Bereits für die Abbildung 4.53 wurde diskutiert, dass nach $t = 3.0$ Myr das mit ^{14}N angereicherte Material nur noch in einer schalenähnlichen Struktur in den äußeren Bereichen der SWB vorhanden ist. Die ^{14}N -Häufigkeit in dem warmen HII-Gas erreicht ihren maximalen Wert von 1.008-fach solar bei $t = 3.11$ Myr und hat am Ende der stellaren Lebensdauer einen Wert von 1.006-fach solar.

Für das warme photoionisierte Gas erreicht die ^{16}O -Häufigkeit (blaue, gestrichelte Kurve in Abb. 4.58) nach $t = 3.02$ Myr übersolare Werte und steigt bis zum Ende der stellaren Lebensdauer leicht an. Die ^{16}O -Häufigkeit im warmen HII-Gas erreicht bei $t = 3.22$ Myr einen Wert von 1.06-fach solar.

4.5 Das $60 M_{\odot}$ -Modell mit Photodissoziation

4.5.1 Dynamische Entwicklung und Strukturbildung in der Umgebung des $60 M_{\odot}$ -Sterns

Die dynamische Entwicklung der wind- und strahlungsgetriebenen Strukturen, die in der Umgebung des $60 M_{\odot}$ -Sterns entstehen, zeigen Abbildungen 4.59 bis 4.71. Da das $60 M_{\odot}$ -Modell mit Photodissoziation analysiert wird, werden im Folgenden jeweils vier farbkodierte Plots verwendet, die neben der Gasdichte zusammen mit dem Geschwindigkeitsfeld (oben links), der Gastemperatur (unten links) und dem Wasserstoff-Ionisationsgrad (oben rechts) auch den Dissoziationsgrad des Wasserstoffs (unten rechts) zu dem jeweiligen Zeitpunkt zeigen. Im Gegensatz zur Photoionisation, wo der Ionisationsgrad abrupt von 1.0 auf unter 0.1 abfällt, ist bei der Photodissoziation die Selbstabschirmung der H_2 -Moleküle von der dissoziierenden Strahlung dafür verantwortlich, dass der Dissoziationsgrad allmählich von 1.0 auf 0.5 abfällt. Bei einem Dissoziationsgrad von 0.5 bildet sich dann aufgrund des erreichten Gleichgewichts von H_2 -Dissoziation und H_2 -Bildung die Dissoziationsfront. Hinter dieser Dissoziationsfront nimmt der Dissoziationsgrad in der aufgesammelten Schale molekularen Umgebungsgases deutlich ab.

Wie bereits in § 4.1.1 und § 4.2.1 wird auch in den Modellen mit Photodissoziation aufgrund der Achsensymmetrie (s. § 3.1) nur ein Quadrant gerechnet, der Stern befindet sich im Ursprung des Koordinatensystems.

Die Entwicklung während der Hauptreihenphase

Das hochaufgelöste Startmodell, aus dem für die weiteren 2D-Rechnungen das 1D-Profil bei $t = 70$ yr ausgelesen wurde (s. § 3.2.1), ist in Abbildung 4.59 gezeigt. Da zu diesem Zeitpunkt weder HII-Region noch PDR von einer „D-type“ Stoßfront begrenzt sind, ist die Dichte dort die des ungestörten Umgebungsgases ($n_{tot} = 1000$ H-Atome cm^{-3} , also $\rho_0 = 1.67 \times 10^{-21}$ g cm^{-3}). Für die Gasdichte mit Geschwindigkeitsfeld (oben links) wird daher nur die SWB gezeigt, der Plot ist $0.05 \text{ pc} \times 0.05 \text{ pc}$ groß. Die SWB-Schale ist zu diesem Zeitpunkt noch geometrisch dick und ihr Radius hat 0.04 pc erreicht, die rückwärtige Stoßfront befindet sich bei 0.017 pc . Die Struktur entspricht zu diesem Zeitpunkt also noch der analytischen Beschreibung (s. Abb. 2.1, § 2.2).

Die Struktur der HII-Region ist noch sphärisch-symmetrisch. Der Radius der HII-Region erreicht $\approx 0.8 \text{ pc}$, daher zeigt der Plot des Ionisationsgrads oben rechts in Abbildung 4.59 einen größeren Ausschnitt des Rechenbereichs von $2.0 \text{ pc} \times 2.0 \text{ pc}$. Da die PDR deutlich größer ist, zeigen die Plots der Gastemperatur und des Dissoziationsgrades einen Ausschnitt von $15 \text{ pc} \times 15 \text{ pc}$. Bis zu einem Radius von 9.56 pc fällt der Dissoziationsgrad auf 0.8, bei 10.4 pc wird ein Wert von 0.5 erreicht.

Nach dem Passieren der rückwärtigen Stoßfront hat das Gas in der SWB eine Temperatur von $\approx 2 \times 10^8 \text{ K}$. In der HII-Region werden $\approx 7 \times 10^3 - 1.0 \times 10^4 \text{ K}$ erreicht. Die Temperaturen in der PDR fallen mit zunehmendem Radius von $\approx 2 \times 10^3 \text{ K}$ auf $\approx 9 \times 10^2 \text{ K}$.

Bei $t = 1 \times 10^3$ yr (Abb. 4.60) hat die SWB einen mittleren Radius von $\approx 0.35 \text{ pc}$. Die Strukturierung der SWB-Schale, die durch „thin-shell instabilities“ entstanden ist und Dichteknoten in der Schale produziert hat, führt dazu, dass diese Dichteknoten Schatten in die HII-Region

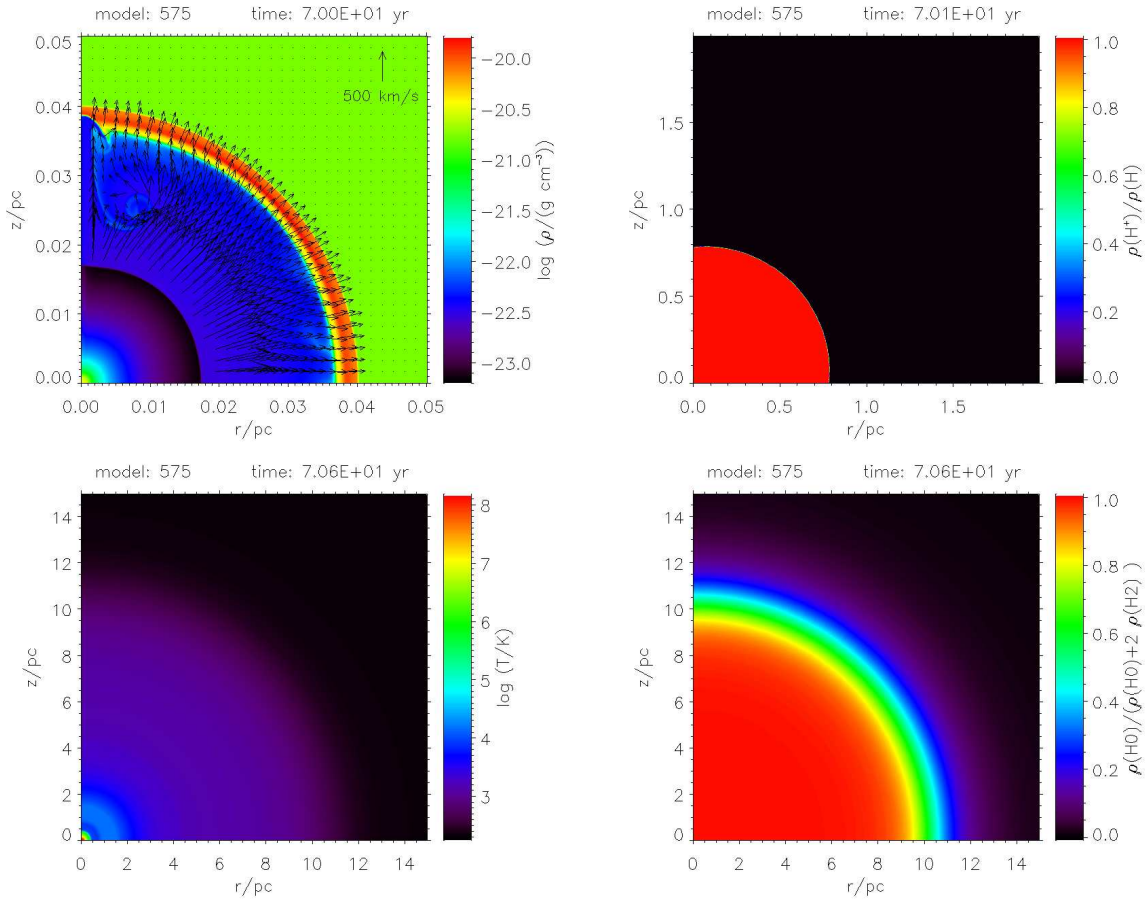


Abbildung 4.59: Hochaufgelöstes Startmodell für das $60 M_{\odot}$ -Modell mit Photodissoziation bei $t \approx 70$ yr. Gasdichte mit Geschwindigkeitsfeld (oben links), Temperatur (unten links), Ionisationsgrad des Wasserstoffs (oben rechts), Dissoziationsgrad des Wasserstoffs (unten rechts). Details siehe Text.

werfen. Dadurch entstehen die fingerförmigen Strukturen in der HII-Region. In den abgeschatteten Bereichen rekombiniert das Gas, der H-Ionisationsgrad geht auf ≈ 0.1 zurück. Da die Wasserstoffionisation der dominante Heizprozess ist, fällt die Temperatur im rekombinierten Gas auf $\lesssim 2 \times 10^3$ K. Die Ionisationsfront ist nun „D-type“ und befindet sich bei einem Radius von ≈ 0.93 pc, daher zeigen der Plot des H-Ionisationsgrads (Abb. 4.60, oben rechts) sowie der Plot der Gasdichte (Abb. 4.60, oben links) einen Ausschnitt des Rechenbereichs mit einer Größe von $0.93 \text{ pc} \times 0.93 \text{ pc}$, während die Plots der Gastemperatur und des Dissoziationsgrades den gesamten Rechenbereich von $30.0 \text{ pc} \times 30.0 \text{ pc}$ zeigen.

Der Dissoziationsgrad erreicht einen Wert von 0.5 bei einem Radius von 14.7 pc und einen Wert von 0.8 bei 13.3 pc (Abb. 4.60, unten rechts). Die Struktur der PDR ist sphärisch-symmetrisch und von der Strukturierung der SWB-Schale unbeeinflusst, was auf die unterschiedlichen radialen Größen der Strukturen zurückzuführen ist. Innerhalb der PDR liegt die Gastemperatur

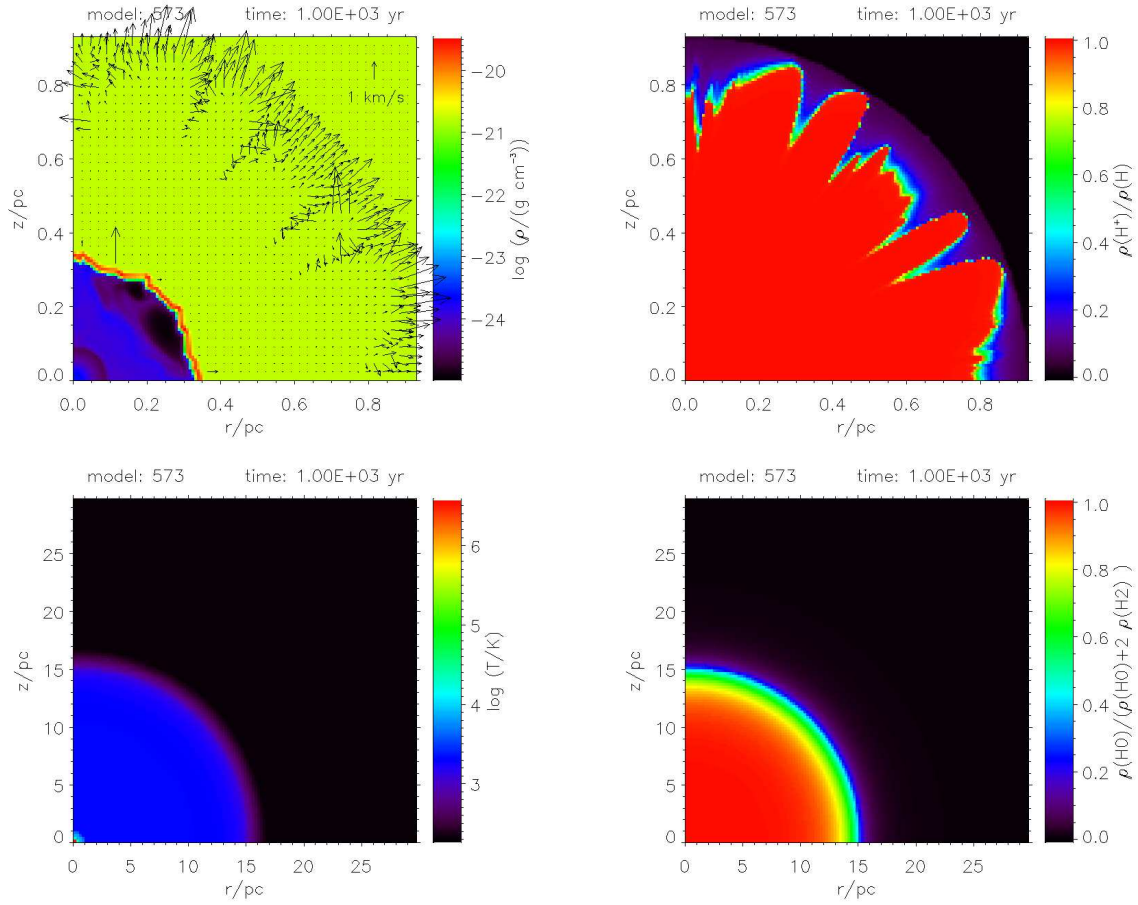


Abbildung 4.60: Gasdichte mit Geschwindigkeitsfeld (oben links), Temperatur (unten links), Ionisationsgrad des Wasserstoffs (oben rechts), Dissoziationsgrad des Wasserstoffs (unten rechts) zum Zeitpunkt $t = 1.0 \times 10^3$ yr (normale Auflösung). Details siehe Text

für einen Dissoziationsgrad von ≈ 1 bei etwa 2×10^3 K (Abb. 4.60, unten links), bei einem Dissoziationsgrad von 0.8 werden noch $\gtrsim 1.8 \times 10^3$ K erreicht. Die Temperaturen gehen dann auf $\approx 1.3 \times 10^3$ K bei einem Dissoziationsgrad von 0.5 zurück.

Der mittlere Radius der SWB ist bei $t = 1.0 \times 10^4$ yr (Abb. 4.61) auf ≈ 0.8 pc angewachsen. Die fingerförmige Strukturierung der HII-Region hat sich weiter verstärkt, die dünnen „Finger“ der HII-Region reichen bis zu einem Radius von ≈ 1.3 pc. Die sphärisch-symmetrische PDR expandiert weiterhin langsam in das umgebende Molekülgas, ohne bisher von einer Schale aus aufgesammeltem, molekularem Material begrenzt zu sein. Im Vergleich zur Situation bei $t = 1.0 \times 10^3$ yr haben die Radien, bei denen ein Dissoziationsgrad von 0.8 bzw. 0.5 erreicht wird, um ≈ 0.1 pc zugenommen.

Bei $t = 4.0 \times 10^4$ yr (Abb. 4.62) ist die SWB bereits so weit in die HII-Region hinein expandiert, dass lediglich einige HII-„Finger“ übrig sind. In den nächsten 10^4 yr wird die gesamte innere Struktur mit SWB-Material ausgefüllt, danach existiert keine von der SWB unterscheid-

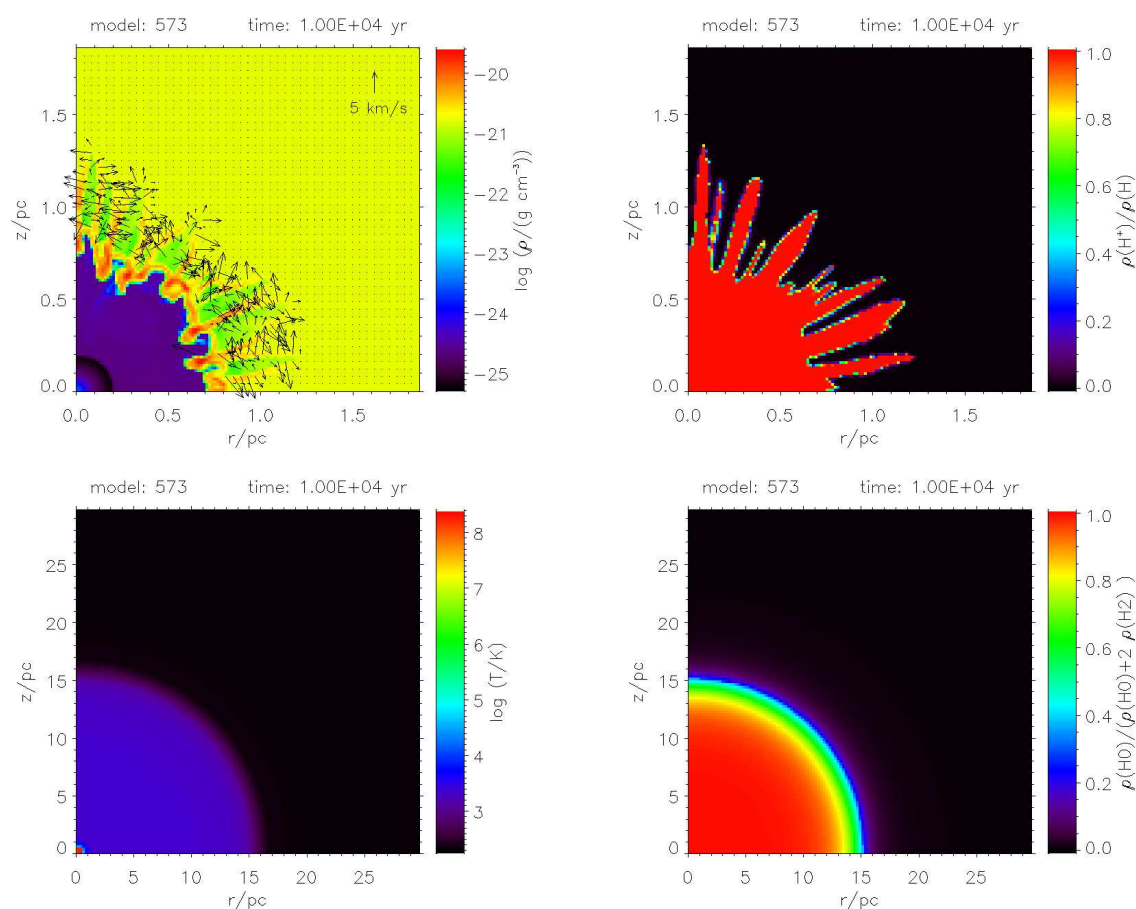


Abbildung 4.61: Wie Abb. 4.60, bei $t = 1.0 \times 10^4$ yr. Abmessungen der Plots links oben und rechts oben gegenüber Abb. 4.60 verdoppelt.

bare HII-Region mehr, das HII-Gas ist vielmehr auf eine dünne Schicht um die SWB beschränkt. Der mittlere Radius der SWB erreicht ≈ 1.2 pc, der Radius der rückwärtigen Stoßfront ist auf ≈ 0.3 pc angewachsen.

Zu diesem Zeitpunkt wird bei einem Radius von ≈ 14.7 pc die von der Dissoziationsfront aufgesammelte Schale erkennbar. Bis zu diesem Radius ist der Dissoziationsgrad auf 0.5 gesunken (s. Abb. 4.62, unten rechts), die Gastemperatur beträgt dort $\approx 1.4 \times 10^3$ K (s. Abb. 4.62, unten links).

Im Unterschied zu den vorhergehenden Abbildungen wird in der Abbildung 4.63 ($t = 0.1$ Myr) im Plot der Gasdichte mit Geschwindigkeitsfeld der gesamte Rechenbereich von $30.0 \text{ pc} \times 30.0 \text{ pc}$ gezeigt, da die Dissoziationsfront auf eine radiale Größe von ≈ 15.2 pc angewachsen ist. Sie expandiert zu diesem Zeitpunkt mit 1.5 km s^{-1} in das ungestörte Umgebungsgas. Der Plot des H-Ionisationsgrades zeigt einen Ausschnitt von $3.75 \text{ pc} \times 3.75 \text{ pc}$. Die ehemalige HII-Region ist von der mit bis zu $\approx 9 \text{ km s}^{-1}$ expandierenden SWB zu einer ≈ 0.1 pc dicken Schicht zusammengeschoben worden. Vor dieser HII-Schicht befindet sich eine ≈ 0.5 pc dicke Schicht, die aus

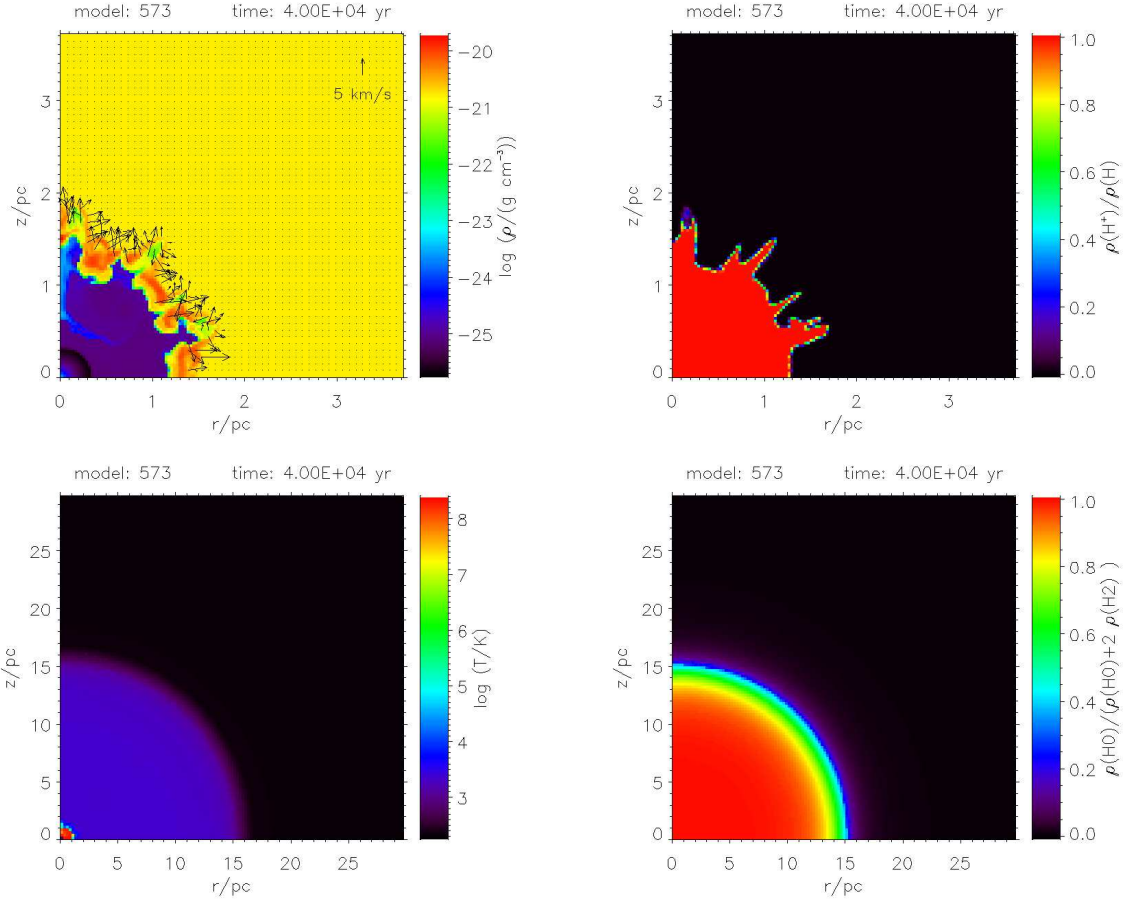


Abbildung 4.62: Wie Abb. 4.60, bei $t = 4.0 \times 10^4$ yr. Abmessungen der Plots links oben und rechts oben erneut verdoppelt.

aufgesammeltem, atomaren Gas besteht. Im heißen Gas der SWB herrschen Temperaturen von $\approx 2 \times 10^8$ K, in der HII-Schicht beträgt die Gastemperatur $\approx 7 \times 10^3$ K. In der Schicht aus aufgesammeltem, atomaren Gas erreicht die Temperatur $\approx 4 \times 10^3$ K, im Inneren der PDR sind es $\approx 2 \times 10^3$ K.

In Abbildung 4.64 wird die Situation bei $t = 1.0$ Myr gezeigt. Die rückwärtige Stoßfront hat eine radiale Größe von ≈ 1.0 pc erreicht, der mittlere Radius der SWB beträgt ≈ 6.5 pc (s. Abb. 4.64, rechts oben). Die SWB ist nach wie vor von einer dünnen HII-Schicht umgeben. Aufgrund der hohen Temperaturen von $\approx 1.7 \times 10^8$ K in der SWB ist neben der dünnen HII-Schicht auch das SWB-Material ionisiert. Durch die Expansion der SWB in die PDR komprimiert die SWB das sich vor ihr befindende Material. Bis zu einem Radius von ≈ 10.0 pc liegt die Gasdichte bei etwa 2.1×10^{-21} g cm $^{-3}$ bei Temperaturen von $\approx 2.5 \times 10^3$ K, im Inneren der SWB erreicht die Gasdichte nur einen Wert von 1.3×10^{-26} g cm $^{-3}$. In den von der SWB unbeeinflussten Bereichen der PDR beträgt der Wert $\approx 1.1 \times 10^{-21}$ g cm $^{-3}$ bei Temperaturen von $\approx 1.5 \times 10^3$ K ($\rho_0 = 1.67 \times 10^{-21}$ g cm $^{-3}$). Die Dissoziationsfront befindet sich bei einem Radius von 17 pc.

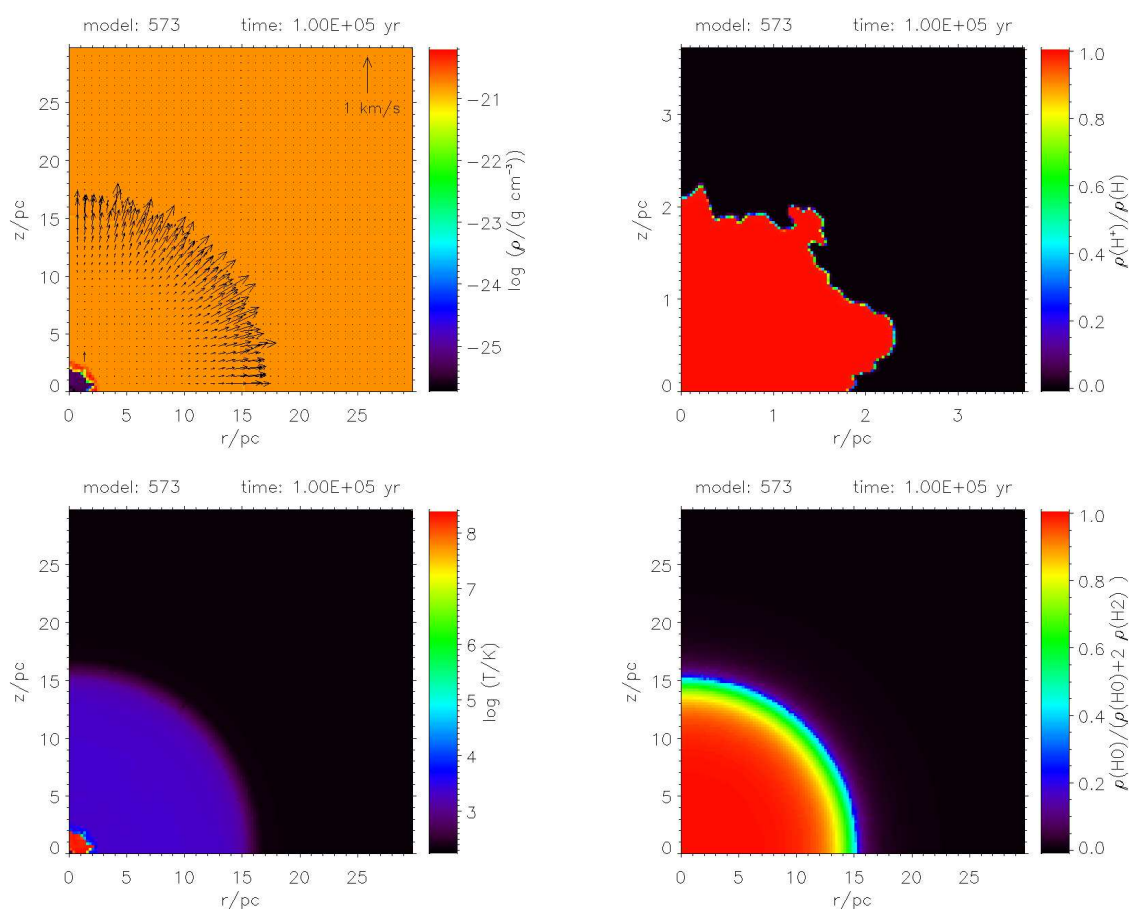


Abbildung 4.63: Wie Abb. 4.60, bei $t = 0.1$ Myr. Abmessungen des Gasdichteplots jetzt $30.0 \text{ pc} \times 30.0 \text{ pc}$.

Das Material, das von der Dissoziationsfront aufgesammelt wurde, wird auf eine Dichte von $\approx 5.5 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$ komprimiert und dabei auf mehrere 10^2 K geheizt.

Bei $t = 1.7 \text{ Myr}$ erreicht der $60 M_{\odot}$ -Stern das WNL-Stadium. Die Situation am Ende der H-MS-Entwicklung bei $t = 1.69 \text{ Myr}$ zeigt Abbildung 4.65. Die kombinierte Struktur von SWB, HII-Schicht und PDR expandiert weiter, die SWB erreicht am Ende der H-MS-Entwicklung einen mittleren Radius von etwa 8.5 pc und ist von einer $\approx 0.25 \text{ pc}$ dünnen HII-Schicht umgeben. Bis zu einem Radius von ungefähr 15.5 pc gibt es drei Zonen, in denen die Gasdichte in der PDR leicht unterschiedlich ist. Zwischen etwa $9 - 11 \text{ pc}$, also direkt hinter der SWB und HII-Schicht, hat das Gas eine Dichte von $\approx 1.4 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$ bei Temperaturen von $\approx 1.9 \times 10^3 \text{ K}$. Zwischen 11 pc und 14 pc ist die Dichte mit $\approx 1.1 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$ deutlich niedriger, auch die Temperaturen sind mit $\approx 1.6 \times 10^3 \text{ K}$ geringer als in der inneren Schicht. Bis zu einem Radius von 15.5 pc schließt sich dann eine Zone an, in der Temperatur und Gasdichte fast so hoch sind wie in der ersten Zone. Bis zur Dissoziationsfront, die sich bei 19 pc befindet, befindet sich dünneres ($\approx 9.5 \times 10^{-22} \text{ g cm}^{-3}$) und etwas kühleres Gas ($\approx 1.4 \times 10^3 \text{ K}$). In der Schale aus aufgesammeltem Umgebungsgas vor

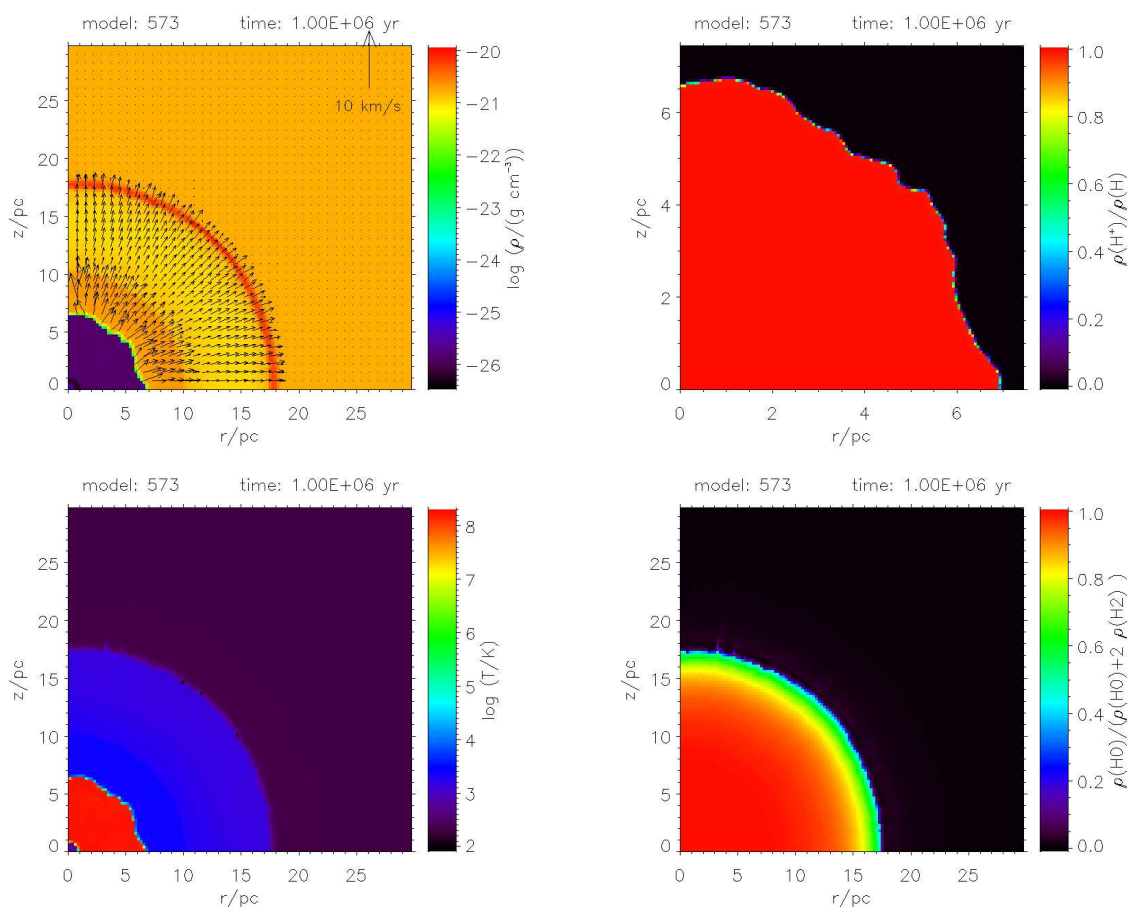


Abbildung 4.64: Wie Abb. 4.60, bei $t = 1.0$ Myr. Abmessungen des Plots des Ionisationsgrades gegenüber Abb. 4.63 verdoppelt.

der Dissoziationsfront wird das molekulare Material auf $\approx 9 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$ komprimiert und erreicht dabei $\approx 2.7 \times 10^2 \text{ K}$.

Die Entwicklung während der LBV- und Wolf-Rayet-Phasen

Während der WNL-Phase des $60 M_{\odot}$ -Sterns, die bei $t = 1.7$ Myr beginnt und bis $t = 3.35$ Myr andauert, ist vor allem die Massenverlustrate deutlich höher als während der H-MS-Entwicklung des Sterns. Da die Windgeschwindigkeit nur etwas stärker abnimmt als während der H-MS-Entwicklung, ist damit auch die mechanische Windleuchtkraft während der WNL-Phase deutlich höher als zuvor (s. Abb. 3.4 und § 3.2.2).

Bis $t = 2.5$ Myr (Abb. 4.66) sind die Massenverlustrate und die mechanische Windleuchtkraft um beinahe 1 dex angestiegen. Dadurch hat die rückwärtige Stoßfront eine radiale Größe von 3.5 pc erreicht und der mittlere Radius der SWB ist auf 15 pc gewachsen. Da die H-ionisierende Photonenleuchtkraft seit $t = 1.7$ Myr um ≈ 0.3 dex zurückgegangen ist, ist die geometrische

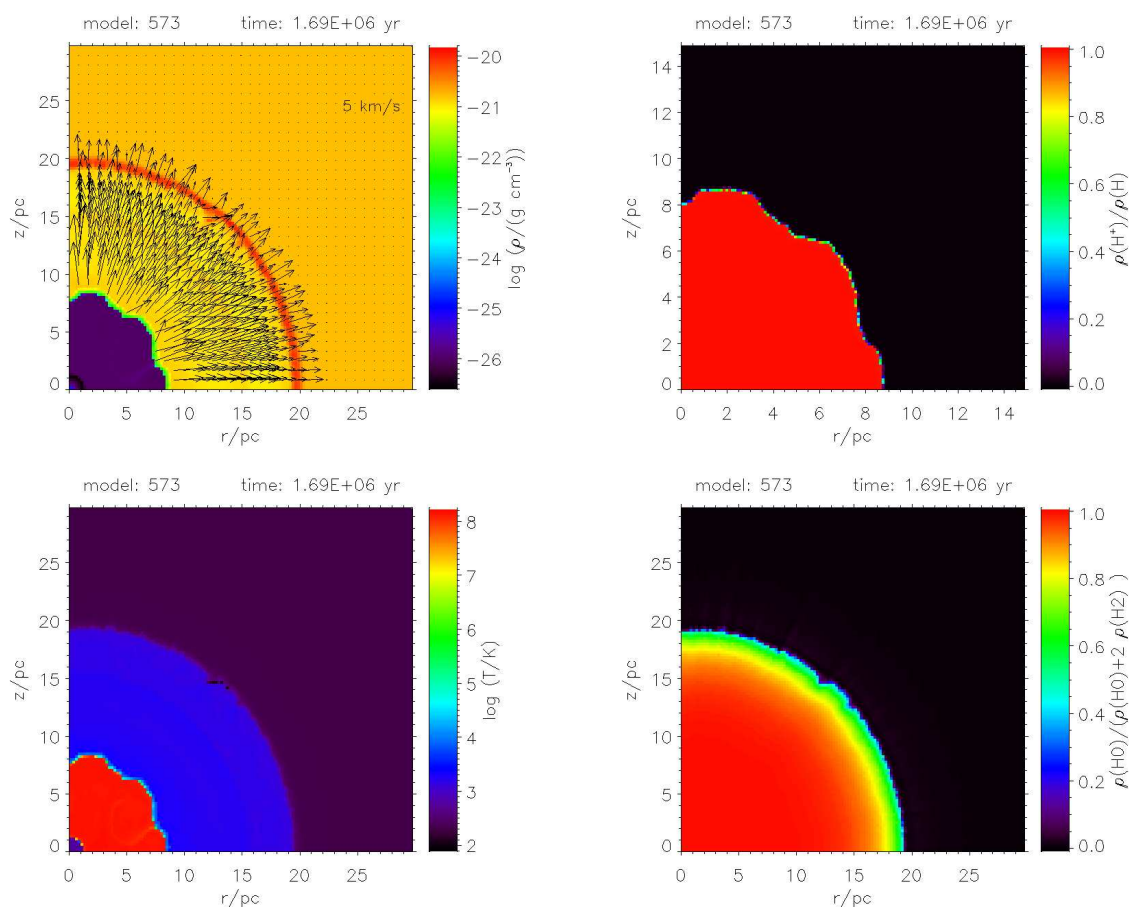


Abbildung 4.65: Wie Abb. 4.60, zum Ende der H-MS-Entwicklung bei $t = 1.69$ Myr. Abmessungen des Plots des Ionisationsgrades erneut verdoppelt.

Dicke der HII-Schicht sehr gering geworden. Die Strukturierung der äußeren Bereiche der SWB hat dazu geführt, dass die Schale aus aufgesammeltem Material, die die SWB vor sich herschiebt, unterschiedliche geometrische Dicken zwischen ≈ 0.2 pc und ≈ 2.5 pc aufweist. Dadurch, dass die radiale Größe der SWB inzwischen nur noch wenige Parsecs geringer ist als die der PDR, hat die unterschiedliche geometrische Dicke der SWB-Schale zur Folge, dass die Dissoziationsfront strukturiert wird und ihre sphärisch-symmetrische Form verliert. Da die Rate, mit der Moleküle im atomaren Gas gebildet werden, linear von der Anzahldichte der Wasserstoffatome abhängt, werden entlang eines Sehstrahls vom Stern nach außen, der einen längeren Weg durch das heiße, dünne Gas der SWB und einen kürzeren Weg durch die SWB-Schale zurücklegt, weniger dissoziierende Photonen verbraucht als entlang eines Sehstrahls, der einen längeren Weg durch die SWB-Schale hat. Deswegen ist der Radius der Dissoziationsfront im zweiten Fall geringer als im ersten Fall.

In der SWB-Schale liegt die Gasdichte bei $\approx 2 \times 10^{-21}$ g cm $^{-3}$, im atomaren Gas der PDR ist die Gasdichte halb so hoch und die Temperaturen liegen mit etwa 1.5×10^3 K bis zu 1×10^3 K

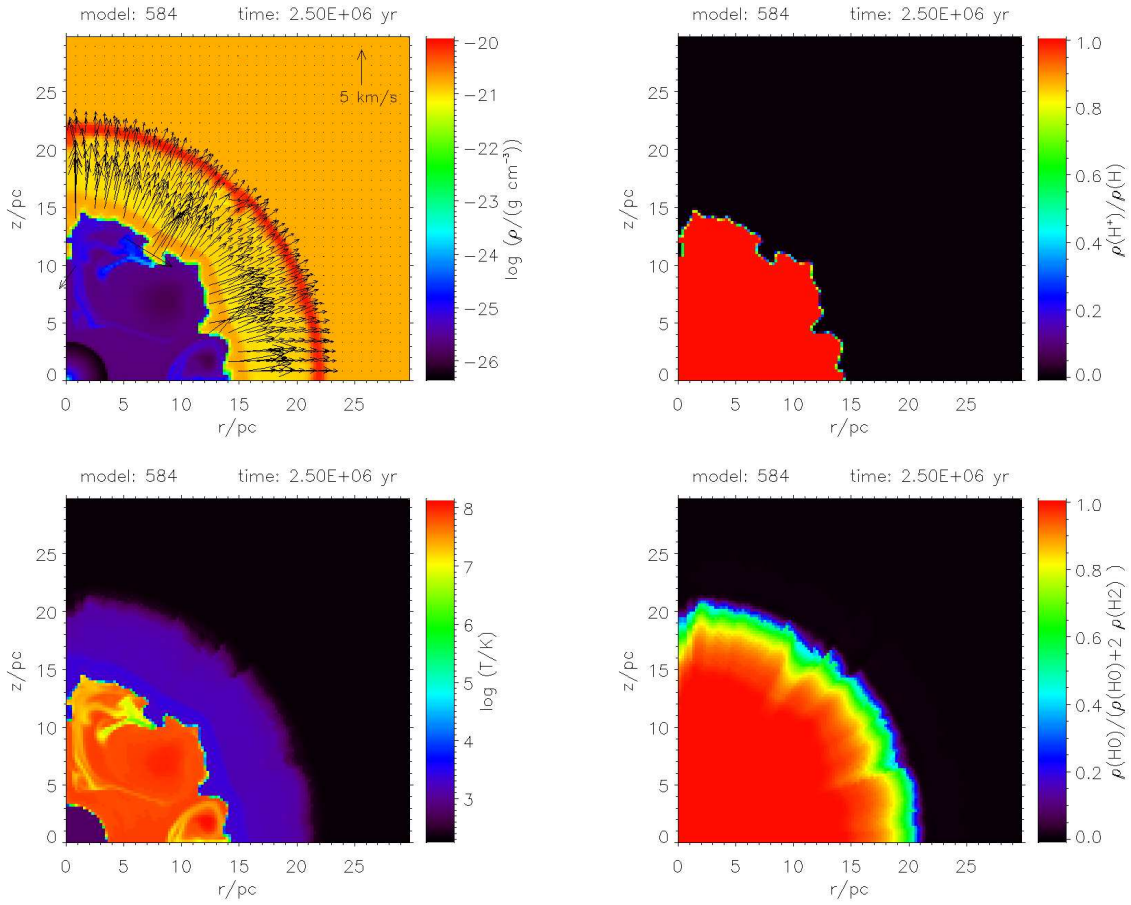


Abbildung 4.66: Wie Abb. 4.60, während der WNL-Phase bei $t = 2.5$ Myr. Alle Plots zeigen den gesamten Rechenbereich von $30.0 \text{ pc} \times 30.0 \text{ pc}$.

niedriger als in der SWB-Schale. Die SWB-Schale expandiert mit $\approx 7 \text{ km s}^{-1}$ in die PDR. Die Schale, die von der Dissoziationsfront aufgesammelt wird, ist auf ungefähr 1 pc angewachsen, in ihr erreicht die Dichte $\approx 8 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$ und das aufgesammelte Material wird auf $\approx 2.5 \times 10^2 \text{ K}$ erwärmt. Die Expansionsgeschwindigkeit der PDR-Schale liegt bei $\approx 2 \text{ km s}^{-1}$. Da die SWB mit einer mehr als dreifach höheren Geschwindigkeit expandiert, wird sie im weiteren Verlauf ein immer weiter anwachsendes Volumen der PDR ausfüllen.

Kurz vor dem Ende der WNL-Phase ist der mittlere Radius der SWB bei $t = 3.3$ Myr (Abb. 4.67) auf 19 pc angewachsen, die Dissoziationsfront befindet sich bei einem Radius von ≈ 22 pc. Durch die Expansion der SWB ist das gesamte PDR-Material auf das Volumen zwischen SWB und Dissoziationsfront beschränkt. In dem atomaren Gas liegt die Dichte zwischen $\approx 1.0 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$ und $\approx 8.9 \times 10^{-22} \text{ g cm}^{-3}$, die Temperatur erreicht Werte zwischen $\approx 1.4 \times 10^3 \text{ K}$ und $\approx 1.5 \times 10^3 \text{ K}$. Da der Radius der SWB relativ gering schwankt ist auch die geometrische Dicke des Gases zwischen SWB und Dissoziationsfront nicht so stark ortsabhängig wie noch bei $t = 2.5$ Myr. Damit ist bei allen Sehstrahlen vom Stern nach außen der Weg,

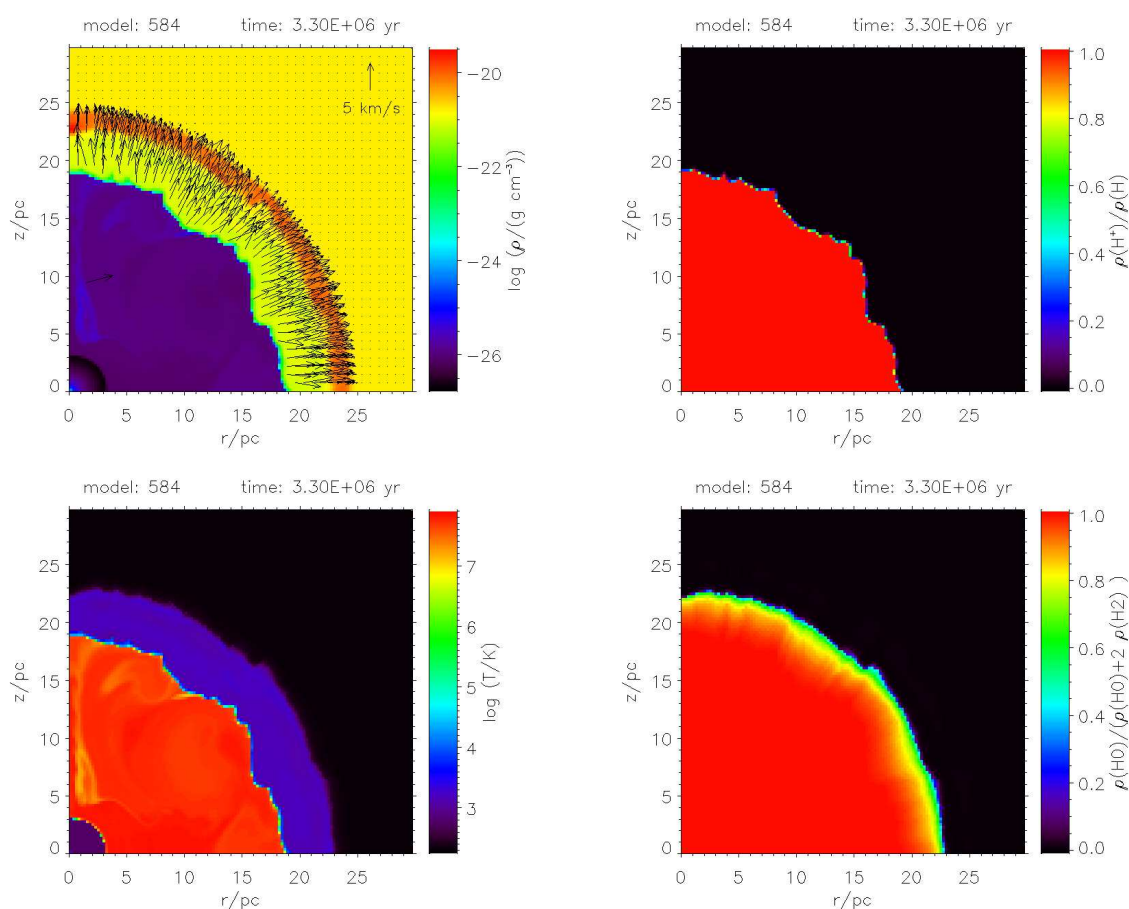


Abbildung 4.67: Wie Abb. 4.60, bei $t = 3.30$ Myr, am Ende der WNL-Phase.

den die dissoziierenden Photonen auf dem Weg bis zur Dissoziationsfront zurücklegen, ähnlich und die Dissoziationsfront ist kaum noch strukturiert.

Bei $t = 3.35$ Myr erreicht der $60 M_{\odot}$ -Stern das LBV-Stadium, das lediglich 1×10^4 yr andauert, aber alle stellaren Parameter erheblich beeinflusst (s. Abb. 3.4). Der sprunghafte Anstieg der Massenverlustrate durch das Abstoßen der äußeren Hülle des Sterns führt dazu, dass sich eine schalenartige Struktur in die SWB ausbreitet. Ab $t = 3.36$ Myr befindet sich der $60 M_{\odot}$ -Stern in der WNE-Phase.

Die expandierende Schale aus der LBV-Phase hat bei $t = 3.37$ Myr einen Radius von 7 pc erreicht. Die rückwärtige Stoßfront, die sich bei einem Radius von 4 pc befindet, ist von der LBV-Schale bereits passiert worden, dabei wurde sie auf $\approx 1 \times 10^6$ K geheizt (s. Abb. 4.68, Plot unten links). Die Gasdichte in der LBV-Schale erreicht $\approx 2 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$, damit ist sie um mehr als 3 dex dichter als das sich weiter außen befindende SWB-Material (s. Abb. 4.68, Plot oben links) und um mehr als eine Größenordnung kühler.

Nach dem Erreichen der WNE-Phase geht die H_2 -dissoziierende Photonenleuchtkraft deutlich stärker zurück als die H-ionisierende Photonenleuchtkraft (s. § 3.2.2). Während die Dissoziati-

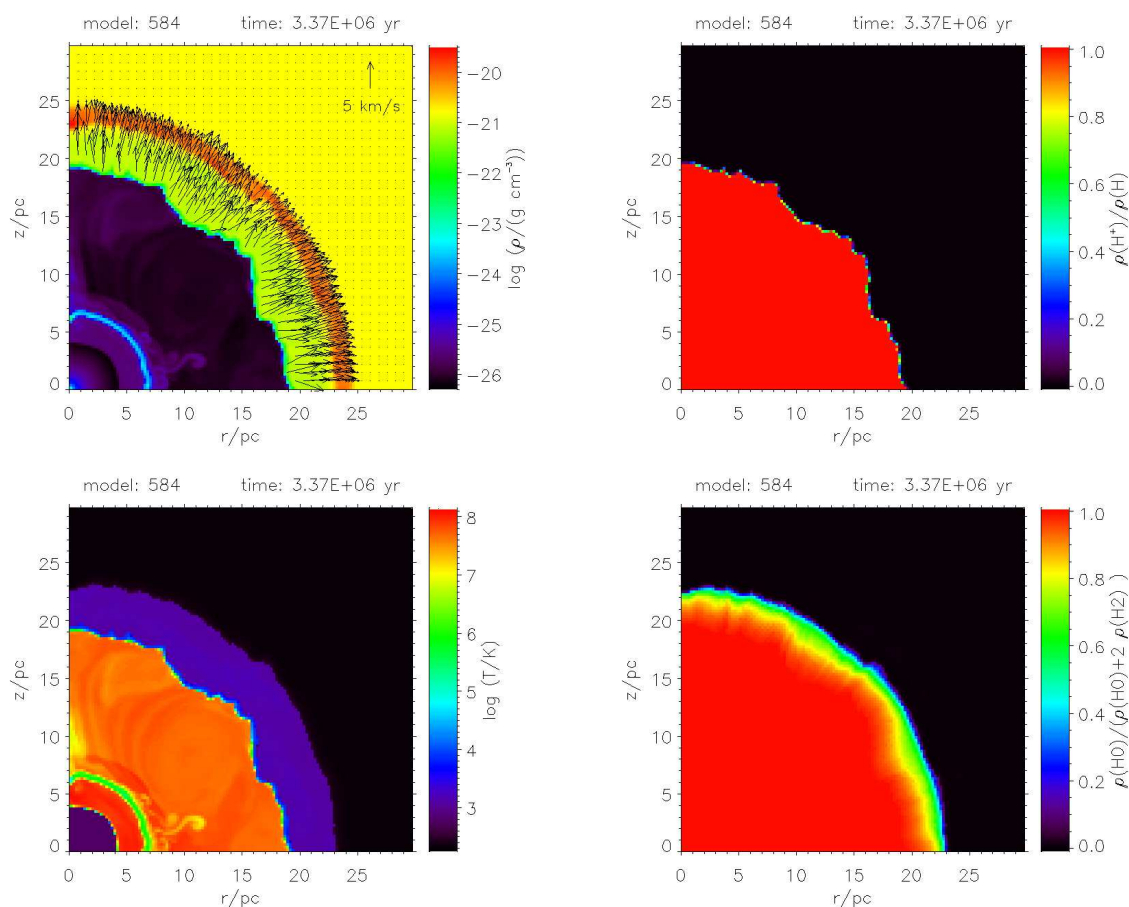


Abbildung 4.68: Wie Abb. 4.60, bei $t = 3.37$ Myr, zu Beginn der WNE-Phase.

onsfront bei $t = 3.37$ Myr noch bei einem Radius von etwa 22.2 pc liegt, nimmt ihr Radius mit sinkender H_2 -dissozierender Photonenleuchtkraft ab, da in den äußeren Bereichen das Gas wieder molekular wird. In der späten WNE-Phase bei $t = 3.41$ Myr (Abb. 4.69) ist der Radius der Dissoziationsfront bereits um 1 pc zurückgegangen.

Die LBV-Schale ist bei $t = 3.41$ Myr bereits fragmentiert und vermischt sich mit dem SWB-Material. Die Fragmente sind im Temperaturplot sowie im Dichteplot der Abbildung 4.69 (links unten bzw. links oben) noch als dichtere, kühlere Strukturen erkennbar. Durch den starken Anstieg der Massenverlustrate in der WNE-Phase wurde eine weitere expandierende Schale erzeugt, die sich bei einem Radius von 9 pc befindet. Die rückwärtige Stoßfront befindet sich bei 7.5 pc.

Mit dem Erreichen des WC-Stadiums bei $t = 3.45$ Myr steigen, da der Stern seine äußere Hülle abstößt, Massenverlustrate und mechanische Windleuchtkraft des $60 M_{\odot}$ -Sterns noch einmal an, fallen dann aber bis zum Ende der stellaren Lebensdauer stark ab. Sowohl die H-ionisierende als auch die H_2 -dissozierende Photonenleuchtkraft steigen nur sehr leicht zu Beginn der WC-Phase an und sinken dann weiter ab. Während der WC-Phase wird der Radius der Dissoziationsfront also weiter abnehmen, bis er mit dem Radius der SWB übereinstimmt. Bereits

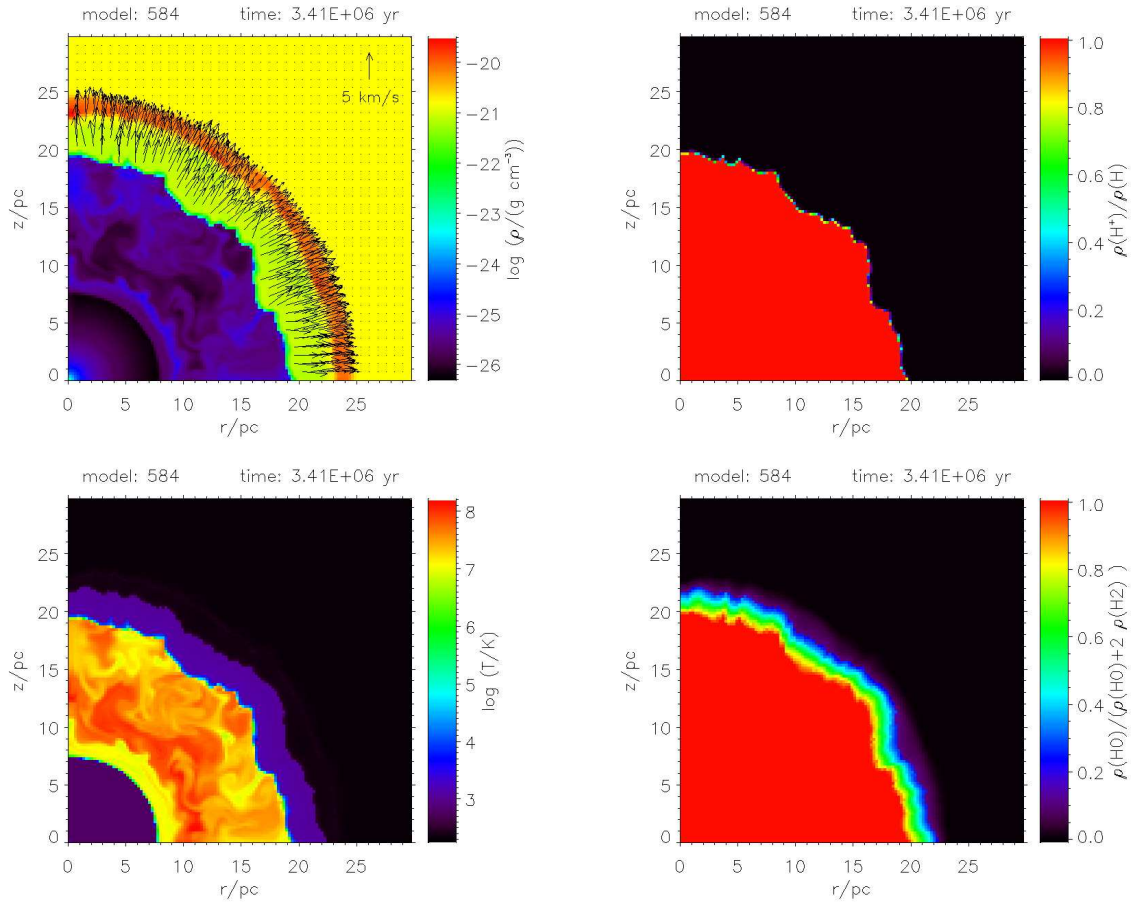


Abbildung 4.69: Wie Abb. 4.60, bei $t = 3.41$ Myr, zum Ende der WNE-Phase.

bei $t = 3.5$ Myr (Abb. 4.70) besteht nur noch eine dünne Schicht direkt vor der SWB aus dissoziiertem, also atomarem Gas, in den weiter außen liegenden Bereichen der ehemaligen PDR ist das Gas bereits wieder molekular. Da die Photodissoziation der dominante Heizprozess in der PDR ist, kann man im Temperaturplot der Abbildung 4.70 sehr gut erkennen, dass die Schicht atomaren Gases um die SWB nur noch etwa 1 pc dick ist.

Bei $t = 3.5$ Myr erreicht die rückwärtige Stoßfront einen Radius von 5.5 pc, damit ist dieser Radius seit $t = 3.41$ Myr bereits um 2 pc zurückgegangen und wird bis zum Ende der stellaren Lebensdauer weiter abnehmen. Der mittlere Radius der SWB beträgt 20 pc, im Dichteplot der Abbildung 4.70 ist die von der Dissoziationsfront aufgesammelte Schale zwischen 23 pc und 25 pc noch deutlich erkennbar, während sie im Temperaturplot bereits fast verschwunden ist.

Am Ende der Simulation bei $t = 4.065$ Myr (Abb. 4.71) hat das heiße, dünne Gas der SWB fast das gesamte Volumen bis zur PDR-Schale ausgefüllt, der mittlere Radius der SWB beträgt ≈ 24 pc. Die SWB ist umgeben von einer dünnen Schicht aufgesammelten Materials. Die Dichten in dieser dünnen Schicht liegen im Bereich von $10^{-23} - 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$, die Temperaturen erreichen Werte zwischen $\approx 1.2 \times 10^4$ K und $\gtrsim 2.0 \times 10^4$ K. Aufgrund der erreichten Temperaturen ist

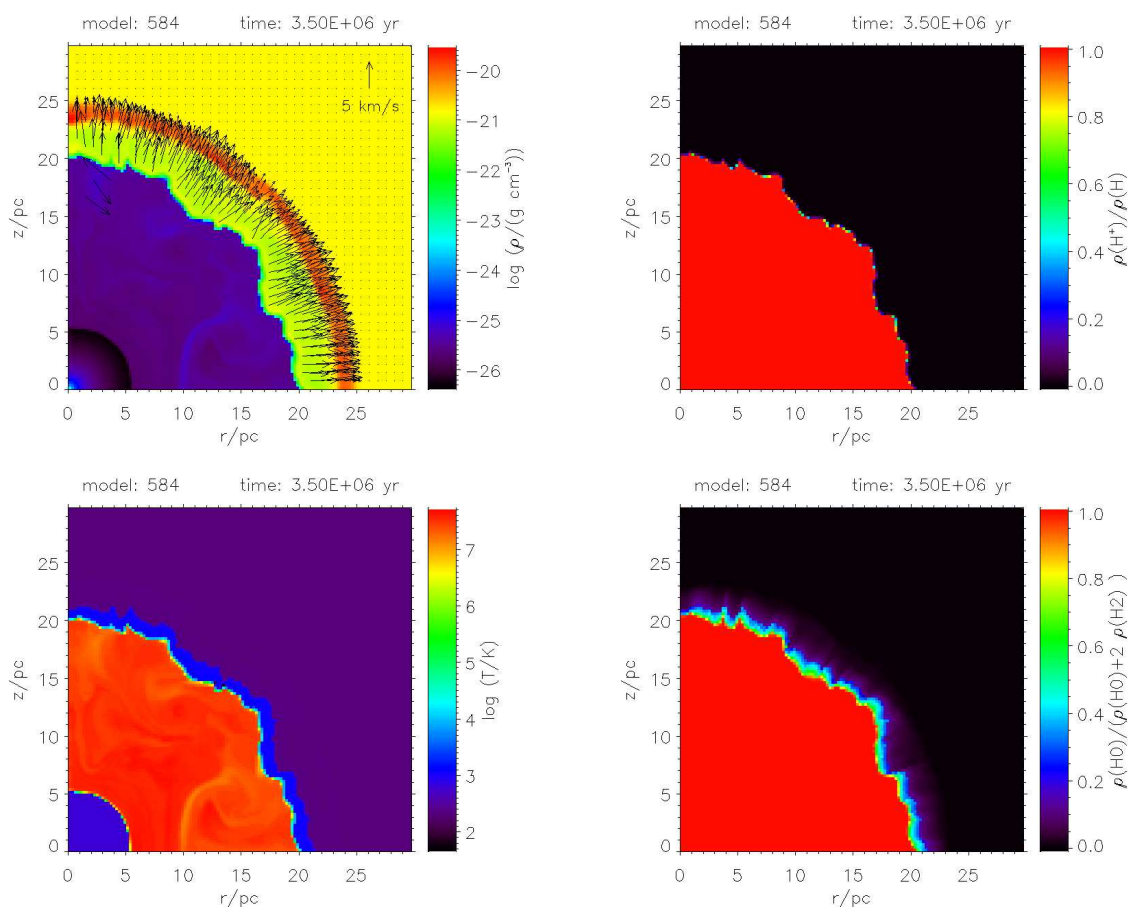


Abbildung 4.70: Wie Abb. 4.60, bei $t = 3.5$ Myr, zu Beginn der WC-Phase.

das Gas in der SWB-umgebenden Schicht sowohl ionisiert als auch dissoziiert (s. Abb. 4.71, Ionisationsgrad: oben rechts, Dissoziationsgrad: unten rechts).

Die von der ehemaligen PDR aufgesammelte Schale aus molekularem Umgebungsgas ist etwa 1 pc dick und befindet sich zwischen 25 pc und 26 pc. In der PDR-Schale wurde das Material auf Dichten von $1.5 - 2.2 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$ komprimiert. Im Dichteplot der Abbildung 4.71 (oben links) ist diese Struktur daher deutlich sichtbar. Seit die H_2 -dissozierende Photonenleuchtkraft stark zurückgegangen ist liegen die Temperaturen dort kaum noch über der Temperatur des ungestörten Umgebungsgases. Daher ist die PDR-Schale im Temperaturplot der Abbildung 4.71 (unten links) nicht mehr zu erkennen.

Das Gas, das sich in den kleinen Bereichen zwischen PDR-Schale und SWB befindetet, ist nur wenige Grad Kelvin wärmer als das Material in der PDR-Schale, seine Dichte ist eine Größenordnung geringer als die Dichte in der PDR-Schale.

Die rückwärtige Stoßfront hat eine radiale Größe von 4.3 pc. Das heiße ($1.4 \times 10^8 \text{ K}$), dünne ($\approx 1.3 \times 10^{-27} \text{ g cm}^{-3}$) Gas der SWB direkt hinter der rückwärtigen Stoßfront hat sich im Gegensatz zum weiter außen liegenden SWB-Material noch nicht mit kühlerem, dichteren Material aus der

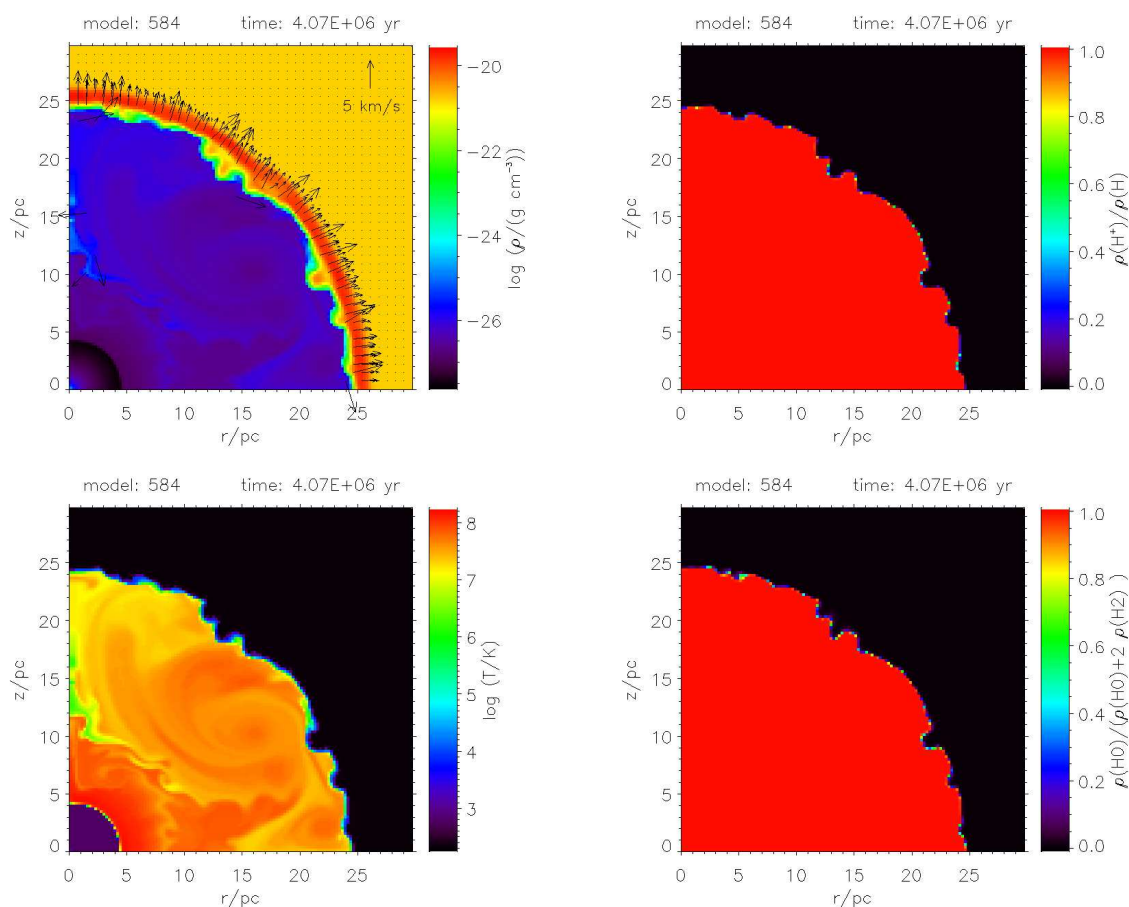


Abbildung 4.71: Wie Abb. 4.60, bei $t = 4.065$ Myr, zum Ende der stellaren Lebensdauer.

SWB-umgebenden Schicht vermischt. In den äußeren Bereichen der SWB sind die Temperaturen um bis zu eine Größenordnung niedriger während die Dichten etwa um das Siebenfache höher sind.

4.5.2 Energietransfer in das Interstellare Medium

Numerische Ergebnisse

Der totale Energiegehalt des zirkumstellaren Gases des $60 M_{\odot}$ -Sterns ist als Funktion der Zeit in Abbildung 4.72 abgebildet. Die durchgezogene schwarze Kurve gibt die kinetische Energie des Gases wieder. Unter Ionisationsenergie wird die Summe aller ionisierten Wasserstoffatome zur Zeit t multipliziert mit 13.6 eV per Atom, dem Ionisationspotential von Wasserstoff, als gestrichelt-gepunktete, schwarze Linie dargestellt. Für die thermische Energie werden drei Komponenten unterschieden: Kaltes Gas hat eine Temperatur von $T \leq 1.0 \times 10^3$ K (gestrichelt-gepunktete, blaue Kurve), warmes Gas (gepunktete, grüne Kurve) hat 1.0×10^3 K $< T < 1.0 \times 10^5$ K und die Temperatur des heißen Gas (gestrichelte, rote Kurve) beträgt $T \geq 1.0 \times 10^5$ K. Die Tempe-

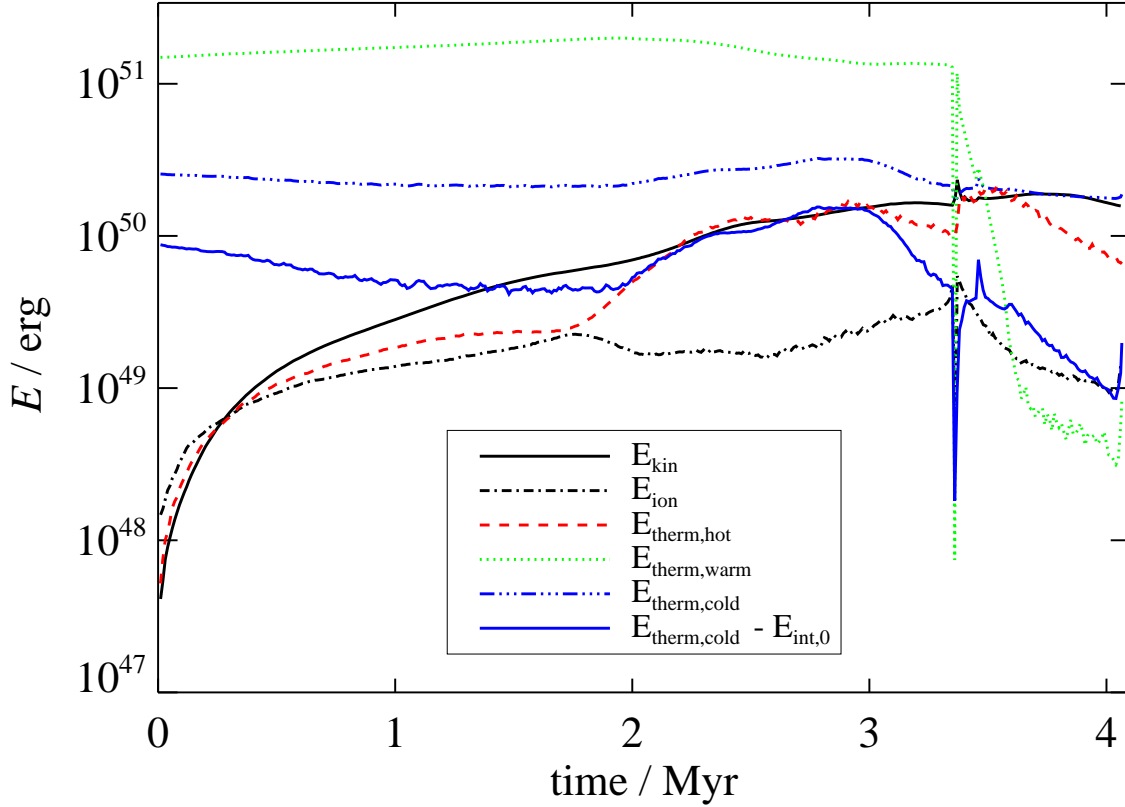


Abbildung 4.72: Energieverteilung im $60 M_{\odot}$ -Modell mit Photodissoziation.

peraturen des heißen Gases werden typischerweise erreicht, wenn der stellare Wind die rückwärtige Stoßfront passiert. In der HII-Region beträgt die Temperatur ungefähr 8×10^3 K, damit wird das photoionisierte Gas unter „warmem Gas“ erfasst. Die Temperaturen in der PDR liegen mit $\approx 2 \times 10^3$ K ebenfalls im Bereich des warmen Gases. Zusätzlich zur thermischen Energie des kalten Gases, die auch die interne Energie des ungestörten Umgebungsgases beinhaltet, wird als durchgezogene, blaue Kurve noch die Differenz $E_{t, \text{kalt}} - E_{\text{int}, 0}$ angegeben. Diese Differenz entspricht der thermischen Energie des kalten Gases, die durch die Wechselwirkung von stellarem Wind und stellarer Strahlung mit dem Umgebungsgas in das System eingetragen wird.

Da die bei der Photodissoziation eines Wasserstoffmoleküls freiwerdende Bindungsenergie abgestrahlt wird und ebenso zur Aufheizung des Gases beiträgt wie die Molekülbildung, dominiert die thermische Energie des warmen Gases die Energieverteilung während der H-MS-Lebensdauer, der WN-Phasen und der LBV-Phase. Ab $t = 3.49$ Myr, kurz nachdem der $60 M_{\odot}$ -Stern sich zu einem WC-Stern entwickelt hat, erreicht die thermische Energie des kalten Gases höhere Werte. Bis zum Ende der stellaren Lebensdauer bleibt die thermische Energie des kalten Gases die dominante Energieform.

Die kinetische Energie im System (durchgezogene, schwarze Kurve in Abb. 4.72) startet bei

$t = 0$ yr bei Null erg, steigt dann durch die Wechselwirkung von stellarem Wind und stellarer Strahlung mit dem umgebenden Gas sehr schnell an und erreicht bei $t = 1.0 \times 10^4$ yr bereits einen Wert von $E_{\text{kin}} = 4.1 \times 10^{47}$ erg. Bei $t = 1.0$ Myr sind 2.8×10^{49} erg an kinetischer Energie im System vorhanden. Bis zum Erreichen der WNL-Phase bei $t = 1.7$ Myr steigt dieser Wert auf $E_{\text{kin}} = 5.8 \times 10^{49}$ erg an. Bis $t = 2.5$ Myr ist die kinetische Energie im System auf $E_{\text{kin}} = 1.2 \times 10^{50}$ erg angewachsen, mit dem Ende der WNL-Phase erreicht der $60 M_{\odot}$ -Stern sein kurzes LBV-Stadium. Bevor die Massenverlustrate in der LBV-Phase stark ansteigt erreicht die kinetische Energie 1.6×10^{50} erg bei $t = 3.35$ Myr. Nachdem bei $t = 3.36$ Myr die LBV-Phase beendet ist, sind 1.8×10^{50} erg an kinetischer Energie im System vorhanden. Der kurze, steile Anstieg der Kurve ist also durch die Expansion der LBV-Schale verursacht. Zwischen $t = 3.36$ Myr und $t = 3.45$ Myr befindet sich der $60 M_{\odot}$ -Stern in seiner WNE-Phase und entwickelt sich dann zu einem WC-Stern. Bis zum Erreichen der WC-Phase ist der Wert der kinetischen Energie auf 1.7×10^{50} erg zurückgegangen. Am Ende der Simulation bei $t = 4.065$ Myr ist $E_{\text{kin}} = 1.6 \times 10^{50}$ erg.

Die Kurve der Ionisationsenergie (Abb. 4.72, gestrichelt-gepunktete, schwarze Linie) steigt mit dem Einsetzen der stellaren Strahlung bei $t = 0$ yr steil an und erreicht bei $t = 1.0 \times 10^4$ yr einen Wert von $E_{\text{ion}} = 1.5 \times 10^{48}$ erg. Bis $t = 1.0$ Myr nimmt die Ionisationsenergie im System um fast eine Größenordnung zu und erreicht zu diesem Zeitpunkt $E_{\text{ion}} = 1.4 \times 10^{49}$ erg. Am Ende der H-MS-Lebensdauer des $60 M_{\odot}$ -Sterns bei $t = 1.7$ Myr ist die Ionisationsenergie bis auf $E_{\text{ion}} = 2.2 \times 10^{49}$ erg gestiegen. Während der ersten Hälfte der anschließenden WNL-Phase nimmt die H-ionisierende Photonenleuchtkraft (s. Abb. 3.4) ab, daher fällt die im System gespeicherte Ionisationsenergie bis $t = 2.5$ Myr auf einen Wert von $E_{\text{ion}} = 1.7 \times 10^{49}$ erg. Mit der wieder ansteigenden H-ionisierenden Photonenleuchtkraft steigt auch die Ionisationsenergie im System an und erreicht am Ende der WNL-Phase bei $t = 3.35$ Myr einen Wert von $E_{\text{ion}} = 4.7 \times 10^{49}$ erg. In der anschließenden LBV-Phase bricht die H-ionisierende Photonenleuchtkraft ein und verursacht somit einen Rückgang der Ionisationsenergie um mehr als eine Größenordnung auf $E_{\text{ion}} = 4.4 \times 10^{48}$ erg bei $t = 3.36$ Myr. Bis zum Ende der WNE-Phase bei $t = 3.45$ Myr steigt der Wert wieder auf $E_{\text{ion}} = 3.7 \times 10^{49}$ erg an. Während der WC-Phase fällt die Ionisationsenergie bis zum Ende der Simulation bei $t = 4.065$ Myr auf $E_{\text{ion}} = 1.4 \times 10^{49}$ erg.

Mit dem Einsetzen der stellaren Strahlung steigt die thermische Energie des warmen Gases (gepunktete, grüne Kurve in Abb. 4.72) stark an und erreicht bei $t = 1.0 \times 10^4$ yr einen Wert von $E_{\text{t, warm}} = 1.5 \times 10^{51}$ erg. Da die H_2 -dissoziierende Photonenleuchtkraft (s. Abb. 3.4) bis zum Einsetzen der LBV-Phase bei $t = 3.35$ Myr annähernd konstant bleibt, steigt die thermische Energie des warmen Gases bis $t = 2.0$ Myr leicht an und erreicht zu diesem Zeitpunkt $E_{\text{t, warm}} = 2.0 \times 10^{51}$ erg. Bis zur LBV-Phase sinkt die thermische Energie des warmen Gases dann wieder langsam und erreicht bei $t = 3.35$ Myr $E_{\text{t, warm}} = 1.3 \times 10^{51}$ erg. Durch den drastischen Rückgang der H_2 -dissoziierenden Photonenleuchtkraft sowie der H-ionisierenden Photonenleuchtkraft während der LBV-Phase fällt die thermische Energie des warmen Gases bei $t = 3.36$ Myr auf $E_{\text{t, warm}} = 7.4 \times 10^{47}$ erg. Während der WNE-Phase steigen die Werte wieder an und erreichen bei $t = 3.45$ Myr am Ende der WNE-Phase $E_{\text{t, warm}} = 2.4 \times 10^{50}$ erg. Nach diesem Zeitpunkt fallen die Werte der thermischen Energie des warmen Gases sehr stark ab, da sich die SWB immer weiter in die PDR vorarbeitet und damit das atomare Gas auf ein immer kleiner werdendes Volumen beschränkt. Zusätzlich gehen sowohl die H-ionisierende

Photonenleuchtkraft und noch stärker auch die H_2 -dissoziierende Photonenleuchtkraft zurück (s. Abb. 3.4), so dass die beiden wichtigsten Heizprozesse für das warme Gas praktisch abgeschaltet sind. Kurz vor dem Ende der Simulation steigen beide Photonenleuchtkräfte wieder stark an, daher erreicht die thermische Energie des warmen Gases bei $t = 4.065$ Myr einen Wert von $E_{t, \text{warm}} = 8.2 \times 10^{48}$ erg.

Da die thermische Energie des heißen Gases (gestrichelte, rote Kurve in Abb. 4.72) im SWB-Material gespeichert ist, steigt die thermische Energie des heißen Gases steil an nachdem der Sternwind die rückwärtige Stoßfront erreicht hat und dort auf die hohen Temperaturen geheizt wurde. Zu Beginn der Simulation bei $t = 1.0 \times 10^4$ yr werden $E_{t, \text{heiß}} = 5.2 \times 10^{47}$ erg erreicht, im Verlauf der H-MS-Entwicklung des $60 M_{\odot}$ -Sterns steigt dieser Wert um beinahe zwei Größenordnungen bis auf $E_{t, \text{heiß}} = 1.9 \times 10^{49}$ erg bei $t = 1.0$ Myr. Am Ende der H-MS bei $t = 1.7$ Myr ist $E_{t, \text{heiß}} = 2.4 \times 10^{49}$ erg. Die weitere zeitliche Entwicklung der thermischen Energie des heißen Gases folgt dem Verlauf der Massenverlustrate (s. Abb. 3.4). Mit dem Erreichen des WNL-Stadiums steigt die Massenverlustrate stark an, daher hat sich der Wert der thermischen Energie des heißen Gases bis $t = 2.0$ Myr mehr als verdoppelt und erreicht zu diesem Zeitpunkt $E_{t, \text{heiß}} = 5.0 \times 10^{49}$ erg. Bis $t = 2.5$ Myr verdoppelt sich der Wert der thermischen Energie des heißen Gases beinahe erneut und erreicht $E_{t, \text{heiß}} = 1.3 \times 10^{50}$ erg. Mit abnehmender Massenverlustrate sinkt die thermische Energie des heißen Gases bis zum Ende der WNL-Phase bei $t = 3.35$ Myr leicht auf $E_{t, \text{heiß}} = 9.9 \times 10^{49}$ erg ab. Nach der LBV-Phase bei $t = 3.36$ Myr ist der Wert mit $E_{t, \text{heiß}} = 9.8 \times 10^{49}$ erg fast unverändert. Mit dem Einsetzen der WC-Phase bei $t = 3.45$ Myr erreicht die thermische Energie des heißen Gases kurz das Niveau der dominierenden thermischen Energie des kalten Gases mit einem Wert von $E_{t, \text{heiß}} = 1.7 \times 10^{50}$ erg. Bis zum Ende der Simulation geht dieser Wert auf $E_{t, \text{heiß}} = 6.8 \times 10^{49}$ erg zurück.

Die thermische Energie des kalten Gases (gestrichelt-gepunktete, blaue Linie in Abb. 4.72) enthält auch die thermische Energie des anfänglich ungestörten Umgebungsgases von 1.7×10^{50} erg, die vom Wert der thermischen Energie des kalten Gases abgezogen werden muss, wenn man den Energieeintrag des $60 M_{\odot}$ -Sterns betrachtet. Diese Differenz gibt die durchgezogene, blaue Kurve in Abbildung 4.72 wieder, deren Verlauf im Folgenden diskutiert wird. Durch das Einsetzen der Photodissoziation wird in den äußeren Bereichen der späteren PDR das Gas zunächst auf einige 10^2 K geheizt, daher steigt die ins System eingetragene thermische Energie des kalten Gases zu Beginn der Simulation auf $E_{t, \text{kalt}} = 8.7 \times 10^{49}$ erg. Bis $t = 1.0$ Myr geht dieser Wert auf $E_{t, \text{kalt}} = 5.2 \times 10^{49}$ erg zurück, da das gesamte photodissoziierte Material in der PDR jetzt Temperaturen erreicht, die im Bereich des warmen Gases liegen. Zur thermischen Energie des kalten Gases trägt lediglich das von der Dissoziationsfront in eine Schale aufgesammelte Material bei, das durch die Komprimierung in eine Schale und die Photodissoziation der H_2 -Moleküle Temperaturen von mehreren 10^2 K erreicht. Bis zum Ende der H-MS-Entwicklung bleibt die thermische Energie des kalten Gases annähernd konstant und steigt während der WNL-Phase mit zunehmender H_2 -dissoziierender Photonleuchtkraft (s. Abb. 3.4). Durch das zusätzlich von der Dissoziationsfront aufgesammelte Material steigt die thermische Energie des kalten Gases bei $t = 2.5$ Myr auf $E_{t, \text{kalt}} = 1.1 \times 10^{50}$ erg. Nach der LBV-Phase geht die thermische Energie des kalten Gases auf $E_{t, \text{kalt}} = 1.8 \times 10^{48}$ erg bei $t = 3.36$ Myr zurück. Bis $t = 3.45$ Myr steigt die durchgezogene, blaue Kurve wieder auf 3.9×10^{49} erg an. Am Ende der

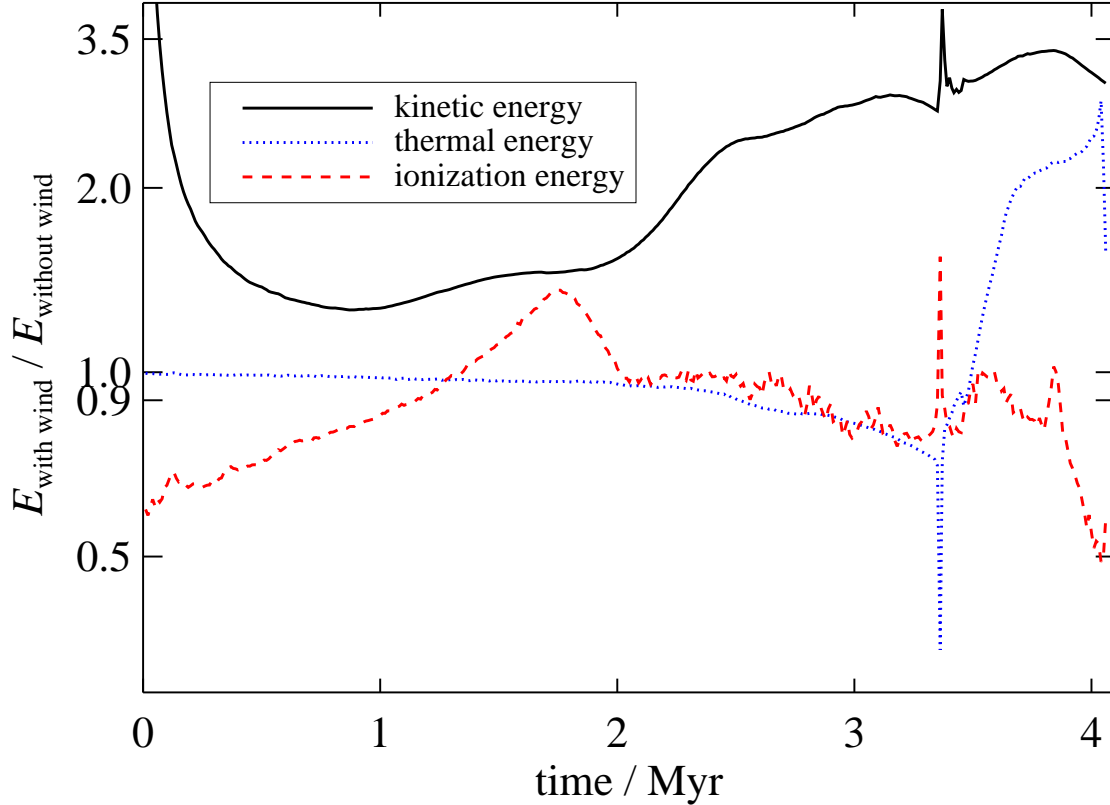


Abbildung 4.73: Verhältnis der Energien der $60 M_{\odot}$ -Modelle mit und ohne stellaren Wind.

Simulation bei $t = 4.065$ Myr erreicht die gesamte im System vorhandene thermische Energie des kalten Gases (gestrichelt-gepunktete, blaue Kurve) einen Wert von $E_{t, \text{kalt}} = 1.9 \times 10^{50}$ erg, die zusätzlich ins System eingetragene thermische Energie des kalten Gases (durchgezogene, blaue Kurve) beträgt 2.0×10^{49} erg.

Wie bereits für die HII-Modelle geschehen, wird im Folgenden der Energieeintrag in das System für das $60 M_{\odot}$ -Modell mit Wind mit einem entsprechenden Modell verglichen, das ohne Wind gerechnet wurde (s. § 4.1.2, § 4.2.2). Abbildung 4.73 zeigt den Vergleich zwischen den $60 M_{\odot}$ -Modellen mit und ohne stellaren Wind. Die kinetische Energie ist im Modell mit Wind natürlich immer höher als im windlosen Modell, da die kinetische Energie im windlosen Modell nur durch die Wechselwirkung der stellaren Strahlung mit dem zirkumstellaren ISM in das System eingetragen wird. Die kinetische Energie des Modells mit Wind hingegen enthält zusätzlich noch die kinetische Energie der SWB-Schale.

Der Quotient aus der kinetischen Energie im Modell mit Wind und der kinetischen Energie im windlosen Modell (schwarze, durchgezogene Kurve in Abb. 4.73) nimmt am Anfang stark ab, da die kinetische Energie im Modell ohne Wind erst deutlich zunimmt, nachdem die HII-

Region und die PDR beginnen zu expandieren und dabei umgebendes Material in eine Schale aufzusammeln. Bis $t = 0.87$ Myr ist der Quotient der kinetischen Energien auf 1.26 gefallen. Mit zunehmender Massenverlustrate des $60 M_{\odot}$ -Sterns (s. Abb. 3.4) steigt die kinetische Energie des Modells mit Wind stärker an als die des windlosen Modells. Damit steigt der Quotient der kinetischen Energien von 1.27 bei $t = 1.0$ Myr auf 1.5 am Ende der H-MS bei $t = 1.7$ Myr. Während der WNL-Phase steigt die Massenverlustrate deutlich an, daher erreicht der Quotient der kinetischen Energien bei $t = 2.5$ Myr einen Wert von 2.38 und steigt bis zum Ende der WNL-Phase auf 2.67 bei $t = 3.35$ Myr. Mit der Expansion der in der LBV-Phase abgestoßenen Schale wächst der Quotient sprunghaft auf 3.91 bei $t = 3.37$ Myr an. Nachdem die LBV-Schale fragmentiert geht der Quotient ebenso stark zurück wie er vorher gestiegen ist. Die Peaks in der Massenverlustrate bei Erreichen des WNE- und des WC-Stadiums sind ebenfalls gut erkennbar. Während der WC-Phase geht die Massenverlustrate zwar stark zurück, liegt aber noch immer über den Werten der H-MS. Bei $t = 3.5$ Myr erreicht der Quotient der kinetischen Energien einen Wert von 2.99. Am Ende der Simulation beträgt der Wert 2.97.

Der Quotient aus der Ionisationsenergie im Modell mit Wind und der Ionisationsenergie im windlosen Modell (rote, gestrichelte Kurve in Abb. 4.73) zeigt, dass die SWB-Schale die HII-Region zu Beginn deutlich beeinflusst. Durch die hohe Rekombinationsrate in der SWB-Schale ist die Ionisationsenergie im Modell mit Wind erheblich niedriger als im windlosen Modell. Bereits vor $t = 0.1$ Myr ist die SWB so weit expandiert, dass die HII-Region im Modell mit Wind nur auf eine dünne Schale von ≈ 0.1 pc um die SWB beschränkt ist (s. § 4.5.1). Im Laufe der Zeit verringert sich die Expansionsgeschwindigkeit der SWB. Damit nimmt die Dichte in der SWB-Schale ab, während ihre geometrische Dicke zunimmt. Durch die verringerte Dichte in der SWB-Schale geht auch die Anzahl der Rekombinationen dort zurück und die geometrische Dicke der HII-Schicht wächst (s. Abb. 4.64, $t = 1.0$ Myr). Deswegen steigt die im Modell mit Wind vorhandene Ionisationsenergie an. Zusätzlich liefert das Gas in der SWB einen Beitrag zur Ionisationsenergie. Damit steigt der Quotient aus der Ionisationsenergie im Modell mit Wind und der Ionisationsenergie im windlosen Modell bis $t = 1.75$ Myr auf 1.36 an. Zu diesem Zeitpunkt hat der $60 M_{\odot}$ -Stern seine WNL-Phase bereits erreicht und seine Massenverlustrate ist stark angestiegen. Damit steigt die Zahl der Rekombinationen und die Ionisationsenergie im Modell mit Wind nimmt stärker ab als im windlosen Modell, das nur von der leichten Abnahme der H-ionisierenden Photonenleuchtkraft beeinflusst ist. Nach $t = 2.0$ Myr ist der Quotient der Ionisationsenergien ≤ 1 . Während der LBV-Phase zwischen $t = 3.35$ Myr und $t = 3.36$ Myr fällt die H-ionisierende Photonenleuchtkraft um mehrere Größenordnungen ab. Damit geht in beiden Modellen auch die Ionisationsenergie stark zurück. Durch die in der SWB gespeicherte Ionisationsenergie erreicht der Quotient aus der Ionisationsenergie im Modell mit Wind und der Ionisationsenergie im windlosen Modell bei $t = 3.36$ Myr einen Wert von ≈ 1.5 . Mit wieder ansteigender H-ionisierender Photonenleuchtkraft erreicht der Quotient erneut Werte ≤ 1 , sein Wert ist 0.58 am Ende der Simulation.

Der Quotient aus der thermischen Energie im Modell mit Wind und der thermischen Energie im windlosen Modell (blaue, gepunktete Kurve in Abb. 4.73) ist bis $t = 3.49$ Myr kurz nach dem Erreichen der WC-Phase < 1 . Der größte Teil der thermischen Energie stammt in beiden Modellen von der thermischen Energie des warmen Gases, ist also im atomaren Gas der PDR und im ionisierten Gas der HII-Region gespeichert. Die thermische Energie des heißen Gases der SWB im Modell mit Wind erreicht deutlich niedrigere Werte (s. Abb. 4.72). Durch den Einfluss der

SWB auf HII-Region und PDR ist die thermische Energie im Modell mit Wind zu Beginn etwas geringer als im windlosen Modell, im Verlauf der Simulation nimmt die Differenz leicht zu. Während der LBV-Phase gehen die H-ionisierende Photonenleuchtkraft sowie die H_2 -dissoziierende Photonenleuchtkraft drastisch zurück, daher verringert sich auch die thermische Energie zu diesem Zeitpunkt um mehrere Größenordnungen. Durch die in der LBV-Phase abgestoßene Schale ist im Modell mit Wind eine zusätzliche, dichte Struktur vorhanden, dadurch ist die Zahl der Rekombinationen nochmals erhöht und der Quotient fällt bei $t = 3.36$ Myr kurzzeitig auf 0.35. In der anschließenden Entwicklung des $60 M_{\odot}$ -Sterns sind die H-ionisierende Photonenleuchtkraft sowie die H_2 -dissoziierende Photonenleuchtkraft praktisch ausgeschaltet, damit fehlt der wichtigste Heizprozess und die thermische Energie des warmen Gases sinkt um mehrere Größenordnungen. Durch die thermische Energie, die im heißen Gas der SWB enthalten ist, steigt der Quotient der thermischen Energien deutlich an. Bei $t = 3.5$ Myr erreicht der Quotient der thermischen Energien Werte > 1 und steigt bis kurz vor dem Ende der Simulation weiter an. Durch die Zunahme der H-ionisierenden und der H_2 -dissoziierenden Photonenleuchtkraft kurz vor dem Ende der stellaren Lebensdauer steigt die thermische Energie des warmen Gases erneut an. Dieser Anstieg ist im Modell ohne Wind etwas stärker, da hier weniger Rekombinationen stattfinden, daher fällt der Wert des Quotienten der thermischen Energien auf 1.57 am Ende der Simulation.

Der Energieverlust durch radiative Kühlung ist in Abbildung 4.74 aufgetragen. Wie bereits für die Abbildungen 4.15 und 4.34 erläutert, ist „H ionization loss“ (gestrichelte, rote Kurve) der Verlust an Bindungsenergie, die bei der Rekombination in Level ≥ 2 von ionisierten H-Atomen abgestrahlt wird. „H thermal loss“ (gepunktete, grüne Kurve) ist die thermische Energie der Elektronen, die bei Rekombinationen verloren wird. Unter „other processes“ (gestrichelte, schwarze Kurve) werden andere Prozesse wie Bremsstrahlung und Emission in den Feinstrukturlinien (s. § 3.1.6) zusammengefasst. Die Kurve des Gesamtenergieverlusts durch radiative Kühlung ist mit „total energy loss“ (durchgezogene, blaue Kurve) bezeichnet.

Der Verlauf der zwei Kurven „H thermal loss“ und „H ionization loss“ entspricht dem Verlauf der H-ionisierenden Photonenleuchtkraft in Abbildung 3.4. Der Gesamtenergieverlust wird dominiert von dem Energieverlust durch die „other processes“. Im Unterschied zu den in § 4.1 und § 4.2 diskutierten Modellen sind bei der Simulation des $60 M_{\odot}$ -Sterns mit Photodissoziation weitere Feinstrukturlinien für die Kühlung (s. § 3.1.6) berechnet worden, diese werden ebenfalls unter „other processes“ erfasst. Desweiteren ist das ungestörte Umgebungsgas mit einer Dichte von $\rho_0 = 1.67 \times 10^{-19} \text{ g cm}^{-3}$ erheblich dichter als in den HII-Modellen und das Gas in der PDR wird nur durch die „other processes“ gekühlt. Der Unterschied zwischen den Kurven des Gesamtenergieverlusts und der „other processes“ beträgt während der H-MS-Phase, der WNL-, LBV- und der WNE-Phase etwa $1 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, danach wird die Differenz noch geringer. Daher liegen die beiden Kurven aufeinander. Der Verlauf beider Kurven entspricht bis zum Ende der LBV-Phase dem Verlauf der H_2 -dissoziierenden Photonenleuchtkraft in Abbildung 3.4.

Der Gesamtenergieverlust durch radiative Kühlung beträgt zu Beginn der Simulation $4.1 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$. Bis zum Ende der H-MS-Entwicklung und dem Erreichen der WNL-Phase bei $t = 1.7$ Myr steigt dieser Wert auf $5.9 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ an. Während der WNL-Phase bei $t = 2.5$ Myr werden insgesamt $8.8 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ abgestrahlt. Bei $t = 3.37$ Myr, zu Beginn der

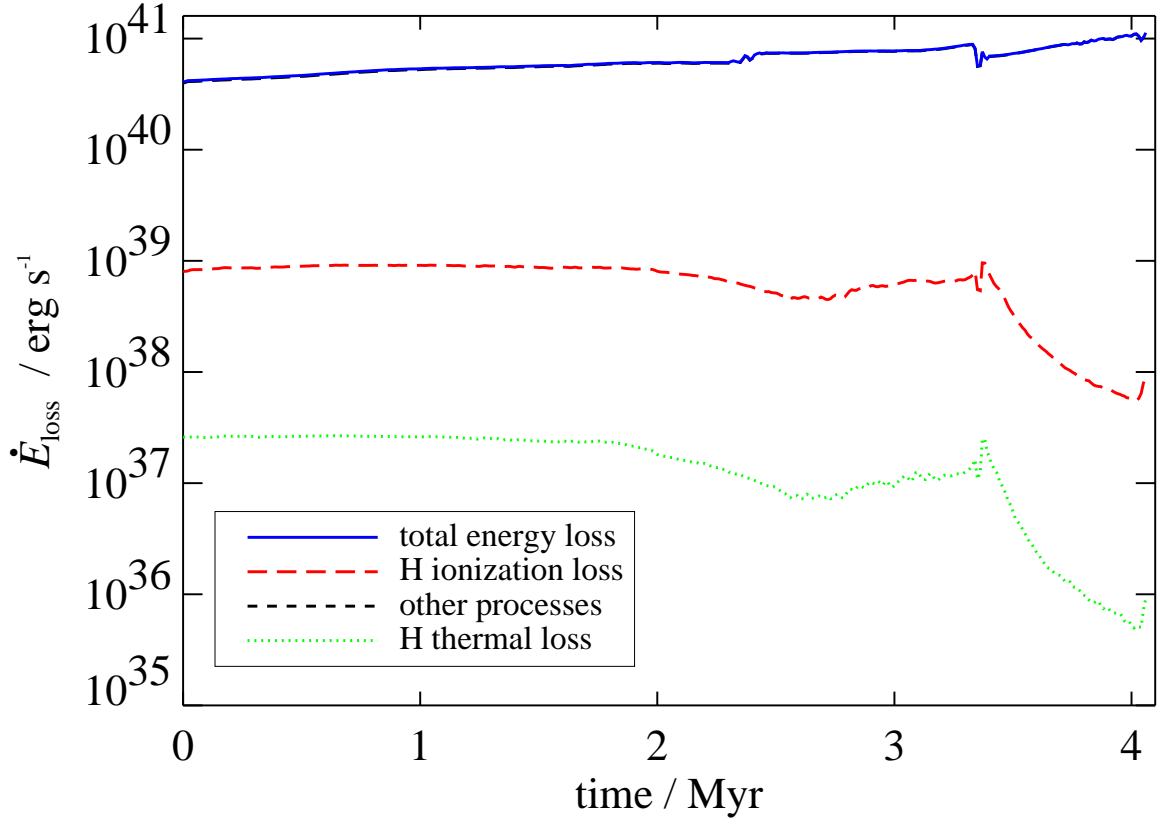


Abbildung 4.74: Energieverlust durch radiative Kühlung im $60 M_{\odot}$ -Modell mit Wind.

WNE-Phase, sinkt dieser Wert leicht auf $7.6 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$. Von diesem Zeitpunkt an geht die H_2 -dissoziierende Photonenleuchtkraft stark zurück, das Gas in der PDR und in der PDR-Schale kühlt auf die Umgebungstemperatur ab, daher steigt der Energieverlust durch Kühlung an und erreicht $\approx 1.1 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ am Ende der Simulation.

Der Verlust an Bindungsenergie bei Rekombinationen ionisierter H-Atome („H ionization loss“) erreicht zu Beginn der Simulation $8.1 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ und steigt bis $t = 1.7 \text{ Myr}$ leicht auf $8.7 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ an. Im Verlauf des WNL-Stadiums fällt der Wert zuerst auf $5.1 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ bei $t = 2.5 \text{ Myr}$, steigt dann aber mit zunehmender H-ionisierender Photonenleuchtkraft wieder an. Am Ende der WNL-Phase bei $t = 3.30 \text{ Myr}$ erreicht der „H ionization loss“ $6.8 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, nach der LBV-Phase bei $t = 3.37 \text{ Myr}$ wird mit $9.6 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ der höchste Wert erreicht. Zu Beginn des WC-Stadiums bei $t = 3.5 \text{ Myr}$ hat die H-ionisierende Photonenleuchtkraft stark abgenommen, daher sind es zu diesem Zeitpunkt lediglich $3.3 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, die das System durch „H ionization loss“ verliert. Bis kurz vor dem Ende der Simulation nimmt die H-ionisierende Photonenleuchtkraft weiter ab und steigt dann wieder leicht an, daher werden bei $t = 4.065 \text{ Myr}$ durch „H ionization loss“ $9.2 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ abgestrahlt.

Die thermische Energie der Elektronen, die dem System bei Rekombinationen ionisierter H-

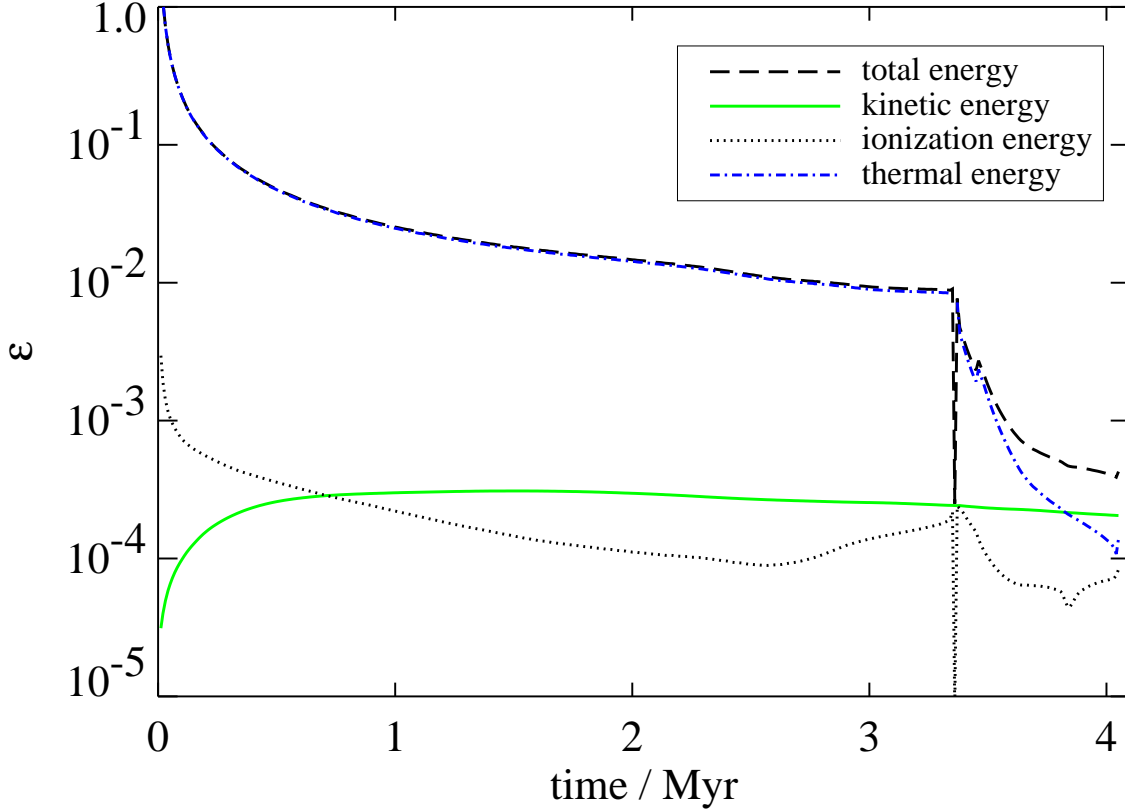


Abbildung 4.75: Energietransfereffizienz im $60 M_{\odot}$ -Modell ohne Wind.

Atome verloren geht („H thermal loss“), startet mit $2.6 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ und bleibt während der H-MS-Entwicklung weitgehend konstant. Bei $t = 1.7 \text{ Myr}$ werden $2.6 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ durch diesen Prozess abgestrahlt, während der folgenden WNL-Phase geht dieser Wert auf $9.1 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ bei $t = 2.5 \text{ Myr}$ zurück. Bis zum Ende der WNL-Phase bei $t = 3.30 \text{ Myr}$ steigt der „H thermal loss“ dann wieder auf $1.3 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Nach der LBV-Phase bei $t = 3.37 \text{ Myr}$ wird mit $2.5 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ der höchste Wert seit Ende der H-MS-Entwicklung erreicht. Mit der abnehmenden H-ionisierenden Photonenleuchtkraft in den anschließenden WNE- und WC-Phasen sinkt auch der „H thermal loss“. Im Verlauf des WC-Stadiums bei $t = 3.5 \text{ Myr}$ liegt der Wert bei $5.6 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ und nimmt bis kurz vor Ende der Simulation noch weiter ab. Da kurz vor Ende der stellaren Lebensdauer von $t = 4.065 \text{ Myr}$ die H-ionisierende Photonenleuchtkraft etwas ansteigt, beträgt der Wert der durch „H thermal loss“ abgestrahlten Energie am Ende der Simulation $9.2 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

Die Transfereffizienz in eine bestimmte Energieform ist der Anteil dieser Energieform an der gesamten Input-Energie bis zu dem Zeitpunkt $t = \tau$. Die gesamte Input-Energie ist in den Modellen mit Photodissoziation höher als in den HII-Modellen, da hier zusätzlich noch die H_2 -

dissoziierende Photonenleuchtkraft vom Stern in seine Umgebung eingetragen wird. Daher ist die Transfereffizienz in Ionisationsenergie deutlich niedriger als bei den HII-Modellen. In Abbildung 4.75 ist die Transfereffizienz in thermische, Ionisations- sowie kinetische Energie für das $60 M_{\odot}$ -Modell ohne Wind dargestellt. „Total energy“ (gesamte Transfereffizienz) bezeichnet die Summe aus thermischer, Ionisations- und kinetischer Energie. Zum Vergleich zeigt Abbildung 4.76 die Transfereffizienz für das $60 M_{\odot}$ -Modell mit Wind.

Die gesamte Transfereffizienz im $60 M_{\odot}$ -Modell ohne Wind wird offensichtlich von der Transfereffizienz in thermische Energie dominiert, die Differenz beider Transfereffizienzen ist während der H-MS-Entwicklung und der WNL-Phase so gering, dass beide Kurven aufeinander liegen.

Während der H-MS-Entwicklung bei $t = 0.5$ Myr erreicht die gesamte Transfereffizienz 4.8% des gesamten Energieeintrags. 98.7% der gesamten Transfereffizienz entfallen dabei auf die Transfereffizienz in thermische Energie, $\approx 0.5\%$ auf die Transfereffizienz in kinetische Energie und $\approx 0.8\%$ auf die Transfereffizienz in Ionisationsenergie. Dabei erreicht die Transfereffizienz in kinetische Energie zu diesem Zeitpunkt einen Wert von 2.6×10^{-4} , der von der Transfereffizienz in Ionisationsenergie erreichte Wert beträgt 3.6×10^{-4} .

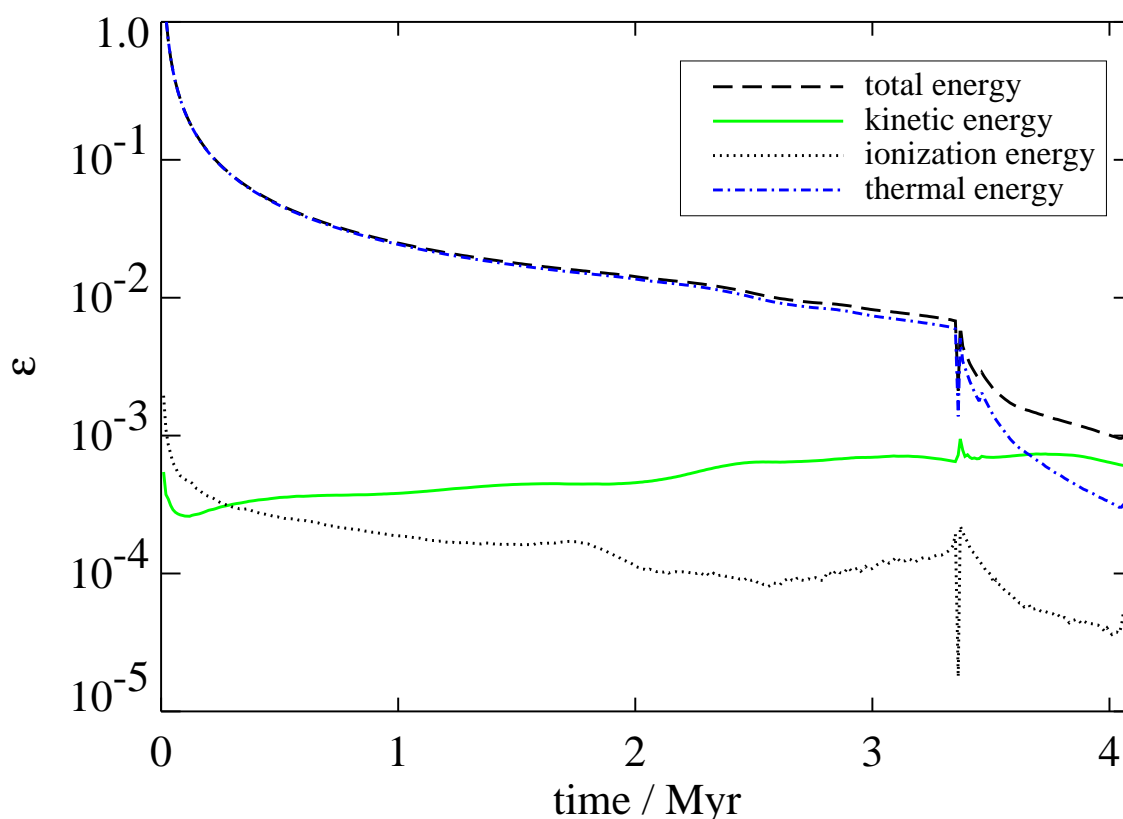
Bis zum Ende der H-MS-Entwicklung und dem Erreichen des WNL-Stadiums bei $t = 1.7$ Myr steigt lediglich der Wert der Transfereffizienz in kinetische Energie auf 3.1×10^{-4} an, die restlichen Transfereffizienzen nehmen ab. Die gesamte Transfereffizienz erreicht 1.7% des gesamten Energieeintrags, $\approx 97.4\%$ der gesamten Transfereffizienz stammen dabei von der Transfereffizienz in thermische Energie. Der Anteil der Transfereffizienz in kinetische Energie an der gesamten Transfereffizienz ist auf $\approx 1.9\%$ gestiegen, der Anteil der Transfereffizienz in Ionisationsenergie bleibt unverändert bei $\approx 0.8\%$.

Während der ersten Hälfte des WNL-Stadiums nimmt auch die Transfereffizienz in kinetische Energie ab, bei $t = 2.5$ Myr beträgt der Wert der gesamten Transfereffizienz 1.1% des gesamten Energieeintrags. Der Anteil der Transfereffizienz in thermische Energie an der gesamten Energietransfereffizienz ist auf 96.9% gesunken. Die Transfereffizienz in kinetische Energie erreicht mit 2.7×10^{-4} einen Anteil von $\approx 2.4\%$ an der gesamten Energietransfereffizienz, der Anteil der Transfereffizienz in Ionisationsenergie hat ebenfalls zugenommen und beträgt $\approx 1.1\%$.

Am Ende der WNL-Phase bei $t = 3.3$ Myr ist die gesamte Energietransfereffizienz auf 8.9×10^{-3} gesunken, erneut abgenommen auf $\approx 95.3\%$ hat der Anteil der Transfereffizienz in thermische Energie an der gesamten Transfereffizienz. Der Anteil der Transfereffizienz in kinetische Energie ist auf $\approx 2.7\%$ weiter angestiegen, beinahe verdoppelt hat sich der Anteil der Transfereffizienz in Ionisationsenergie, dieser erreicht mit 1.8×10^{-4} etwa 2% der gesamten Transfereffizienz.

Mit dem Einsetzen der LBV-Phase bei $t = 3.35$ Myr erreichen die Transfereffizienzen in thermische Energie ($\approx 5.9 \times 10^{-7}$) und in Ionisationsenergie ($\approx 8.4 \times 10^{-6}$) deutlich niedrigere Werte als zuvor, daher erreicht auch die gesamte Transfereffizienz einen Wert von lediglich $\approx 2.5 \times 10^{-4}$. Der Anteil der Transfereffizienz in kinetische Energie an der gesamten Transfereffizienz erreicht zu diesem Zeitpunkt einen Wert von $\approx 96.9\%$.

Nach der LBV-Phase entwickelt sich der $60 M_{\odot}$ -Stern bei $t = 3.36$ Myr zu einem WNE-Stern. Die Transfereffizienzen erreichen wieder deutlich höhere Werte, die gesamte Transfereffizienz beträgt $\approx 7.7 \times 10^{-3}$. Der absolute Wert der Transfereffizienz liegt unverändert zur LBV-Phase bei 2.4×10^{-4} , die Transfereffizienz in thermische Energie ist auf 7.2×10^{-3} angestiegen und die Transfereffizienz in Ionisationsenergie erreicht mit 2.4×10^{-4} kurzzeitig einen höheren Wert als während der 2 Myr zuvor.

Abbildung 4.76: Energietransfereffizienz im $60 M_{\odot}$ -Modell mit Wind.

Während der WC-Phase nehmen aufgrund des starken Rückgangs der H_2 -dissoziierenden Photonenleuchtkraft sowie der H-ionisierenden Photonenleuchtkraft die Transfereffizienzen in Ionisationsenergie und in thermische Energie stark ab, die Transfereffizienz in kinetische Energie geht leicht zurück. Bei $t = 3.5$ Myr hat die gesamte Transfereffizienz einen Wert von $\approx 1.8 \times 10^{-3}$, ungefähr 81% davon entfallen auf die Transfereffizienz in thermische Energie, der Anteil der Transfereffizienz in Ionisationsenergie beträgt etwa 5.7%. Die restlichen $\approx 13\%$ entsprechen einer Transfereffizienz in kinetische Energie von 2.3×10^{-4} .

Am Ende der Simulation erreicht die gesamte Energietransfereffizienz im Modell ohne Wind einen Wert von 4.3×10^{-4} , die Transfereffizienz in kinetische Energie ist 2.1×10^{-4} . Der Wert der Transfereffizienz in Ionisationsenergie beträgt 8.3×10^{-5} und die Transfereffizienz in thermische Energie 1.4×10^{-4} .

Ebenso wie im $60 M_{\odot}$ -Modell ohne Wind wird auch die gesamte Transfereffizienz im $60 M_{\odot}$ -Modell mit Wind (Abb. 4.76) von der Transfereffizienz in thermische Energie dominiert. Am Anfang der H-MS-Entwicklung bei $t = 0.5$ Myr erreicht die gesamte Transfereffizienz einen Wert von 4.7×10^{-2} , die Transfereffizienz in thermische Energie erreicht 98.7% der gesamten

Transfereffizienz. Die Transfereffizienz in kinetische Energie liegt mit 3.6×10^{-4} etwas über der Transfereffizienz in Ionisationsenergie, die einen Wert von 2.6×10^{-4} erreicht.

Während die Transfereffizienz in thermische Energie bis zum Erreichen der LBV-Phase abnimmt, sinkt die Transfereffizienz in Ionisationsenergie wie die H-ionisierende Photonenleuchtkraft (s. Abb. 3.4) bis zur ersten Hälfte der WNL-Phase und steigt dann bis zur LBV-Phase wieder an. Die Transfereffizienz in kinetische Energie hingegen steigt bis zum Einsetzen der LBV-Phase an.

Am Ende der H-MS bei $t = 1.7$ Myr ist die gesamte Transfereffizienz auf 1.6×10^{-2} gefallen, 96.2% davon stammen von der Transfereffizienz in thermische Energie. Die Transfereffizienz in Ionisationsenergie hat einen Anteil von $\approx 1\%$ an der gesamten Transfereffizienz, die Transfereffizienz in kinetische Energie hat mit 4.5×10^{-4} einen Anteil von etwa 2.8% an der gesamten Transfereffizienz.

Bei $t = 2.5$ Myr erreicht die gesamte Transfereffizienz 1.1×10^{-2} , der Anteil der Transfereffizienz in thermische Energie ist auf $\approx 93.2\%$ gefallen. Der Wert der Transfereffizienz in Ionisationsenergie beträgt 9.0×10^{-5} während die Transfereffizienz in kinetische Energie auf einen Wert von 6.4×10^{-4} gestiegen ist.

Zum Ende der WNL-Phase bei $t = 3.3$ Myr beträgt der Wert der gesamten Transfereffizienz lediglich 7.1×10^{-3} , der Anteil der Transfereffizienz in thermische Energie ist erneut gesunken und erreicht 88.5%. Die Transfereffizienz in Ionisationsenergie nimmt mit steigender H-ionisierender Photonenleuchtkraft wieder zu und beträgt 1.4×10^{-4} , die Transfereffizienz in kinetische Energie ist leicht auf 6.7×10^{-4} gestiegen.

Nach der LBV-Phase ist die gesamte Transfereffizienz bei $t = 3.36$ Myr auf 2.1×10^{-3} zurückgegangen, noch stärker hat die Transfereffizienz in thermische Energie abgenommen. Der erreichte Wert entspricht einem Anteil von $\approx 65\%$ an der gesamten Transfereffizienz. Die Transfereffizienz in kinetische Energie ist auf 7.2×10^{-3} gestiegen, während die Transfereffizienz in Ionisationsenergie um eine Größenordnung auf 1.8×10^{-5} sinkt.

Durch die Expansion der LBV-Schale erreicht die Transfereffizienz in kinetische Energie bei $t = 3.37$ Myr mit 9.5×10^{-4} ihren höchsten Wert. Bis zum Ende der stellaren Lebensdauer geht die Transfereffizienz in kinetische Energie auf 6.1×10^{-4} zurück. Die Transfereffizienz in Ionisationsenergie folgt der Entwicklung der H-ionisierenden Photonenleuchtkraft und erreicht am Ende der Simulation bei $t = 4.065$ Myr einen Wert von 5.5×10^{-5} . Die Transfereffizienz in thermische Energie fällt mit Einsetzen der WNE-Phase ebenfalls deutlich und erreicht 3.1×10^{-4} am Ende der Simulation. Zu diesem Zeitpunkt ergibt sich damit für die gesamte Transfereffizienz ein Wert von 9.8×10^{-4} .

Einen Überblick über die numerischen Ergebnisse gibt die Tabelle 4.5. Sie enthält die am Ende der Simulation, also am Ende der stellaren Lebensdauer des $60 M_{\odot}$ -Modellsterns, erreichten Werte für die kinetische Energie (E_k), die Ionisationsenergie (E_i) und die thermische Energie des kalten Gases ($E_{t, \text{kalt}}$), des warmen Gases ($E_{t, \text{warm}}$) und des heißen Gases ($E_{t, \text{heiß}}$) sowohl für das Modell mit Wind als auch für das windlose Modell. Tabelle 4.6 enthält die am Ende der numerischen Rechnungen ermittelten Werte für die Energietransfereffizienzen in kinetische Energie (ϵ_k), in Ionisationsenergie (ϵ_i) und in thermische Energie (ϵ_t) für die Modelle mit und ohne stellaren Wind.

Tabelle 4.5: Energiekomponenten am Ende der Simulation des 60 M_{\odot} -Modells mit Photodissoziation

Energieform	Modell mit Wind	Modell ohne Wind
$E_{\text{kin}} (\times 10^{49} \text{ erg})$	15.6	5.3
$E_{\text{ion}} (\times 10^{49} \text{ erg})$	1.4	2.5
$E_{\text{t, kalt}} (\times 10^{49} \text{ erg})$	18.8	22.6
$E_{\text{t, warm}} (\times 10^{49} \text{ erg})$	0.8	1.5
$E_{\text{t, heiß}} (\times 10^{49} \text{ erg})$	6.8	0.0

Die thermische Energie des kalten Gases, $E_{\text{t, kalt}}$, beinhaltet die interne Energie des ursprünglich ungestörten Umgebungsgases ($1.7 \times 10^{50} \text{ erg}$). Dieser Wert muss subtrahiert werden, wenn der Input an thermischer Energie in das System betrachtet wird.

Tabelle 4.6: Energietransfereffizienzen am Ende der Simulation

Modell	$\epsilon_{\text{k}} (\times 10^{-4})$	$\epsilon_{\text{i}} (\times 10^{-5})$	$\epsilon_{\text{t}} (\times 10^{-4})$
ohne Wind	2.1	8.3	1.4
mit Wind	6.1	5.5	3.1

Analytische Ergebnisse

Mit den in § 2.2.1, § 2.2.2 und § 2.2.3 aufgeführten Gleichungen werden zuerst für den windlosen Fall, also HII-Region und PDR, die in der HII-Region gespeicherte Ionisationsenergie (E_{i}), die thermische Energie des warmen Gases (E_{t}) in der HII-Region und in der PDR sowie die kinetische Energie der expandierenden Schalen um HII-Region und PDR (E_{k}) abgeschätzt. Desweiteren wird die Effizienz des Energietransfers in Ionisationsenergie, thermische und kinetische Energie analog zur Gleichung 4.1 berechnet:

$$\epsilon = \frac{E}{\tau (\langle L_{\text{Lyc}} \rangle + \langle L_{\text{Diss}} \rangle)}, \quad (4.3)$$

dabei ist E die Summe der kinetischen bzw. thermischen Energie in PDR und HII-Region. Im Fall der Ionisationsenergie ist E die Ionisationsenergie der HII-Region.

Die entsprechenden Werte für die kombinierte Struktur von SWB, HII-Region und PDR ergeben sich bei der analytischen Berechnung dann aus der Summe der Werte für kombinierte Struktur von HII-Region und PDR sowie der kinetischen Energie (Gl. 2.10) und der thermischen Energie (Gl. 2.8) des Gases in der SWB.

Die Anzahldichte von Wasserstoffatomen im Gas ist $n_0 = 1000 \text{ cm}^{-3}$, für die Temperatur in der HII-Region gilt näherungsweise $T_{\text{II}} = 8000 \text{ K}$, damit ist die isotherme Schallgeschwindigkeit in der HII-Region $c_{\text{s,II}} = 1.15 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$. In der PDR ist die Temperatur ungefähr $T_{\text{I}} = 2000 \text{ K}$, daraus ergibt sich für die isotherme Schallgeschwindigkeit in der PDR $c_{\text{s,I}} = 5.75 \times 10^5 \text{ cm s}^{-1}$. Für die analytischen Abschätzungen werden zeitliche Mittelwerte für die Effektivtemperatur

$\langle T_{\text{eff}} \rangle$, für die Lymankontinuum-Leuchtkraft $\langle L_{\text{Lyc}} \rangle$ und die photodissoziierende Leuchtkraft $\langle L_{\text{Diss}} \rangle$ verwendet, da die zeitabhängigen Änderungen der stellaren Parameter nicht in den Formeln berücksichtigt werden. Mit $\langle T_{\text{eff}} \rangle = 5.04 \times 10^4 \text{ K}$, $\langle L_{\text{Lyc}} \rangle = 8.33 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, dem Rekombinationskoeffizienten für Wasserstoff in Level 2 und höher $\alpha_{\text{B}} = 3.37 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ sowie dem Alter des Sterns $\tau = 4.065 \text{ Myr}$ ergibt sich mit den Gleichungen 2.13, 2.14 und 2.15 für die HII-Region:

$$\begin{aligned} E_{\text{k, HII}} &= 1.7 \times 10^{48} \text{ erg,} \\ E_{\text{i, HII}} &= 1.6 \times 10^{49} \text{ erg,} \\ E_{\text{t, HII}} &= 2.5 \times 10^{48} \text{ erg.} \end{aligned}$$

Mit $f_0 = 0.5$, $\langle p \rangle = 0.15$ und $\alpha_{\text{f}} = 3.46 \times 10^{-18} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, sowie $\langle L_{\text{Diss}} \rangle = 1.16 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ ergibt sich mit den Gleichungen 2.27 und 2.28 für die PDR:

$$\begin{aligned} E_{\text{k, PDR}} &= 7.5 \times 10^{50} \text{ erg,} \\ E_{\text{t, PDR}} &= 3.5 \times 10^{51} \text{ erg.} \end{aligned}$$

Damit lauten die analytisch ermittelten Werte für die kombinierte Struktur von HII-Region und PDR:

$$\begin{aligned} E_{\text{k}} &= 7.5 \times 10^{50} \text{ erg,} \\ E_{\text{i}} &= 1.6 \times 10^{49} \text{ erg,} \\ E_{\text{t}} &= 3.5 \times 10^{51} \text{ erg.} \end{aligned}$$

Für die Energietransfereffizienz in die einzelnen Energieformen ergibt sich dann mit Gleichung 4.3 und den oben angegebenen Werten:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{k}} &= 2.9 \times 10^{-3}, \\ \epsilon_{\text{i}} &= 6.4 \times 10^{-5}, \\ \epsilon_{\text{t}} &= 1.4 \times 10^{-2}. \end{aligned}$$

Die analytischen Werte, die für HII-Region und PDR berechnet wurden, entsprechen den numerischen Werten des Modells ohne Wind. Erneut sei darauf hingewiesen, dass die analytischen Werte nur eine Abschätzung sind und die Zeitabhängigkeit der stellaren Parameter nicht berücksichtigen. Der numerische Wert der kinetischen Energie liegt am Ende der Simulation um eine Größenordnung unter dem analytischen Wert. Dasselbe Verhältnis gilt für die Energietransfereffizienz in kinetische Energie. Der analytische Wert für die thermische Energie des warmen Gases in HII-Region und PDR liegt sogar zwei Größenordnungen über dem numerischen Wert, ebenso die analytische Transfereffizienz in thermische Energie. Der numerische Wert der Ionisationsenergie ist hingegen ungefähr das 1.5-fache des analytisch ermittelten Wertes, die Transfereffizienzen unterscheiden sich um einen Faktor 1.3.

Vergleicht man hingegen die analytischen und numerischen Werte am Ende der H-MS-Entwicklung bei $t = 1.7 \text{ Myr}$, so wird deutlich, dass die großen Differenzen zwischen analytischen und

numerischen Werten am Ende der stellaren Lebensdauer vor allem auf die Zeitabhängigkeit der stellaren Parameter und ihre starken Änderungen in den späteren Entwicklungsphasen des 60 M_{\odot} -Sterns zurückzuführen sind.

Die zeitlichen Mittelwerte vom Anfang der H-MS bis $t = 1.7$ Myr sind: $\langle T_{\text{eff}} \rangle = 4.47 \times 10^4$ K, $\langle L_{\text{Lyc}} \rangle = 1.06 \times 10^{39}$ erg s $^{-1}$ und $\langle L_{\text{Diss}} \rangle = 1.33 \times 10^{39}$ erg s $^{-1}$. Daraus ergibt sich für die HII-Region:

$$\begin{aligned} E_{\text{k, HII}} &= 2.6 \times 10^{48} \text{ erg,} \\ E_{\text{i, HII}} &= 2.7 \times 10^{49} \text{ erg,} \\ E_{\text{t, HII}} &= 4.1 \times 10^{48} \text{ erg} \end{aligned}$$

sowie für die PDR:

$$\begin{aligned} E_{\text{k, PDR}} &= 2.5 \times 10^{50} \text{ erg,} \\ E_{\text{t, PDR}} &= 1.7 \times 10^{51} \text{ erg.} \end{aligned}$$

Damit lauten die analytisch ermittelten Werte für die kombinierte Struktur von HII-Region und PDR:

$$\begin{aligned} E_{\text{k}} &= 2.6 \times 10^{50} \text{ erg,} \\ E_{\text{i}} &= 2.7 \times 10^{49} \text{ erg,} \\ E_{\text{t}} &= 1.7 \times 10^{51} \text{ erg.} \end{aligned}$$

Für die Energietransfereffizienz erhält man mit den oben angegebenen Werten:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{k}} &= 2.0 \times 10^{-3}, \\ \epsilon_{\text{i}} &= 2.1 \times 10^{-4}, \\ \epsilon_{\text{t}} &= 2.9 \times 10^{-2}. \end{aligned}$$

Damit ist die analytische kinetische Energie, deren Wert als Obergrenze abgeschätzt wird, 6.5 mal höher als der numerische Wert (3.95×10^{40} erg), derselbe Faktor unterscheidet die Transfereffizienzen. Bei der thermischen Energie des warmen Gases ist der numerische Wert (2.03×10^{51} erg) $\approx 23\%$ größer als der analytische, die numerische Transfereffizienz in thermische Energie (1.6×10^{-2}) erreicht jedoch lediglich $\approx 55\%$ des analytischen Wertes. Die Werte für die thermische Energie des warmen Gases stimmen also sehr gut überein. Der analytische Wert für die Ionisationsenergie ist $\approx 63\%$ größer als der numerische Wert von 1.65×10^{49} erg, die analytische Transfereffizienz ist $\approx 62\%$ größer als die numerische Transfereffizienz in Ionisationsenergie (1.3×10^{-4}). Damit ist auch eine gute Übereinstimmung zwischen analytischen und numerischen Werten der Ionisationsenergie am Ende der H-MS vorhanden.

Mit den Werten für HII-Region und PDR können nun die analytischen Werte für die kinetische Energie, die Ionisationsenergie und die thermische Energie für das Modell mit stellarem Wind berechnet werden. Diese Werte werden separat für die SWB berechnet und zu den oben berechneten Werten addiert.

Der Mittelwert der stellaren Windleuchtkraft über die Lebensdauer des $60 M_{\odot}$ -Sterns beträgt $\langle L_W \rangle = 2.6 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Der Mittelwert über die H-MS ist $\langle L_W \rangle = 1.0 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Unter Verwendung der Gleichungen 2.8 und 2.10 sowie der Ergebnisse für das Modell ohne Wind ergibt sich für das Modell mit der kombinierten Struktur von SWB, HII-Region und PDR am Ende der H-MS:

$$\begin{aligned} E_k &= 4.1 \times 10^{50} \text{ erg}, \\ E_i &= 2.7 \times 10^{49} \text{ erg}, \\ E_t &= 1.9 \times 10^{51} \text{ erg} \end{aligned}$$

sowie am Ende der stellaren Lebensdauer:

$$\begin{aligned} E_k &= 1.7 \times 10^{51} \text{ erg}, \\ E_i &= 1.6 \times 10^{49} \text{ erg}, \\ E_t &= 5.0 \times 10^{51} \text{ erg}. \end{aligned}$$

Für das Modell mit stellarem Wind ergeben sich die Energietransfereffizienzen in Ionisationsenergie, thermische und kinetische Energie analog zu Gleichung 4.2 mit:

$$\epsilon = \frac{E}{\tau (\langle L_{Diss} \rangle + \langle L_{Lyc} \rangle + \langle L_w \rangle)} \quad (4.4)$$

Damit ergibt sich aus Gleichung 4.4 und den oben genannten Werten am Ende der H-MS:

$$\begin{aligned} \epsilon_k &= 3.2 \times 10^{-3}, \\ \epsilon_i &= 2.1 \times 10^{-4}, \\ \epsilon_t &= 1.5 \times 10^{-2} \end{aligned}$$

und am Ende der stellaren Lebensdauer:

$$\begin{aligned} \epsilon_k &= 6.4 \times 10^{-3}, \\ \epsilon_i &= 6.3 \times 10^{-5}, \\ \epsilon_t &= 1.9 \times 10^{-2}. \end{aligned}$$

Die analytischen Werte für die Energietransfereffizienz in kinetische Energie und in thermische Energie sind obere Grenzen, da die analytische Beschreibung die Kühlung in der heißen Blase vernachlässigt. Die kinetische Energie, die am Ende der Simulation im Modell mit Wind im System gespeichert ist, ist 2.2 mal (1.6 mal am Ende der H-MS) höher als im windlosen Modell aber immer noch eine Größenordnung niedriger als der analytische Maximalwert, am Ende der H-MS beträgt der analytische Wert das 7-fache des numerischen. Diese Werte entsprechen den Erwartungen, da sich aus Gleichung 2.6, welche den zeitabhängigen Radius der SWB darstellt, 31.4 pc am Ende der Lebensdauer des $60 M_{\odot}$ -Sterns ergeben im Gegensatz zu einem numerischen Wert von ≈ 24 pc. Die thermische Energie, die am Ende der Simulation im System gespeichert ist, ist im Modell mit Wind ≈ 1.8 mal (1.2 mal am Ende der H-MS) höher als im windlosen Modell, der numerische Wert beträgt 18% des analytischen Wertes während am Ende der H-MS

der numerische Wert für die thermische Energie noch um $\approx 5\%$ über dem analytischen Wert liegt. Der analytische Wert der Ionisationsenergie ist lediglich 17% (23% am Ende der H-MS) höher als der numerische Wert.

Für die Werte der Transfereffizienzen sind die Unterschiede am Ende der Simulation sowie am Ende der H-MS ähnlich den absoluten Werten. Die analytische Transfereffizienz in kinetische Energie ist eine Größenordnung höher als der numerische Wert, die Transfereffizienzen der thermischen Energie liegen am Ende der Simulation sogar zwei Größenordnungen auseinander, während sie sich, wie die absoluten Werte, am Ende der H-MS kaum unterscheiden. Die analytische Transfereffizienz in Ionisationsenergie ist am Ende der Simulation nur etwa 15% und am Ende der H-MS etwa 24% über dem Wert der numerischen Transfereffizienz.

Damit ist am Ende der Simulation im Modell mit Wind eine gute Übereinstimmung der analytischen und numerischen Werte für die Ionisationsenergie zu finden, für die thermische und die kinetische Energie können die analytischen Abschätzungen nur Obergrenzen für die numerischen Werte liefern. Vor allem die Zeitabhängigkeit der stellaren Parameter kann in der analytischen Abschätzung nicht berücksichtigt werden. Da sich die stellaren Parameter vor allem in den späteren Entwicklungsphasen stark ändern, sind die Differenzen in der thermischen und kinetischen Energie am Ende der H-MS niedriger als am Ende der stellaren Lebensdauer. Für die Ionisationsenergie kann in der analytischen Beschreibung der Einfluss der SWB-Schale auf die Struktur der HII-Region nicht berücksichtigt werden, daher ergeben sich am Ende der H-MS etwas größere Differenzen als am Ende der Simulation.

4.5.3 Vorhersagen zur Beobachtung

Um die numerischen Simulationen mit Beobachtungsdaten vergleichen zu können, wurden für die numerischen Ergebnisse winkelmittelte Intensitätsprofile für $H\alpha$ und weiche Röntgenemission sowie für die $1 - 0 S(1)$ H_2 -Linie berechnet.

Das winkelmittelte $H\alpha$ -Intensitätsprofil zu vier unterschiedlichen Zeitpunkten der stellaren Entwicklung des $60 M_{\odot}$ -Sterns ist in Abbildung 4.77 gezeigt. Wie bereits für die Abbildungen 4.18 und 4.37 erläutert, wurde für diese Berechnung die Absorption vernachlässigt und für einen Wasserstoffionisationsgrad $\leq 10^{-4}$ wurde die Emission gleich Null gesetzt. Zum Vergleich sind die $H\alpha$ -Intensitätsprofile der Modellrechnungen ohne stellaren Wind ebenfalls angegeben.

Bei $t = 1.7$ Myr ist die H-MS-Entwicklung beendet und der $60 M_{\odot}$ -Stern erreicht das WNL-Stadium. Die HII-Region ist bereits komplett von der SWB ausgefüllt und beschränkt sich auf eine geometrisch dünne Schicht vor der SWB. Das $H\alpha$ -Profil (schwarze Kurve) von SWB und SWB-Schale erreicht sein Intensitätsmaximum von $2.4 \times 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ bei 8.4 pc, die Intensität nimmt zum Rand hin zu. Für größere Radien fällt die $H\alpha$ -Intensität stark ab und fällt bei einem Radius von 9.4 pc auf Null. Die integrierte $H\alpha$ -Leuchtkraft erreicht zu diesem Zeitpunkt einen Wert von $5.9 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$.

Die gestrichelte, schwarze Kurve des windlosen Modells (Abb. 4.77) erreicht bei $t = 1.7$ Myr die höchste winkelmittelte $H\alpha$ -Intensität von $1.6 \times 10^{-2} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ im Zentrum. Mit zunehmendem Radius verringert sich die $H\alpha$ -Intensität, mit Erreichen des Strömgrenradius bei 3.8 pc fällt die $H\alpha$ -Intensität auf Null. Der Wert der integrierten $H\alpha$ -Leuchtkraft beträgt im windlosen Modell $5.1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$.

Mit dem Einsetzen der WNE-Phase bei $t = 3.36$ Myr steigt die H-ionisierende Photonen-

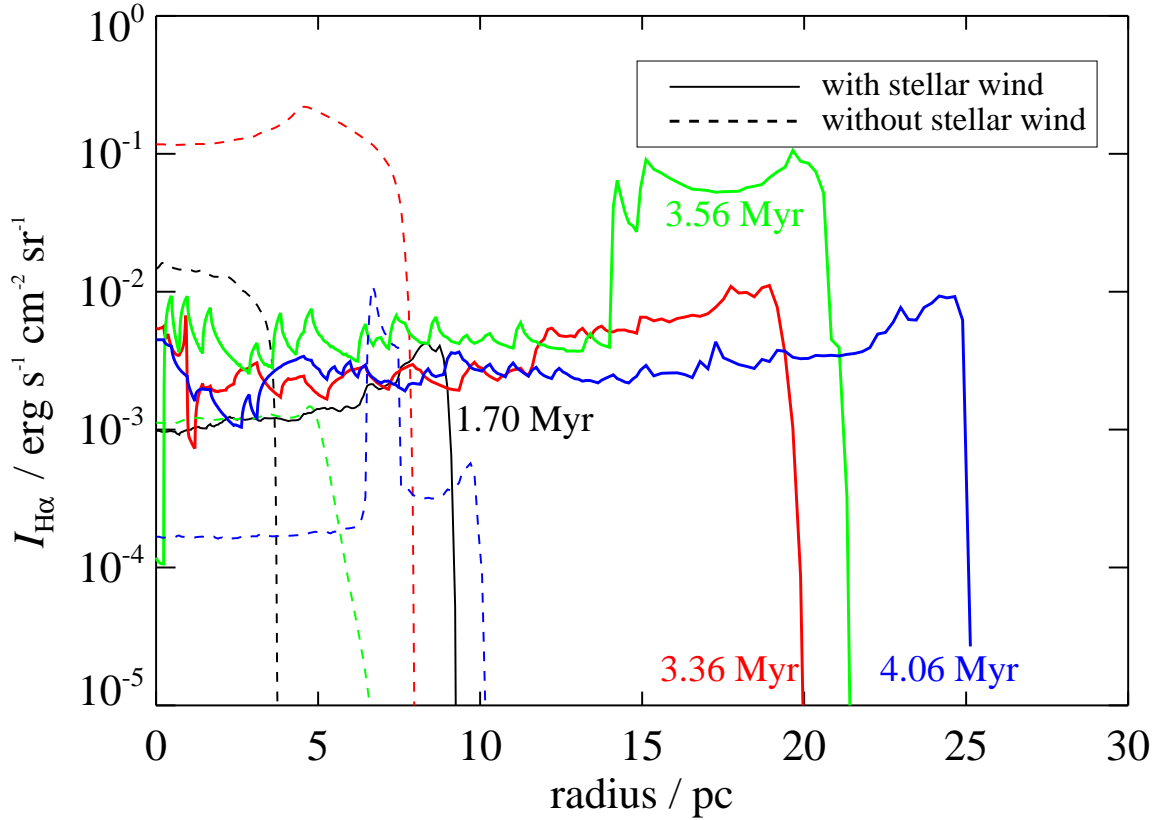


Abbildung 4.77: Winkelgemittelte $H\alpha$ -Intensität für das $60 M_{\odot}$ -Modell mit und ohne stellaren Wind zu vier verschiedenen Zeitpunkten.

leuchtkraft nach dem starken Rückgang in der LBV-Phase wieder stark an. Das Modell mit Wind erreicht eine $H\alpha$ -Intensität von $1.1 \times 10^{-2} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ bei 18.9 pc (rote, durchgezogene Kurve in Abb. 4.77), die integrierte $H\alpha$ -Leuchtkraft beträgt $5.8 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$. Bei 18.9 pc ist die HII-Schicht, die sich von der SWB vor sich hergeschoben wird, lokalisiert. Nach Erreichen des maximalen Wertes bei 18.9 pc verringert sich die $H\alpha$ -Intensität deutlich und ist bereits bei 20 pc auf Null zurückgegangen.

Im windlosen Modell (rote, gestrichelte Kurve in Abb. 4.77) bei $t = 3.36 \text{ Myr}$ steigt die $H\alpha$ -Intensität mit zunehmendem Radius an, bei einem Radius von 4.6 pc erreicht die $H\alpha$ -Intensität einen Wert von $2.2 \times 10^{-1} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Mit weiter zunehmendem Radius geht die $H\alpha$ -Intensität zurück und fällt bei 7.8 pc auf Null. Die integrierte $H\alpha$ -Leuchtkraft erreicht zu diesem Zeitpunkt ihren maximalen Wert von $3.0 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, da auch die H-ionisierende Photonenleuchtkraft zu diesem Zeitpunkt ihren maximalen Wert erreicht.

Bei $t = 3.56 \text{ Myr}$ befindet sich der $60 M_{\odot}$ -Stern in seiner WC-Phase. Die grüne, durchgezogene Kurve der $H\alpha$ -Intensität steigt bereits bei 14.2 pc auf einen Wert von $6.4 \times 10^{-2} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, ab diesem Radius vermischt sich dichteres Material mit dem heißen, dünnen Gas der SWB.

Der höchste Wert zu diesem Zeitpunkt wird mit $1.1 \times 10^{-1} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ bei 19.7 pc erreicht, nach einem Radius von 21 pc fällt die $H\alpha$ -Intensität auf Null.

Durch die abnehmende H-ionisierende Photonenleuchtkraft ist im Modell ohne Wind die $H\alpha$ -Intensität bei $t = 3.56 \text{ Myr}$ (Abb. 4.77, grüne, gestrichelte Kurve) deutlich niedriger als bei vorherigen Zeitpunkten. Bis zu einem Radius von 4.7 pc nimmt die $H\alpha$ -Intensität auf $1.5 \times 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ zu, danach sinkt die $H\alpha$ -Intensität und geht bei 8.5 pc auf Null zurück.

Am Ende der stellaren Lebensdauer bei $t = 4.065 \text{ Myr}$ hat die SWB einen mittleren Radius von $\approx 24 \text{ pc}$ erreicht und füllt beinahe die gesamte PDR aus. Die $H\alpha$ -Intensität erreicht bei 24.7 pc mit $9.2 \times 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ihren höchsten Wert zu diesem Zeitpunkt im Modell mit Wind (blaue, durchgezogene Kurve in Abb. 4.77). Bei einem Radius von 25.4 pc ist die $H\alpha$ -Intensität bereits auf Null gefallen.

Kurz vor dem Ende der stellaren Lebensdauer bei $t = 4.065 \text{ Myr}$ steigt die H-ionisierende Photonenleuchtkraft nochmals an. Der erste Peak der blauen, gestrichelten Kurve des windlosen Modells bei 6.7 pc wird durch die rückwärtige Stoßfront umgebende Schale aus aufgesammeltem HII-Gas verursacht. Hier erreicht die $H\alpha$ -Intensität einen Wert von $1.1 \times 10^{-2} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Der zweite, niedrigere Peak bei einem Wert von $5.7 \times 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ fällt mit dem Radius der Ionisationsfront bei 9.7 pc zusammen.

Abbildung 4.77 macht den großen Unterschied zwischen dem Modell mit Wind und dem windlosen Modell deutlich. Durch die Expansion der SWB wird im Modell mit Wind schon vor $t = 0.1 \text{ Myr}$ die HII-Region zusammengeschoben. Mit wachsendem SWB-Radius ist somit im Modell mit Wind das photoionisierte Material bei viel größeren Radien lokalisiert als im windlosen Modell, wo sich eine sphärisch-symmetrische HII-Region ungestört entwickelt.

In der Abbildung 4.78 sind die winkelgemittelten, weichen Röntgenintensitätsprofile im Energiebereich von 0.5 bis 3.0 keV für das $60 M_{\odot}$ -Modell zu drei unterschiedlichen Zeitpunkten der stellaren Entwicklung gezeigt: Während des WNL-Stadiums bei $t = 2.42 \text{ Myr}$ (schwarze, durchgezogene Kurve). Zu Beginn der WNE-Phase bei $t = 3.38 \text{ Myr}$ (rote, gepunktete Kurve) sowie am Ende der stellaren Lebensdauer bei $t = 4.065 \text{ Myr}$ (grüne, gestrichelte Kurve). Wie schon für Abbildung 4.19 diskutiert, wurde für Temperaturen unter 10^5 K die Emission gleich Null gesetzt und es wurden keine Absorptionsprozesse berücksichtigt.

Die schwarze, durchgezogene Kurve stellt die weiche Röntgenintensität bei $t = 2.42 \text{ Myr}$ dar. Zu diesem Zeitpunkt ist die SWB von einer dichten Schale umgeben. Die winkelgemittelte, weiche Röntgenintensität erreicht im Zentrum einen Wert von $7.2 \times 10^{-7} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, fällt mit wachsendem Radius aber um etwa eine Größenordnung. Da für einige Winkel der SWB-Radius deutlich geringer ist als der mittlere SWB-Radius von $\approx 14 \text{ pc}$, steigt die winkelgemittelte, weiche Röntgenintensität bei einem Radius von 11.9 pc auf einen Wert von $3.9 \times 10^{-7} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ an. Ab einem Radius von 14.1 pc nimmt die winkelgemittelte, weiche Röntgenintensität stark ab, da dieser Radius nur unter wenigen Winkeln noch größer als der SWB-Radius ist. Für Radien $\gtrsim 14.7 \text{ pc}$ ist die Röntgenintensität gleich Null.

Bei $t = 3.38 \text{ Myr}$ hat die in der LBV-Phase abgestoßene Schale einen Radius von 15 pc erreicht. Daher steigt dort die rote, gepunktete Kurve der winkelgemittelten, weichen Röntgenintensität (Abb. 4.78) auf einen Wert von $4.8 \times 10^{-7} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Zwischen Radien von $\approx 17.5 \text{ pc}$ und $\approx 18.9 \text{ pc}$ steigt die winkelgemittelte Röntgenintensität wieder an, da in diesem

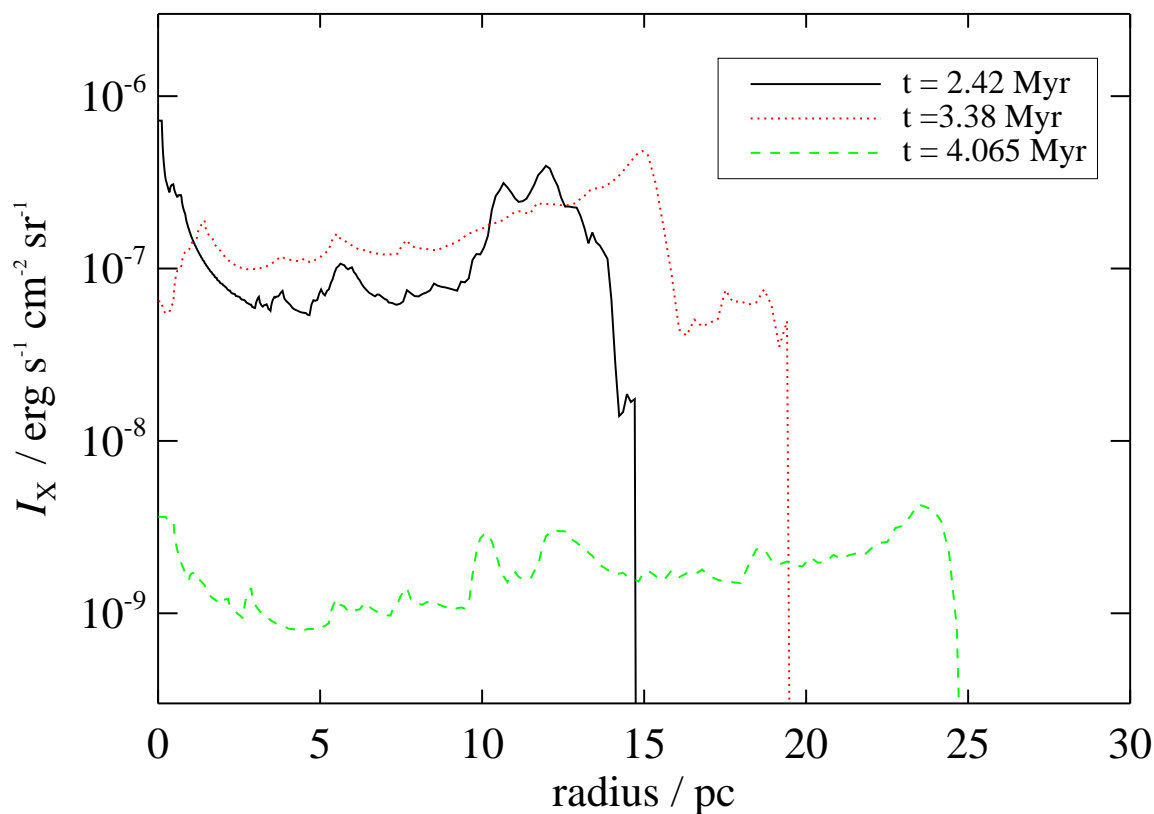


Abbildung 4.78: Winkelgemittelte, weiche (0.5 – 3.0 keV) Röntgenleuchtkraft für das $60 M_{\odot}$ -Modell mit Photodissoziation für drei verschiedene Entwicklungsstadien.

Bereich, je nach Winkel, die SWB-Schale lokalisiert ist.

Am Ende der stellaren Lebensdauer bei $t = 4.065$ Myr mischt sich in der SWB kühleres, dichteres Gas mit dem heißen, dünnen SWB-Material. Die winkelgemittelten Dichteanstiege und damit die Anstiege in der winkelgemittelten, weichen Röntgenintensität bis zu Radien von ≈ 22 pc sind hierauf zurückzuführen. Bei 23.5 pc steigt die Röntgenintensität auf 4.3×10^{-9} $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ und geht bei 24.4 pc auf Null zurück.

Mit der in St-Louis et al. (1998) angegebenen Formel kann der gesamte Fluss in der $1 - 0$ $S(1)$ H_2 -Linie ($\lambda = 2.122 \mu\text{m}$) abgeschätzt werden. Diese H_2 -Linie wird durch UV-Fluoreszenz und Stoßfronten angeregt, St-Louis et al. (1998) haben als Erste die Emission in dieser H_2 -Linie in der direkten Umgebung eines WR-Nebels (NGC 2359) nachgewiesen. Der Abstand zwischen dem WR-Stern HD 56925 (WR 7, van der Hucht et al. 1988) und dem H_2 -Gas des hellsten Filaments schätzen St-Louis et al. (1998) auf 5 pc bei einer Umgebungsdichte von 1000cm^{-3} . Die in NGC 2359 gemessenen Werte für die Linienintensität liegen bei $5 \times 10^{-5} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$, das Maximum beträgt $40 \times 10^{-5} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$. Da die H_2 -Emission aus einer Region stammt, die

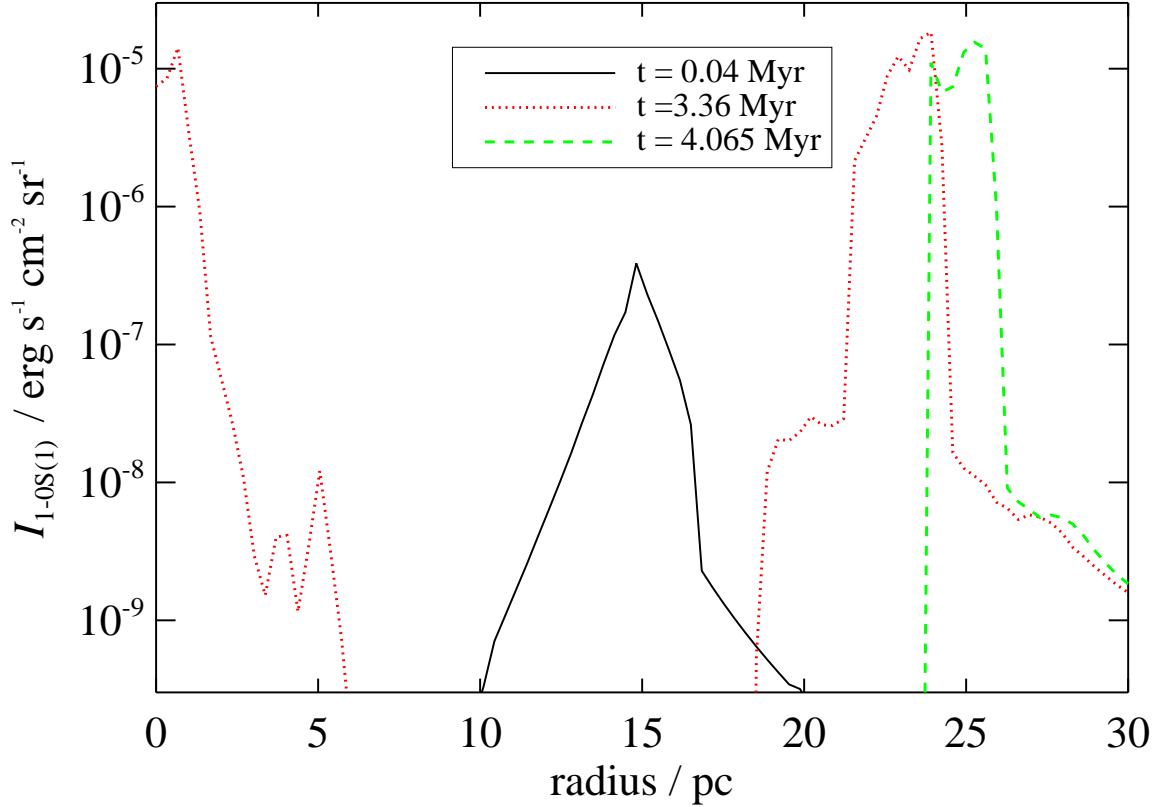


Abbildung 4.79: Intensität der $1-0 S(1)$ H_2 -Linie für das $60 M_{\odot}$ -Modell mit Photodissoziation für drei verschiedene Entwicklungsstadien.

zwischen den Gebieten liegt, aus denen die Emissionen ionisierten Gases bzw. von CO stammen, schließen Cappa et al. (2001), dass die H_2 -Emission von der Oberfläche der Molekülwolke stammt (s. z.B. Levenson et al. 2000).

Abbildung 4.79 zeigt die Intensität der $1-0 S(1)$ H_2 -Linie für das $60 M_{\odot}$ -Modell zu drei verschiedenen Zeitpunkten. Bei einem Alter von $t = 4.0 \times 10^4$ yr hat sich im $60 M_{\odot}$ -Modell die Dissoziationsfront gerade gebildet. Der höchste Wert in der Intensität der H_2 -Linie von 3.8×10^{-7} $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ fällt mit dem Radius der Dissoziationsfront bei 14.8 pc zusammen. Zu Beginn der WNE-Phase bei $t = 3.36$ Myr (rote, gepunktete Kurve in Abb. 4.79) erreicht das $60 M_{\odot}$ -Modell einen Wert von 1.9×10^{-5} $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ bei einem Radius von 24 pc. Dort befindet sich zu diesem Zeitpunkt die Dissoziationsfront. Am Ende der stellaren Lebensdauer bei $t = 4.065$ Myr wird bei einem Radius von 25.2 pc eine Intensität von 1.6×10^{-5} $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ erreicht (grüne, gestrichelte Kurve in Abb. 4.79).

Damit zeigt das $60 M_{\odot}$ -Modell bei der Intensität der $1-0 S(1)$ H_2 -Linie sehr gute Übereinstimmungen mit den Beobachtungen von St-Louis et al. (1998). Bei vergleichbarer Umgebungsdichte zeigen Modell und Beobachtung die höchsten Linienintensitäten an den Stellen, wo eine

Stoßfront auf das H_2 -Gas trifft. Die für NGC 2359 gemessenen Werte liegen sehr dicht an den maximalen Werten, die im $60 M_\odot$ -Modell zu finden sind.

Ähnliche Linienintensitäten haben Habart et al. (2005) mit $2.4 \pm 0.5 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ für die PDR im Pferdekopfnebel gemessen, der vom O9.5V Stern σ Ori angeregt wird. Die Gasdichte im emittierenden Gebiet schätzen Habart et al. (2005) auf $n_{\text{H}} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, die Gastemperatur wird mit $\sim 200 - 300 \text{ K}$ angegeben.

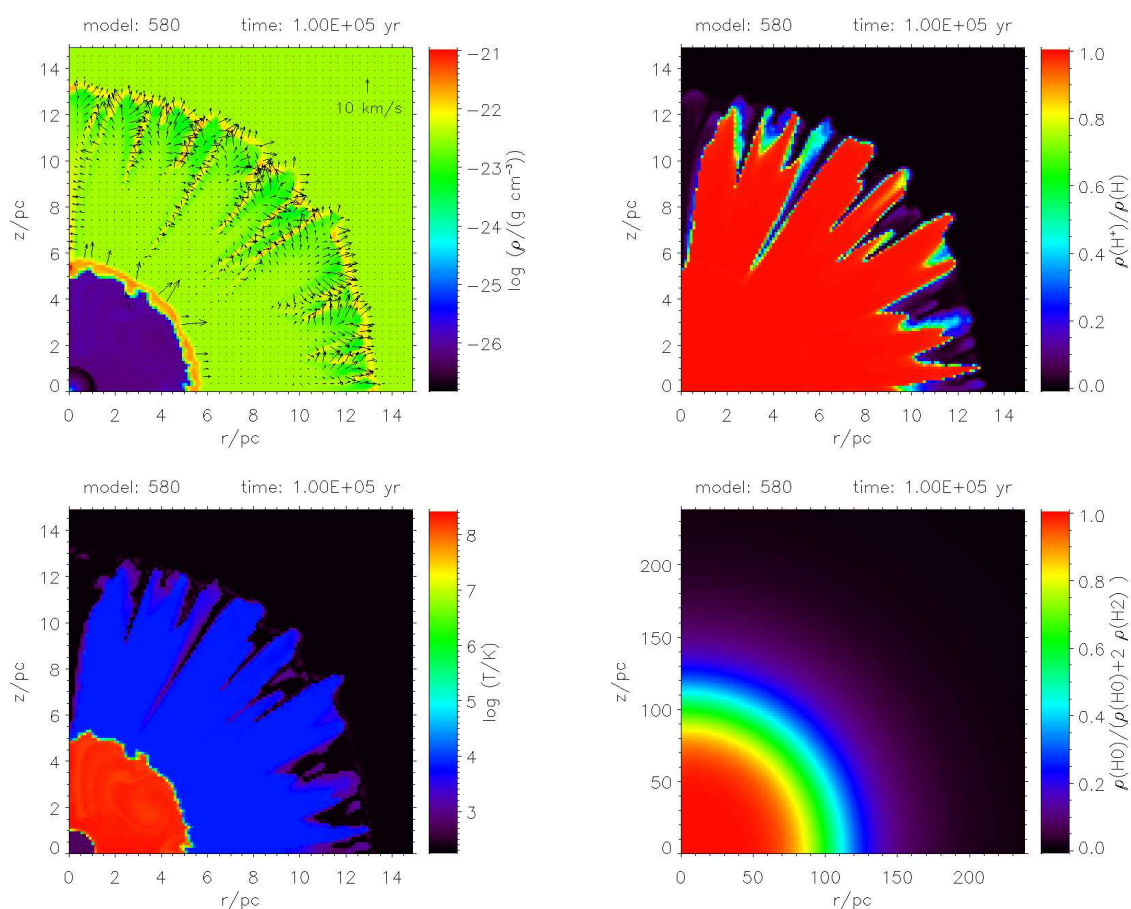


Abbildung 4.80: Wie Abb. 4.60, für $\rho_0 = 3.35 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ bei $t = 0.1 \text{ Myr}$. Details siehe Text.

4.5.4 Vergleich der $60 M_{\odot}$ -Modelle mit und ohne Photodissoziation

Für einen direkten Vergleich von HII-Modell und Modell mit Photodissoziation wurde das $60 M_{\odot}$ -Modell mit stellarem Wind und Photoionisation von Freyer et al. (2003) unter Berücksichtigung der Photodissoziation erneut gerechnet. In beiden Modellen beträgt die Dichte des ungestörten Umgebungsgases $\rho_0 = 3.35 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$. Da das Modell mit Photodissoziation einen enormen Rechenaufwand erfordert, konnte nur das erste Myr der stellaren Entwicklung gerechnet werden.

Vergleich der dynamischen Entwicklung und Strukturbildung

Zu Beginn der Simulation bei $t = 0.01 \text{ Myr}$ (Abb. 4.80, vgl. Freyer et al. (2003) Abb. 7) hat die beginnende Strukturierung der HII-Region noch keinen Einfluss auf die PDR. Zu diesem Zeitpunkt hat die SWB-Schale bereits Dichteknoten gebildet, die Schatten in die HII-Region werfen und somit die fingerförmigen Strukturen der HII-Region entstehen lassen. In der von der Ionisationsfront aufgesammelten Schale hingegen ist die Strukturierung noch nicht so stark

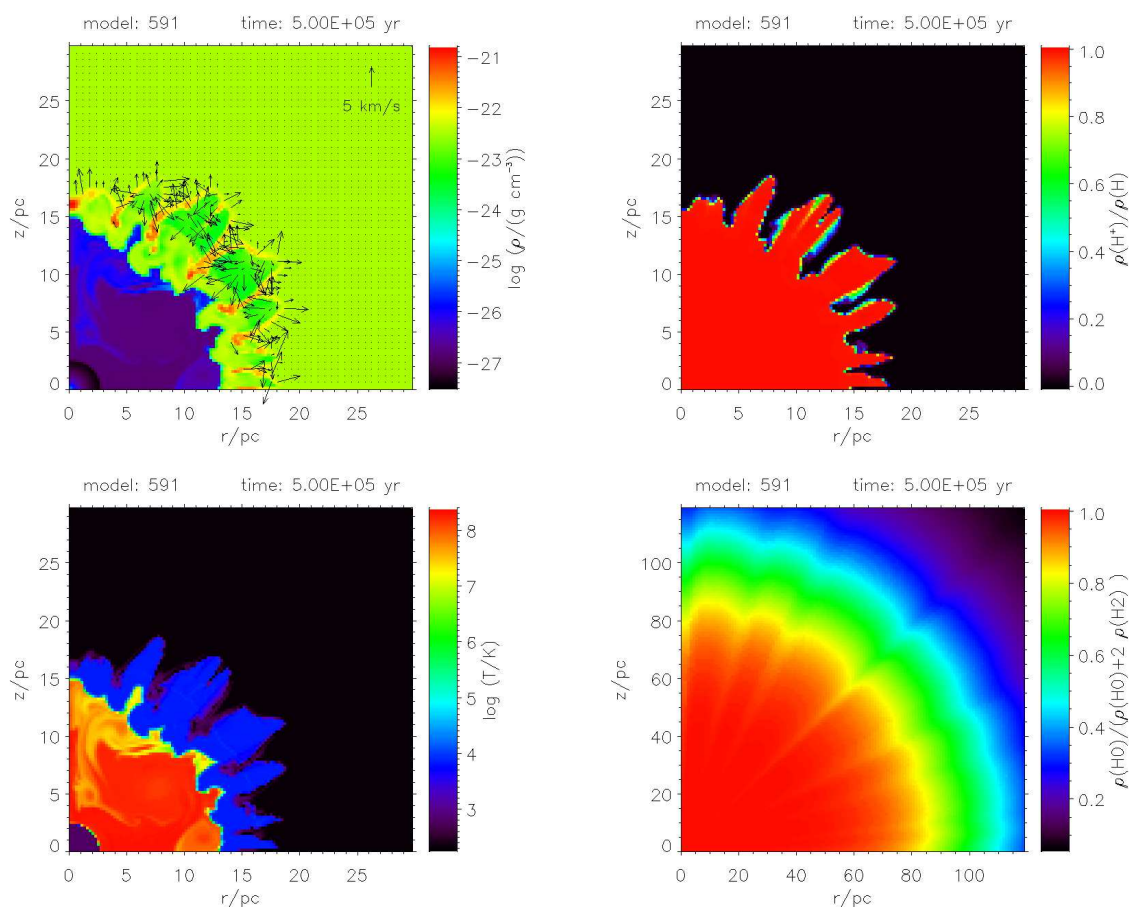
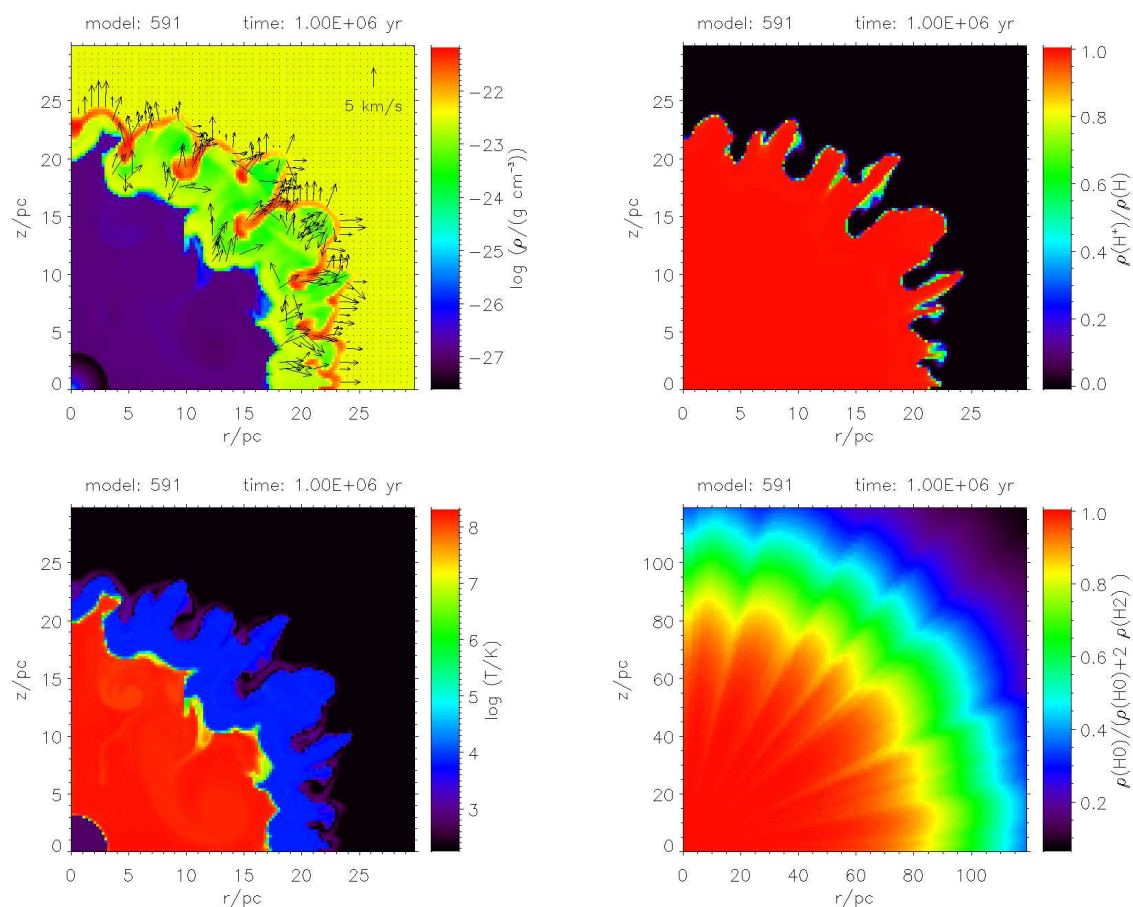


Abbildung 4.81: Wie Abb. 4.80, bei $t = 0.5$ Myr. Details siehe Text.

ausgeprägt, dass so starke Dichteunterschiede auftreten, dass entlang verschiedener Sehstrahlen deutlich unterschiedliche Dichten atomaren Gases auftreten würden. Die Plots der Gasdichte mit Geschwindigkeitsfeld (Abb. 4.80, oben links), der Temperatur (Abb. 4.80, unten links) und des Wasserstoffionisationsgrads (Abb. 4.80, oben rechts) zeigen einen $15 \text{ pc} \times 15 \text{ pc}$ großen Ausschnitt des Rechenbereichs, da die PDR noch nicht von einer Dissoziationsfront umgeben ist und sowohl Gasdichte als auch Temperatur sich kaum von den Werten des ungestörten Umgebungsgases unterscheiden. Der Plot des Dissoziationsgrades zeigt den gesamten Rechenbereich von $\approx 240 \text{ pc} \times 240 \text{ pc}$. Bei einem Radius von $\approx 107 \text{ pc}$ wird ein Dissoziationsgrad von 0.5 erreicht.

Die Situation im Modell mit Photodissoziation bei $t = 0.5$ Myr zeigt die Abbildung 4.81 entsprechend der Abbildung 5 in Freyer et al. (2003). Für die kombinierte Struktur von SWB und HII-Region ergibt sich kein Unterschied zwischen den beiden Modellen. Im Modell mit Photodissoziation ist die SWB/HII-Region von der PDR umgeben, die allerdings noch nicht von einer Dissoziationsfront begrenzt wird. Aufgrund der für eine PDR sehr geringen Umgebungsdichte wird ein Dissoziationsgrad von 0.5 etwa bei 110 pc erreicht. Die HII-Region zeigt eine sehr deutliche Ausprägung von 3 – 7 pc langen, fingerartigen Strukturen und ist von einer dichten

Abbildung 4.82: Wie Abb. 4.80, bei $t = 1.0$ Myr.

Schale aufgesammelten Materials umgeben. Diese Schale hat durch ihre Strukturierung nicht für alle Sehstrahlen vom Stern nach außen die gleiche geometrische Dicke. Dieses führt zu einer unterschiedlichen Anzahl von „verbrauchten“ H_2 -dissoziierenden Photonen entlang verschiedener Sehstrahlen. Daher ist die PDR ebenfalls nicht sphärisch-symmetrisch, sondern strukturiert. Die Strukturierung der PDR ist im rechten, unteren Plot der Abbildung 4.81, der den Dissoziationsgrad bei $t = 0.5$ Myr zeigt, deutlich erkennbar.

Aufgrund der niedrigen Dichte wird durch die Photodissoziation der H_2 -Moleküle das Gas in der PDR nur um $\approx 2\%$ über die Temperatur des ungestörten Umgebungsgases geheizt, dadurch ist auch die Dichte in der PDR nur unbedeutend niedriger als in der ungestörten Umgebung. Daher deckt der Ausschnitt des Rechenbereichs, den die Plots der Gasdichte mit Geschwindigkeitsfeld (oben links) und der Temperatur (unten links) zeigen, auch nur einen Ausschnitt mit SWB und HII-Region ab. Die fingerartigen Strukturen der HII-Region erstrecken sich bis zu einem Radius von ≈ 22 pc, während ein Dissoziationsgrad von 0.5 erst bei Radien von bis zu 110 pc erreicht wird.

Bis $t = 1.0$ Myr (Abb. 4.82) verstärkt sich die Strukturierung der PDR im Vergleich mit der

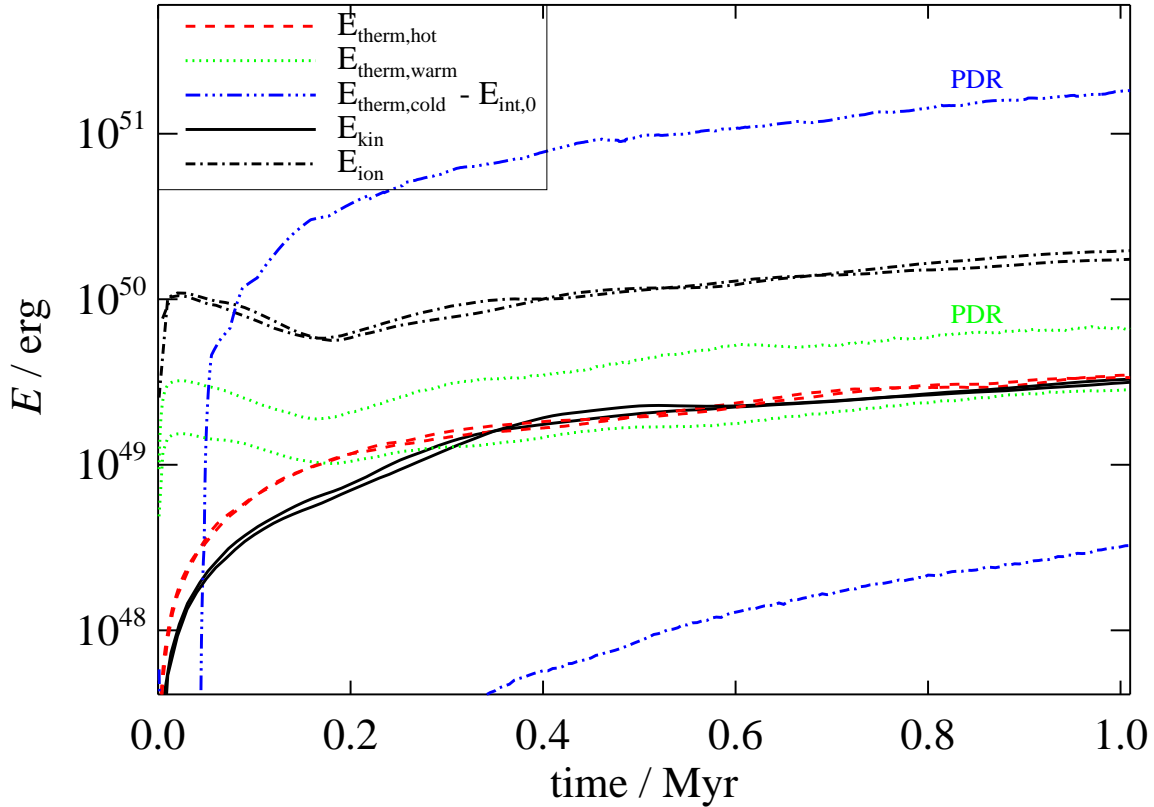


Abbildung 4.83: Energieverteilung im $60 M_{\odot}$ -Modell mit und ohne Photodissoziation.

Situation bei $t = 0.5$ Myr, da auch die Unterschiede in der Dichteverteilung entlang verschiedener Sehstrahlen zugenommen haben. Die HII-Region erstreckt sich bis zu Radien von 21.5 pc, die PDR ist ebenfalls leicht expandiert, ein Dissoziationsgrad von 0.5 wird bei Radien von bis zu ≈ 113 pc erreicht.

Vergleich des Energietransfers in das Interstellare Medium

Die Energieverteilung im $60 M_{\odot}$ -Modell mit Photodissoziation und im $60 M_{\odot}$ -Modell ohne Photodissoziation (Freyer et al. 2003) für das erste Megajahr der stellaren Entwicklung ist in Abbildung 4.83 gezeigt.

Da die Dissoziationsfront im betrachteten Zeitraum im Modell mit Photodissoziation noch nicht begonnen hat Material in eine Schale aufzusammeln, ist in beiden Modellen die kinetische Energie (schwarze, durchgezogene Kurven) vor allem in der von der Ionisationsfront aufgesammelten Schale enthalten. Die Differenz der beiden Modelle in der kinetischen Energie ist während des ersten Megajahrs immer kleiner als 10% , daher liegen die Kurven zeitweise aufeinander und sind kaum voneinander zu unterscheiden.

Ähnlich verhalten sich auch die schwarzen, gestrichelt-gepunkteten Kurven der Ionisations-

Tabelle 4.7: Energiekomponenten bei $t = 1.0$ Myr für die 60 M_{\odot} -Modell mit und ohne Photo-dissoziation

Energieform	Modell mit PDR	Modell ohne PDR
$E_{\text{kin}} (\times 10^{49} \text{ erg})$	3.2	3.3
$E_{\text{ion}} (\times 10^{49} \text{ erg})$	17.4	19.6
$E_{\text{t, kalt}} (\times 10^{49} \text{ erg})$	180.3	0.3
$E_{\text{t, warm}} (\times 10^{49} \text{ erg})$	6.7	2.8
$E_{\text{t, heiß}} (\times 10^{49} \text{ erg})$	3.5	3.4

Von dem Wert der thermischen Energie des kalten Gases, $E_{\text{t, kalt}}$, wurde die interne Energie des ursprünglich ungestörten Umgebungsgases subtrahiert, um den Input an thermischer Energie in das System zu erhalten.

energie. Die Differenz zwischen den Modellen mit und ohne Photodissoziation beträgt zeitweise bis zu 15%, teilweise ist die Differenz geringer als die Liniendicke.

Auch die Differenzen zwischen den thermischen Energien des heißen Gases sind während des ersten Megajahrs immer kleiner als 10%, die roten, gestrichelten Kurven liegen meistens aufeinander und sind nicht unterscheidbar.

Sowohl für die kinetische Energie als auch für die Ionisationsenergie und die thermische Energie des heißen Gases gilt, dass diese Energieformen in der SWB und in der HII-Region der 60 M_{\odot} -Modelle mit und ohne Photodissoziation gespeichert sind und während des betrachteten Zeitraums nicht von der Photodissoziation beeinflusst werden. Daher liegen die Differenzen in der Größenordnung der numerischen Fehler.

Durch die Photodissoziation der H_2 -Moleküle wird das die HII-Region umgebende Gas im Modell mit Photodissoziation geheizt und ist etwa 2% wärmer als im Modell ohne Photodissoziation ($T_0 = 200$ K). Da ein Dissoziationsgrad von 0.5 bei $t = 1.0$ Myr bei einem Radius von ≈ 113 pc erreicht wird, ist die ins System eingetragene thermische Energie des kalten Gases (blaue, gestrichelt-gepunktete Kurven) im 60 M_{\odot} -Modell mit Photodissoziation zu diesem Zeitpunkt bereits drei Größenordnungen höher als im 60 M_{\odot} -Modell ohne Photodissoziation von Freyer et al. (2003).

Die Molekülbildungsrate im Modell mit Photodissoziation ist linear von der Anzahldichte der H-Atome abhängig. Daher wird durch die Bildung von H_2 -Molekülen und ihre anschließende Dissoziation in der von der Ionisationsfront aufgesammelten Schale im Modell mit Photodissoziation das Material geheizt und erreicht so Temperaturen von bis zu ≈ 1100 K. Damit trägt dieses Material im Modell mit Photodissoziation zur thermischen Energie des warmen Gases (grüne, gepunktete Kurven) bei, während im Modell ohne Photodissoziation das warme Gas nur durch die Photoionisation der H-Atome produziert wird. Die für die thermische Energie des warmen Gases erreichten Werte sind im Modell mit Photodissoziation ungefähr doppelt so hoch wie im Modell ohne Photodissoziation, die Kurven verlaufen praktisch parallel.

Kapitel 5

Diskussion und Zusammenfassung

In dieser Arbeit stelle ich die numerischen Simulationen vor, die von mir unter Verwendung eines 2D-Strahlungs-Hydrodynamik-Codes vorgenommen wurden, um die Wechselwirkung von stellarer Strahlung und stellarem Wind mit dem zirkumstellaren ISM zu untersuchen. Um das gesamte Massenspektrum von massereichen Sternen für die numerischen Modelle von SWB und HII-Region massereicher Sterne abzudecken, wurde als Ergänzung zu den Modellen von 35 M_{\odot} - und 60 M_{\odot} -Sternen von Freyer et al. (2003, 2006) ein Modell eines mit 15 M_{\odot} deutlich masseärmeren Sterns sowie eines noch massereicheren Sterns mit 85 M_{\odot} analysiert und ein Vergleich aller vier Modelle (im Folgenden: „HII-Modelle“) durchgeführt. Nach meinem Kenntnisstand liegen hiermit die ersten 2D-Simulationen für das zirkumstellare ISM von 15 M_{\odot} - und 85 M_{\odot} -Sternen vor. Da es bisher nur Modelle gibt, die den Grad der chemischen Selbstanreicherung von HII-Regionen durch WR-Sterne auf Basis von Sternentwicklungsmodellen berechnen, wurde für den 85 M_{\odot} -Stern die Selbstanreicherung mit ^{12}C , ^{14}N und ^{16}O während seiner WR-Phasen simuliert. Damit konnte zum ersten Mal das Vermischen der durch den WR-Wind hochgradig angereicherten heißen Gasphase mit der warmen Gasphase untersucht werden.

Der für diese Modelle verwendete 2D-Code konnte lediglich den wasserstoffionisierenden Anteil der stellaren Strahlung berücksichtigen. Daher entsteht im zirkumstellaren ISM um die bisher studierten Modelle massereicher Sterne eine kombinierte Struktur von SWB und HII-Region. Da Sterne in Molekülwolken entstehen und das molekulare Gas vom photodissoziierenden Anteil der stellaren Strahlung erst in atomares Gas umgewandelt wird, wurde von mir die H_2 -Photodissoziation im Code implementiert. Mit diesem Code wurden 2D-Modelle eines 60 M_{\odot} -Sterns gerechnet (im Folgenden: „PDR-Modelle“). Hierbei handelt es sich nach meinem Kenntnisstand um die ersten 2D-Simulationen zur Untersuchung der Strukturbildung im zirkumstellaren ISM sowie zum Energieeintrag ins ISM durch stellaren Wind, ionisierende und photodissoziierende stellare Strahlung.

Die hier vorgestellten Ergebnisse werden durch zahlreiche Faktoren beeinflusst. Die für die numerischen Simulationen verwendete 2D-Geometrie ermöglicht es zwar, im Gegensatz zu 1D-Modellen, auftretende „thin-shell instabilities“ und deren Auswirkungen auf die gesamte Strukturierung des zirkumstellaren ISM zu untersuchen, stellt gleichzeitig aber eine Vereinfachung der (3D-) Realität dar. Der hohe Bedarf an CPU-Zeit, den die 2D-Modelle haben, schliesst zur Zeit

aber die Modellierung in 3D bei gleichzeitiger Berücksichtigung aller hier beachteten physikalischen Effekte aus.

Ein weiterer Faktor ist die Annahme, dass das molekulare Material gleichförmig verteilt und in Ruhe ist, wenn die Simulation mit Beginn der H-MS gestartet wird. Beobachtungen von Sternentstehungsgebieten (z.B. Störzer et al. 2000) zeigen, dass die Molekülwolken klumpig sind, d.h. ihre Dichte variiert über mehrere Größenordnungen. Allerdings bilden sich in den hier präsentierten Modellen in dem zirkumstellaren Material mit ursprünglich homogener Dichte im Lauf der stellaren Entwicklung in der kombinierten Struktur von SWB/HII-Region und PDR sehr deutliche Dichteunterschiede aus.

In den hier vorgestellten Simulationen wird angenommen, dass das ursprünglich ungestörte zirkumstellare ISM aus molekularem Wasserstoff besteht. Nur für die radiative Kühlung des Gases wird die Feinstrukturemission von den wichtigsten C-, N- und O-Linien berechnet, Heizung durch die Ionisation von C und O oder die Photodissoziation von anderen Molekülen als H_2 wird ebenso wenig berücksichtigt wie die Kühlung durch andere Moleküle.

Die veränderte chemische Zusammensetzung des Gases in den späten Entwicklungsphasen des Sterns durch die in seine Umgebung emittierten Elemente wird, aufgrund fehlender stellarer Parameter für den $60 M_{\odot}$ -Modellstern, nur für die WR-Phasen des $85 M_{\odot}$ -Modellsterns untersucht. Die radiative Kühlung wird in allen Modellen immer für die solaren Massenanteile berechnet.

Durch die Auswahl der stellaren Parameter wird ebenfalls, wie beim Vergleich der HII-Modelle ausführlich diskutiert, die Strukturierung des zirkumstellaren ISM sowie der Energieinput des Sterns in das ISM beeinflusst.

5.1 Die HII-Modelle

5.1.1 Das $85 M_{\odot}$ -Modell

Der $85 M_{\odot}$ -Stern entwickelt sich wie folgt: MS O-Stern \rightarrow LBV \rightarrow WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC \rightarrow SN, seine gesamte Lebensdauer beträgt 3.22 Myr. Der ebenfalls untersuchte $15 M_{\odot}$ -Stern ist nicht massereich genug, um das WR-Stadium zu erreichen: MS O-Stern \rightarrow BSG \rightarrow RSG \rightarrow SN, seine Gesamtlebensdauer ist 12.75 Myr (s. § 3.2.2).

Die Entwicklung des anfänglich ungestörten, homogenen ISM in der Umgebung des $85 M_{\odot}$ -Sterns zeigt, dass die Wechselwirkung von stellarem Wind und ionisierender Strahlung mit dem ISM für die Strukturbildung in HII-Regionen verantwortlich sein kann. Während der H-MS-Entwicklung des $85 M_{\odot}$ -Sterns löst sich die SWB-Schale zügig auf. Da aber die Ionisationsfront sich in die Schale aus aufgesammeltem Material hineinfrisst, bewirkt der hierdurch entstehende Fluss photoevaporierten Materials in die HII-Region hinein, dass sich eine neue Schale in der HII-Region bildet (s. Abb. 4.4, Abb. 4.5). Die expandierende SWB schließt photoionisiertes Gas ein, welches zu Klumpen komprimiert wird. Diese Klumpen werfen Schatten in die HII-Region. In den betroffenen Regionen rekombiniert das Gas, das photoionisierte Gas bildet bei $t \approx 1$ Myr fingerförmige Strukturen mit einer Länge von mehreren Parsecs. Nach einigen 10^5 yr hat die SWB sich über die Schale in der HII-Region hinaus ausgebreitet und die HII-Region selbst ist während der restlichen H-MS-Entwicklung auf eine Schicht photoionisierten Gases um die SWB beschränkt.

Wie in § 3.2.2 diskutiert, wurden die stellaren Parameter während der LBV-Phase an die vorgegebene Sternmasse angepasst. Zu diesem Zeitpunkt stößt der Stern etwa $8.5 M_{\odot}$ Material in einer dicken Schale ab, die sich in die SWB ausbreitet. Da die LBV-Phase nur einige tausend Jahre andauert, hat sie nur wenig Einfluss auf die Energiebalance des ISM. Sobald sich die abgestoßene Schale aufgelöst hat, gibt es so gut wie keine Unterschiede zwischen den Modellen mit und ohne modifizierter LBV-Phase.

Mit dem Ende des Wasserstoffbrennens im Kern nimmt die Massenverlustrate des $85 M_{\odot}$ -Sterns zu. Zu den Zeitpunkten, an denen der Stern das WN-Stadium und das WC-Stadium erreicht, werden große Mengen stellaren Materials abgestoßen, die als dicke Schale in die kombinierte Struktur von SWB und HII-Region expandieren. Am Ende der Simulation hat die Schale aus aufgesammeltem Material, die die HII-Region umgibt, eine radiale Größe von etwa 44 pc bei einer Umgebungsdichte von 20 cm^{-3} .

Am Ende der stellaren Lebensdauer des $85 M_{\odot}$ -Sterns sind 0.27% der vom Stern in Form von stellarem Wind und Lymankontinuum-Photonen abgegebenen Energie als thermische Energie ($\approx 47\%$), kinetische Energie ($\approx 21\%$) und Ionisationsenergie ($\approx 33\%$) im zirkumstellaren ISM gespeichert.

Obwohl die stellare Windleuchtkraft während der gesamten Lebensdauer des $85 M_{\odot}$ -Sterns beinahe 3 dex niedriger ist als die H-ionisierende Photonenleuchtkraft, haben die dynamischen Prozesse im zirkumstellaren ISM die vom stellaren Wind verursacht werden, einen bedeutenden Einfluss auf die Energietransfereffizienzen. Die kinetische Energie, die am Ende der Simulation im System gespeichert ist, ist im Modell mit Wind 2.3 mal höher als im vergleichbaren windlosen Modell. Annähernd derselbe Wert gilt auch für die Energietransfereffizienzen in kinetische Energie.

Da die Rekombinationszeit mit zunehmender Dichte abnimmt und die Kühlung im dichteren Gas effizienter ist, ist im Modell ohne Wind die Ionisationsenergie 1.7 mal höher und die thermische Energie des warmen Gases ist 3.75 mal höher als im Modell mit Wind. Trotzdem ist der gesamte Input an thermischer Energie im Modell mit Wind durch den zusätzlichen Input des stellaren Windes doppelt so hoch.

Der Energieverlust im Modell wird von der radiativen Kühlung des Gases verursacht. Der dominante Kühlprozess ist die Rekombination von Wasserstoff, wobei Balmer-Photonen entstehen. Die resultierenden $H\alpha$ -Intensitätsprofile (s. Abb. 4.18) für das windlose Modell und für das Modell mit Wind zeigen ebenfalls die durch die Strukturierung der HII-Region verursachten Unterschiede.

Zu Beginn der dynamischen Entwicklung des zirkumstellaren Gases, welches den $85 M_{\odot}$ -Stern umgibt, ist die SWB durch eine Schale aus aufgesammeltem, ionisiertem Gas begrenzt. Nach $\approx 8 \times 10^5 \text{ yr}$ löst sich diese Schale in der HII-Region auf und kollidiert mit einem Fluss photoevaporiertem Materials von der äußeren Schale, dieses führt zur Entstehung einer neuen Schale in der HII-Region. Diese neue Schale befindet sich bei einem Radius von ungefähr 20 pc, die SWB hat eine radiale Größe von 12 – 15 pc und die gesamte Größe der HII-Region beträgt zu diesem Zeitpunkt etwa 25 pc. Vergleicht man diese Struktur mit den Beobachtungen von Relaño & Beckman (2005), die nach Schalen innerhalb von HII-Regionen gesucht haben, ist der Bildungsprozess der zweiten Schale, die sich in der Simulation gebildet hat, eine mögliche

Erklärung für die Beobachtung von Schalen, deren Radien zu groß sind um eine klassische SWB-begrenzende Schale zu sein.

5.1.2 Das $15 M_{\odot}$ -Modell

Die HII-Region behält im $15 M_{\odot}$ -Modell während der gesamten H-MS-Entwicklung ihre sphärisch-symmetrische Form. Aufgrund der im Vergleich mit dem $85 M_{\odot}$ -Stern deutlich geringeren mechanischen Windleuchtkraft des $15 M_{\odot}$ -Sterns löst sich die SWB-Schale bereits nach ≈ 0.1 Myr auf. Durch die mit zunehmendem Radius abnehmende Expansionsgeschwindigkeit des Materials in der HII-Region entsteht ab $t \approx 0.18$ Myr ein Dichteunterschied in der HII-Region des $15 M_{\odot}$ -Sterns. Innerhalb einer schalenartigen Struktur ist bei $t = 0.29$ Myr die Gasdichte um beinahe 16% höher als vor und hinter dieser Struktur, die sich zu diesem Zeitpunkt bei einem Radius von 3.7 pc befindet (s. Abb. 4.22). Bei $t = 0.75$ Myr (s. Abb. 4.23) hat sich auch die zweite Schale aufgelöst und während der restlichen H-MS-Entwicklung expandiert die SWB ohne begrenzende Schale in die HII-Region. Zu Beginn der BSG-Phase bei $t = 11.59$ Myr hat die SWB einen mittleren Radius von etwa 15 pc, die Ionisationsfront befindet sich bei einem Radius von ungefähr 37 pc. Die von der Ionisationsfront aufgesammelte Schale ist auf eine geometrische Dicke von beinahe 9 pc angewachsen. Mit der Entwicklung des $15 M_{\odot}$ -Sterns zu einem RSG bei $t = 11.61$ Myr (s. Abb. 4.28) ist seine H-ionisierende Photonenleuchtkraft praktisch ausgeschaltet. Daher rekombiniert das Gas der HII-Region. Gleichzeitig breitet sich der dichte, kalte RSG-Wind in die SWB aus. Am Ende der stellaren Lebensdauer ($t = 12.75$ Myr, s. Abb. 4.31) hat die SWB einen mittleren Radius von ≈ 19 pc erreicht, die Ionisationsfront befindet sich bei einem Radius von ≈ 38 pc. Die von der Ionisationsfront aufgesammelte Schale hat eine geometrische Dicke von mehr als 10 pc erreicht. Da der H-Ionisationsgrad auf $\lesssim 0.1$ gefallen ist, beträgt die Temperatur in der ehemaligen HII-Region weniger als 4500 K.

Im $15 M_{\odot}$ -Modell ist die mechanische Windleuchtkraft während der H-MS, der LBV- und der BSG-Phase etwa 2 dex geringer als die H-ionisierende Photonenleuchtkraft. Während der RSG-Phase hingegen ist die mechanische Windleuchtkraft etwa 11 dex höher, da sie annähernd konstant bleibt und die H-ionisierende Photonenleuchtkraft stark zurückgeht. Am Ende der Simulation ist im Modell mit Wind die im System gespeicherte kinetische Energie $\approx 10\%$ höher als im windlosen Modell, die Transfereffizienz in kinetische Energie ist $\approx 8\%$ höher.

Wie bereits für das $85 M_{\odot}$ -Modell diskutiert, ist auch im $15 M_{\odot}$ -Modell die Ionisationsenergie im Modell ohne Wind höher. Der Wert der Ionisationsenergie im Modell mit Wind erreicht $\approx 86\%$ des Wertes im windlosen Modell, die Transfereffizienz in Ionisationsenergie erreicht im Modell mit Wind lediglich $\approx 80\%$ des Wertes im windlosen Modell. Aufgrund der effektiveren Kühlung im Modell mit Wind erreicht die thermische Energie des warmen Gases am Ende der Simulation im Modell mit Wind nur 93% des Wertes im windlosen Modell. Die Transfereffizienz in thermische Energie hingegen ist für das Modell mit Wind $\approx 5\%$ höher als für das windlose Modell.

5.1.3 Vergleich der HII-Modelle

Beim Vergleich der vier HII-Modelle (§ 4.3) ist deutlich geworden, dass die Verwendung der stellaren Parameter von Schaller et al. (1992) niedrigere mechanische Windleuchtkräfte zur Folge hat, da die stellaren Parameter von García-Segura et al. (1996b) höhere Werte für die Massenverlust-

raten und für die Windendgeschwindigkeiten liefern. Ausserdem haben die starken Änderungen der stellaren Parameter in den späten Entwicklungsphasen der massereichen Sterne zur Folge, dass nicht die massereichsten Sterne am meisten Energie in ihre Umgebung eingetragen haben, wie das Modell von Lasker (1967) voraussagt.

Durch die höhere mechanische Windleuchtkraft ist die kinetische Energie im $60 M_{\odot}$ -Modell am Ende der Simulation höher als zum entsprechenden Zeitpunkt im $85 M_{\odot}$ -Modell, entgegen dem Modell von Lasker (1967). Ebenso erreicht die SWB im $60 M_{\odot}$ -Modell einen größeren Radius als im $85 M_{\odot}$ -Modell. Dementsprechend ist auch im $60 M_{\odot}$ -Modell die thermische Energie des heißen Gases lange Zeit größer als die thermische Energie des heißen Gases im $85 M_{\odot}$ -Modell. Aufgrund der Entwicklung der stellaren Parameter in den späten Entwicklungsphasen erreicht am Ende der jeweiligen Lebensdauer bei der thermischen Energie des heißen Gases das $35 M_{\odot}$ -Modell einen etwas höheren Wert als das $60 M_{\odot}$ -Modell. Vergleicht man hingegen die Werte am Ende der jeweiligen H-MS-Lebensdauer, so steigt die ins System eingetragene thermische Energie des heißen Gases mit zunehmender Masse.

Da die H-ionisierende Photonenleuchtkraft zum Ende der Lebensdauer des $35 M_{\odot}$ -Modells stark ansteigt, liegt der Wert der Ionisationsenergie im $35 M_{\odot}$ -Modell noch über dem Wert des $85 M_{\odot}$ -Modells, während am Ende der jeweiligen H-MS-Lebensdauer der Wert der Ionisationsenergie noch mit zunehmender Sternmasse steigt. Die Photoionisation von Wasserstoff ist für den größten Teil des produzierten warmen Gases verantwortlich, daher verhalten sich die erreichten Werte für die thermische Energie des warmen Gases wie die bei der Ionisationsenergie erreichten Werte und das $35 M_{\odot}$ -Modell hat auch bei der thermischen Energie des warmen Gases am Ende der stellaren Lebensdauer den höchsten Wert erreicht. Am Ende der jeweiligen H-MS-Entwicklung liegt der Wert der thermischen Energie des warmen Gases des $85 M_{\odot}$ -Modells leicht über dem des $60 M_{\odot}$ -Modells, gefolgt von den Werten des $35 M_{\odot}$ -Modells und des $15 M_{\odot}$ -Modells.

Nach dem Modell von Lasker (1967) sollte mit abnehmender Masse des Sterns die Energietransfereffizienz ansteigen. Vergleicht man die gesamte Energietransfereffizienz in den vier HII-Modellen, so zeigt sich, dass am Ende der H-MS zwar das $85 M_{\odot}$ -Modell den niedrigsten Wert erreicht, das $35 M_{\odot}$ -Modell aber eine niedrigere gesamte Energietransfereffizienz hat als das $60 M_{\odot}$ -Modell. Am Ende der jeweiligen stellaren Lebensdauer liegt der Wert im $35 M_{\odot}$ -Modell über dem Wert des $60 M_{\odot}$ -Modells. Die gesamte Energietransfereffizienz des $15 M_{\odot}$ -Modells liegt nur leicht über dem Wert des $85 M_{\odot}$ -Modells.

Auch der Vergleich der Energietransfereffizienzen in thermische Energie zeigt, dass die Transfereffizienz im $60 M_{\odot}$ -Modell entgegen Lasker (1967) über der im $35 M_{\odot}$ -Modell liegt. Am Ende der jeweiligen Lebensdauer erreicht das $35 M_{\odot}$ -Modell den höchsten Wert.

Der Vergleich der Transfereffizienzen in Ionisationsenergie zeigt das gleiche Bild: Am Ende der H-MS liegt der im $60 M_{\odot}$ -Modell erreichte Wert über dem Wert des $35 M_{\odot}$ -Modells. Den höchsten Wert erreicht das $15 M_{\odot}$ -Modell, der niedrigste Wert für die Transfereffizienz in Ionisationsenergie wird im $85 M_{\odot}$ -Modell erreicht.

Die Transfereffizienz in kinetische Energie ist am Ende der jeweiligen H-MS im $60 M_{\odot}$ -Modell am höchsten. Am Ende der jeweiligen stellaren Lebensdauer ist die Transfereffizienz in kinetische Energie für das $35 M_{\odot}$ -Modell und das $60 M_{\odot}$ -Modell, deren stellare Parameter von García-

Segura et al. (1996b) stammen, höher als in den beiden anderen Modellen, deren stellare Parameter von Schaller et al. (1992) stammen.

Der Vergleich der vier HII-Modelle zeigt, dass schon die Auswahl der zeitabhängigen stellaren Parameter, also die Wahl der Randbedingungen, das Ergebnis der Simulation deutlich beeinflusst. Neben den Auswirkungen auf die dynamische Entwicklung von SWB und HII-Region, der $60 M_{\odot}$ -Stern hat aufgrund der höchsten mechanischen Windeleuchtkraft auch die größte SWB, ist auch die Energietransfereffizienz und der Energiegehalt des zirkumstellaren ISM zum Teil von der Entscheidung für die Verwendung bestimmter stellarer Parameter abhängig.

5.2 Die chemische Selbstanreicherung

Wenn man die Massenverhältnisse in der Simulation mit beobachteten Werten vergleichen möchte, muss dabei beachtet werden, dass sowohl die gesamte Lebensdauer des $85 M_{\odot}$ -Sterns als auch die Zeit, die dieser als WR-Stern verbringt, sehr kurz sind im Vergleich mit denen weniger massereicher Sterne. Ebenso werden die Ergebnisse dadurch beeinflusst, dass die stellaren Parameter von Schaller et al. (1992) verwendet wurden, da die Verwendung anderer Sternentwicklungsstracks sowohl andere WR-Lebensdauern als auch unterschiedliche Massenverlustraten zur Folge hätte.

Bevor sich der Modellstern zu einem WR-Stern entwickelt, entsprechen die ^{12}C -, ^{14}N - und ^{16}O -Massenanteile im Gas der kombinierten SWB/HII-Region der solaren Zusammensetzung von 4.466×10^{-3} für ^{12}C , 1.397×10^{-3} für ^{14}N sowie 1.061×10^{-2} für ^{16}O .

Die Massenanteile, die sich für die betrachteten Elemente für die warme Gasphase ($6.0 \times 10^3 \text{ K} \leq T < 5.0 \times 10^4 \text{ K}$) ergeben und daher vergleichbar sind mit beobachteten Emissionsspektren von HII-Regionen, betragen am Ende der stellaren Lebensdauer 22.3% über dem solaren Wert für ^{12}C , 0.6% über solar für ^{14}N und 5.5% über solar für ^{16}O .

Das heiße Gas ($T \geq 5 \times 10^4 \text{ K}$) der SWB ist nach dem Einsetzen der WC-Phase stark angereichert mit ^{12}C und ^{16}O , während der WN-Phasen war es deutlich angereichert mit ^{14}N .

Diese Modelle lassen darauf schließen, dass die Anreicherung der zirkumstellaren Umgebung mit ^{14}N und ^{16}O durch WR-Sterne vernachlässigbar sein könnte, wenn der $85 M_{\odot}$ -Stern repräsentativ für WR-Sterne ist. Nur für ^{12}C ergibt sich eine signifikante Anreicherung des HII-Gases.

Da das Auftreten der WR-Phase stark metallizitätsabhängig ist, sollte die Anreicherung mit C ebenfalls von der Metallizität wie z.B. von O abhängen. Man sollte daher erwarten können, dass der C-Gradient von HII-Regionen in galaktischen Scheiben steiler ist als der von O. Tatsächlich haben Esteban et al. (2005) für die Galaktische Scheibe $\Delta \log(C/O) = 0.058 \pm 0.018 \text{ dex kpc}^{-1}$ gefunden.

In metallarmen Galaxien würde man eine schwächere chemische Selbstanreicherung erwarten, da das Massenintervall, in dem WR-Sterne entstehen können, kleiner und zu höheren Massen verschoben ist und die WR-Phasen kürzer sind.

5.3 Die Modelle mit Photodissoziation

Das $60 M_{\odot}$ -Modell mit Photodissoziation wurde mit einer Anzahldichte von $n_{tot} = n_{\text{H}} + 2n_{\text{H}_2} = 1000 \text{ H-Atome cm}^{-3}$ im ungestörten ISM gerechnet. Bereits bei $t = 4.0 \times 10^4 \text{ yr}$ hat die SWB mit einem mittleren Radius von etwa 1.2 pc fast das gesamte Volumen der HII-Region

ausgefüllt. Bei einem Radius von ungefähr 14.7 pc, hier beträgt der Wert des Dissoziationsgrads 0.5, befindet zu diesem Zeitpunkt die („D-type“) Dissoziationsfront.

In der weiteren H-MS-Entwicklung ist das HII-Gas auf eine dünne Schicht um die SWB beschränkt, diese Struktur expandiert in die PDR und sammelt dabei atomares Material in eine Schale auf. Am Ende der H-MS bei $t = 1.69$ Myr hat die SWB einen mittleren Radius von ≈ 8.5 pc erreicht, die geometrische Dicke der HII-Schicht beträgt ≈ 0.25 pc. Durch die Expansion der PDR in das umgebende ISM befindet sich die Dissoziationsfront bei einem Radius von 19 pc und es hat sich eine Schale aus aufgesammeltem, molekularem Material gebildet (s. Abb. 4.65, $t = 1.69$ Myr).

Im Anschluss an seine H-MS-Entwicklung erreicht der $60 M_{\odot}$ -Stern das WNL-Stadium, dadurch ist seine Massenverlustrate deutlich höher als während der H-MS. Bis $t = 2.5$ Myr ist auch seine mechanische Windleuchtkraft um fast 1 dex angestiegen. Der mittlere Radius der SWB hat 15 pc erreicht, die geometrische Dicke der HII-Schicht hat durch den starken Rückgang der H-ionisierenden Photonenleuchtkraft stark abgenommen. An einigen Stellen ist die SWB weiter in die umgebende Schale expandiert, daher liegt die geometrische Dicke der SWB-Schale zwischen ≈ 0.2 pc und ≈ 2.5 pc. Da die Rate, mit der H_2 -Moleküle im atomaren Gas gebildet werden, linear von der Anzahldichte der Wasserstoffatome abhängt, werden entlang eines Sehstrahls vom Stern nach außen, der einen längeren Weg durch das heiße, dünne Gas der SWB und einen kürzeren Weg durch die SWB-Schale zurücklegt, weniger dissoziierende Photonen verbraucht als entlang eines Sehstrahls, der einen längeren Weg durch das dichte Material der SWB-Schale hat. Deswegen ist der Radius der Dissoziationsfront im zweiten Fall geringer als im ersten Fall, die PDR verliert also ihre sphärisch-symmetrische Form (s. Abb. 4.66, $t = 2.5$ Myr).

Mit Erreichen der LBV-Phase bei $t = 3.35$ Myr stößt der $60 M_{\odot}$ -Stern seine äußerste Hülle ab, die sich als expandierende Schale in der SWB ausbreitet. Bei $t = 3.37$ Myr hat die LBV-Schale einen Radius von 7 pc erreicht (s. Abb. 4.68), einige 10^4 yr danach ist die Schale fragmentiert und die Fragmente vermischen sich mit dem SWB-Material.

Ab $t = 3.36$ Myr befindet sich der $60 M_{\odot}$ -Stern in der WNE-Phase, die H_2 -dissoziierende Photonenleuchtkraft geht ab diesem Zeitpunkt deutlich stärker zurück als die H-ionisierende Photonenleuchtkraft (s. § 3.2.2). Dadurch bilden sich in den äußeren Bereichen der PDR deutlich mehr Moleküle als dissoziiert werden können, daher nimmt der Radius der Dissoziationsfront ab.

Sowohl die H-ionisierende als auch die H_2 -dissoziierende Photonenleuchtkraft steigen nur sehr leicht zu Beginn der WC-Phase bei $t = 3.45$ Myr an und sinken dann weiter ab. Bereits bei $t = 3.5$ Myr (Abb. 4.70) besteht nur noch eine dünne Schicht direkt vor der SWB aus dissoziiertem, also atomarem Gas, in den weiter außen liegenden Bereichen der ehemaligen PDR ist das Gas bereits wieder molekular. Da die Photodissoziation von H_2 -Molekülen der dominante Heizprozess in der PDR ist, kann man im Temperaturplot der Abbildung 4.70 ($t = 3.5$ Myr) sehr gut erkennen, dass die Schicht atomaren Gases um die SWB nur noch etwa 1 pc dick ist.

Am Ende der Simulation bei $t = 4.065$ Myr (s. Abb. 4.71) hat das heiße, dünne Gas der SWB fast das gesamte Volumen bis zur PDR-Schale ausgefüllt, der mittlere Radius der SWB beträgt ≈ 24 pc. Die von der ehemaligen PDR aufgesammelte Schale aus molekularem Umgebungsgas ist ≈ 1 pc dick.

Da die SWB am Ende der Simulation fast die gesamte Struktur von SWB, HII-Region und PDR ausfüllt, hat der stellare Wind nicht nur einen großen Einfluss auf die dynamische Entwicklung des zirkumstellaren ISM, sondern beeinflusst auch den Energieeintrag ins ISM, wie der Vergleich der Modelle mit und ohne Wind gezeigt hat. Erwartungsgemäß ist der Quotient der kinetischen Energien der Modelle mit und ohne Wind durch den zusätzlichen Energieinput des stellaren Windes größer Eins. Am Ende der H-MS ist im Modell mit Wind 1.5 mal so viel kinetische Energie im System gespeichert wie im windlosen Modell. Durch den Anstieg der Massenverlustrate während der späteren Entwicklungsstadien des Sterns nimmt dieser Wert weiter zu und ist am Ende der Simulation auf 2.97 gestiegen.

Der Quotient der Ionisationsenergien der Modelle mit und ohne Wind ist zu Beginn der H-MS-Entwicklung < 1 , da die expandierende SWB die HII-Region zu einer dünnen Schale zusammengeschoben hat, in der die Gasdichte deutlich höher ist als in der ungestörten HII-Region des windlosen Modells. Damit ist die Anzahl der Rekombinationen im Modell mit Wind höher und die im System gespeicherte Ionisationsenergie niedriger. Das SWB-Material ist aufgrund seiner hohen Temperaturen ebenfalls ionisiert, deshalb steigt der Wert der Ionisationsenergie im Modell mit Wind im Laufe der Zeit bis auf das 1.36-fache des Wertes im windlosen Modell bei $t = 1.75$ Myr an. Durch den leichten Rückgang der H-ionisierenden Photonenleuchtkraft und den deutlichen Anstieg der Massenverlustrate fällt der Quotient der Ionisationsenergien und ist < 1 bei $t = 2.0$ Myr. Am Ende der Simulation beträgt der Wert des Quotienten der Ionisationsenergien 0.58, im Modell mit Wind ist also etwas weniger als 2/3 der Ionisationsenergie des windlosen Modells vorhanden.

Bis $t = 3.49$ Myr ist der Quotient der thermischen Energien < 1 , im windlosen Modell ist mehr thermische Energie vorhanden. Die zusätzliche thermische Energie des heißen Gases in der SWB reicht also nicht aus, um die stärkere Kühlung im dichteren Gas der von der SWB zusammengeschobenen HII-Region und PDR auszugleichen. Nach diesem Zeitpunkt sind die H-ionisierende und die H₂-dissoziierende Photonenleuchtkraft so stark gesunken, dass die thermische Energie des warmen Gases im Modell mit Wind eine Größenordnung niedriger ist als die thermische Energie des heißen Gases (s. Abb. 4.72). Damit erreicht der Quotient der thermischen Energien im Modell mit und ohne Wind durch die thermische Energie in der SWB einen Wert von 1.57 am Ende der Simulation.

Ähnlich verhalten sich auch die Energietransfereffizienzen. Während am Ende der H-MS die gesamte Energietransfereffizienz einen Wert von 1.6×10^{-2} (Modell ohne Wind: 1.7×10^{-2}) erreicht, wobei 96.2% (Modell ohne Wind: 96.9%) auf die Transfereffizienz in thermische Energie entfallen, erreicht die gesamte Energietransfereffizienz am Ende der stellaren Lebensdauer einen Wert von 9.8×10^{-4} (Modell ohne Wind: 4.3×10^{-4}). Am Ende der Simulation erreicht die Transfereffizienz in kinetische Energie im Modell mit Wind ($\epsilon_k = 6.1 \times 10^{-4}$) das 2.9-fache des Wertes im windlosen Modell. Für die Transfereffizienz in Ionisationsenergie beträgt der Wert im Modell mit Wind ($\epsilon_i = 5.5 \times 10^{-5}$) 2/3 des Wertes im Modell ohne Wind. Die Transfereffizienz in thermische Energie ist im Modell mit Wind ($\epsilon_t = 3.1 \times 10^{-4}$) am Ende der Simulation 2.2 mal höher als im windlosen Modell.

Der direkte Vergleich des $60 M_\odot$ -Modells ohne Photodissoziation von Freyer et al. (2003) mit einem entsprechenden Modell ($n_{tot} = 20 \text{ cm}^{-3}$) mit Photodissoziation zeigt, dass sich die kombi-

nierte Struktur von SWB und HII-Region fast unverändert entwickelt. Im betrachteten Zeitraum bis $t = 1.0$ Myr wird im Modell mit Photodissoziation das die SWB/HII-Region umgebende ISM durch die Photodissoziation der H_2 -Moleküle geheizt. Ein Dissoziationsgrad von 0.5 wird bei $t = 0.1$ Myr bei einem Radius von ≈ 107 pc erreicht, die Temperatur liegt etwa 2% über der Temperatur des ungestörten Umgebungsgases. Der Dichteunterschied zwischen dissoziiertem Gas in der PDR und ungestörtem Umgebungsgas ist ebenfalls sehr gering.

Die stark ausgeprägte Strukturierung der HII-Region führt dazu, dass bei $t = 0.5$ Myr auch die PDR ihre sphärisch-symmetrische Form verloren hat und eine Strukturierung erkennbar wird (s. Abb. 4.81). Diese Strukturierung der PDR wird durch Schattenwürfe in die PDR von Dichteknoten in der von der Ionisationsfront aufgesammelten Schale verursacht.

Bei $t = 1.0$ Myr haben sich die Dichteknoten in der die HII-Region umgebende Schale weiter verstärkt (s. Abb. 4.82). Infolge dessen ist auch die Strukturierung der PDR deutlicher ausgeprägt als vorher. Durch die Expansion der gesamten Struktur wird ein Dissoziationsgrad von 0.5 zu diesem Zeitpunkt bei Radien von ≈ 113 pc erreicht, aufgrund der äußerst geringen Temperatur- und Dichteunterschiede zwischen dem atomaren Gas in der PDR und dem molekularen Umgebungsgas hat die Dissoziationsfront keine Schale aus Umgebungsmaterial aufgesammelt.

Der Vergleich des Energieeintrags ins ISM in den $60 M_\odot$ -Modellen mit und ohne (Freyer et al. 2003) Photodissoziation zeigt, dass sich die ins System eingetragene Energie in den beiden Modellen nur dann signifikant unterscheidet, wenn die Photodissoziation einen zusätzlichen Beitrag liefert. Dieses ist bei der thermischen Energie des kalten Gases sowie bei der thermischen Energie des warmen Gases der Fall.

Die ins System eingetragene thermische Energie des kalten Gases ($T \leq 10^3$ K) ist im Modell mit Photodissoziation etwa drei Größenordnungen höher als im $60 M_\odot$ -Modell von Freyer et al. (2003), da durch die Photodissoziation der H_2 -Moleküle das die HII-Region umgebende Gas geheizt wird. Die Temperatur im atomaren Gas liegt etwa 2% über der Temperatur des ungestörten Umgebungsgases ($T_0 = 200$ K), daher liefert die Photodissoziation der H_2 -Moleküle außerhalb der kombinierten Struktur von SWB und HII-Region einen Beitrag zur thermischen Energie des kalten Gases.

In der von der Ionisationsfront aufgesammelten Schale aus atomarem Gas wird das Material im $60 M_\odot$ -Modell von Freyer et al. (2003) nur durch die Kompression geheizt. Im Modell mit Photodissoziation hängt die Molekülbildungsrate linear von der Anzahldichte der H-Atome ab, daher bilden sich im dichten Material der Schale H_2 -Moleküle. Dieser Vorgang sowie die erneute Photodissoziation der H_2 -Moleküle heizen das Schalenmaterial auf Temperaturen von bis zu ≈ 1100 K, damit ergibt sich ein Beitrag zur thermischen Energie des warmen Gases (10^3 K $< T < 10^5$ K), die im Modell mit Photodissoziation deshalb etwa doppelt so hohe Werte erreicht wie im $60 M_\odot$ -Modell ohne Photodissoziation.

Da sich im betrachteten Zeitraum von 1 Myr im Modell mit Photodissoziation aufgrund der geringen Druckdifferenz zwischen dissoziiertem und molekularem Material keine die Dissoziationsfront begrenzende Schale gebildet hat, existiert auch kein zusätzlicher Beitrag zu der kinetischen Energie im System. Daher ist in beiden Modellen der größte Teil der kinetischen Energie in der von der Ionisationsfront aufgesammelten Schale gespeichert. Da die thermische Energie des heißen Gases in der SWB gespeichert ist, ergibt sich für diese Energieform ebenfalls

keine signifikante Differenz. Genauso ist im Verlauf des untersuchten Zeitraums kein signifikanter Unterschied für die im System vorhandene Ionisationsenergie zu erkennen.

Literaturverzeichnis

- Aannestad, P. A. & Emery, R. J. 2001, *A&A*, 376, 1040
- Abbott, D. C. 1982, *ApJ*, 259, 282
- Abbott, D. C. & Conti, P. S. 1987, *ARA&A*, 25, 113
- Abgrall, H., Bourlot, J. L., des Forêts, G. P., et al. 1992, *A&A*, 253, 525
- Allen, C. W. 1973, *Astrophysical Quantities* (3d ed.; London: Athlone)
- Anders, E. & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197
- Avedisova, V. S. 1972, *AJ*, 15, 708
- Benaglia, P. & Koribalski, B. 2004, *A&A*, 416, 171
- Bertoldi, F. & Draine, B. 1996, *ApJ*, 458, 222
- Black, D. & Bodenheimer, P. 1975, *ApJ*, 199, 619
- Black, J. H. & van Dishoeck, E. F. 1987, *ApJ*, 322, 412
- Bresolin, F. & Kudritzki, R. P. 2004, in *Origin and Evolution of the Elements*, ed. A. McWilliam & M. Rauch, 286--+
- Burton, M. G., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1990, *ApJ*, 365, 620
- Cappa, C., Goss, W. M., & van der Hucht, K. A. 2004, *AJ*, 127, 2885
- Cappa, C. E., Goss, W. M., Niemela, V. S., & Ostrov, P. G. 1999, *AJ*, 118, 948
- Cappa, C. E., Rubio, M., & Goss, W. M. 2001, *AJ*, 121, 2664
- Capriotti, E. R. & Kozminski, J. F. 2001, *PASP*, 113, 677
- Castor, J., McCray, R., & Weaver, R. 1975a, *ApJL*, 200, L107
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975b, *ApJ*, 195, 157
- Chiappini, C., Romano, D., & Matteucci, F. 2003, *MNRAS*, 339, 63

- Chiosi, C. & Maeder, A. 1986, *ARA&A*, 24, 329
- Chu, Y. 2003, in *IAU Symposium #212, A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova*, ed. K. van der Hucht, A. Herrero, & C. Esteban, 585–+
- Churchwell, E. 1999, in *NATO ASIC Proc. 540: The Origin of Stars and Planetary Systems*, 515–+
- Conti, P. S. 1976, *Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege*, 9, 193
- Conti, P. S. & Blum, R. D. 2002, *ApJ*, 564, 827
- Crowther, P. A. 2004a, in *EAS Publications Series*, 1–20
- Crowther, P. A. 2004b, in *EAS Publications Series*, 119–140
- Crowther, P. A. 2004, *astro-ph/0410016*
- Crowther, P. A. 2005, in *IAU Symposium #227, Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, ed. R. Cesaroni, E. Churchwell, M. Felli, & C. M. Walmsley
- Crowther, P. A. & Conti, P. S. 2003, *MNRAS*, 343, 143
- Dalgarno, A. & McCray, R. A. 1972, *ARA&A*, 10, 375
- de Jong, T., Dalgarno, A., & Boland, W. 1980, *A&A*, 91, 68
- de Pree, C. G., Rodriguez, L. F., & Goss, W. M. 1995, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 31, 39
- Diaz-Miller, R. I., Franco, J., & Shore, S. N. 1998, *ApJ*, 501, 192
- Draine, B. & Bertoldi, F. 1996, *ApJ*, 468, 269
- Draine, B. T. & Bertoldi, F. 1999, in *The Universe as seen by ISO*, ed. P. Cox & M. F. Kessler, Vol. 427, 553
- Draine, B. T. & Bertoldi, F. 2000, in *Molecular Hydrogen in Space*, ed. F. Combes & G. P. des Forêts, 131
- Dray, L. M. & Tout, C. A. 2003, *MNRAS*, 341, 299
- Dray, L. M., Tout, C. A., Karakas, A. I., & Lattanzio, J. C. 2003, *MNRAS*, 338, 973
- Duley, W. W. & Williams, D. A. 1986, *MNRAS*, 223, 177
- Dyson, J. E. 1973, *A&A*, 23, 381
- Dyson, J. E. & deVries, J. 1972, *A&A*, 20, 223
- Esteban, C., García-Rojas, J., Peimbert, M., et al. 2005, *ApJ*, 618, L95

- Esteban, C., Vilchez, J. M., Manchado, A., & Edmunds, M. G. 1990, *A&A*, 227, 515
- Federman, S. R., Glassgold, A. E., & Kwan, J. 1979, *ApJ*, 227, 466
- Ferland, G. J. 2001, *PASP*, 113, 41
- Field, G. B., Somerville, W. B., & Dressler, K. 1966, *ARA&A*, 4, 207
- Foellmi, C., Moffat, A., & Guerrero, M. 2003, *MNRAS*, 338, 1025
- France, K. & McCandliss, S. R. 2005, *ApJ*, 629, L97
- Freyer, T., Hensler, G., & Yorke, H. W. 2003, *ApJ*, 594, 888
- Freyer, T., Hensler, G., & Yorke, H. W. 2006, *ApJ*, in press
- Fuente, A., Martín-Pintado, J., Rodríguez-Fernández, N. J., Cernicharo, J., & Gerin, M. 2000, *A&A*, 354, 1053
- Fuente, A., Martín-Pintado, J., Rodríguez-Fernández, N. J., et al. 1999, *ApJ*, 518, L45
- Garay, G., Rodríguez, L. F., Moran, J. M., & Churchwell, E. 1993, *ApJ*, 418, 368
- Garcia, M. & Bianchi, L. 2004, *ApJ*, 606, 497
- García-Segura, G., Langer, N., & MacLow, M.-M. 1996a, *A&A*, 316, 133
- García-Segura, G., MacLow, M.-M., & Langer, N. 1996b, *A&A*, 305, 229
- Gerin, M., Phillips, T. G., Keene, J., Betz, A. L., & Boreiko, R. T. 1998, *AJ*, 500, 329
- Gorti, U. & Hollenbach, D. 2002, *ApJ*, 573, 215
- Gry, C., Boulanger, F., Nehmé, C., et al. 2002, *A&A*, 391, 675
- Habart, E., Abergel, A., Walmsley, C. M., Teyssier, D., & Pety, J. 2005, *A&A*, 437, 177
- Hayashi, M., Hasegawa, T., Gatley, I., Garden, R., & Kaifu, N. 1985, *MNRAS*, 215, 31
- Heger, A., Fryer, C. L., Woosley, S. E., Langer, N., & Hartmann, D. H. 2003a, *ApJ*, 591, 288
- Heger, A., Woosley, S. E., Fryer, C. L., & Langer, N. 2003b, in *From Twilight to Highlight: The Physics of Supernovae*, 3–+
- Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., et al. 2002, *A&A*, 381, 941
- Heydari-Malayeri, M. & Testor, G. 1986, *A&A*, 162, 180
- Hill, J. K. & Hollenbach, D. J. 1978, *ApJ*, 225, 390
- Hirschi, R., Meynet, G., & Maeder, A. 2004, *A&A*, 425, 649
- Hirschi, R., Meynet, G., & Maeder, A. 2005, *A&A*, 433, 1013

- Hollenbach, D., Johnstone, D., Lizano, S., & Shu, F. 1994, *ApJ*, 428, 654
- Hollenbach, D. & McKee, C. F. 1979, *ApJ SS*, 41, 555
- Hollenbach, D. & Salpeter, E. E. 1971, *ApJ*, 163, 155
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. 1999, *Reviews of Modern Physics*, 71, 173
- Hollenbach, D. J., Werner, M. W., & Salpeter, E. E. 1971, *ApJ*, 163, 165
- Iglesias, C., Rogers, F., & Wilson, B. 1992, *ApJ*, 397, 717
- Jaffe, D. T., Zhu, Q., Lacy, J. H., & Richter, M. 2003, *ApJ*, 596, 1053
- Keto, E. 2002, *ApJ*, 580, 980
- Kingsburgh, R. L., Barlow, M. J., & Storey, P. J. 1995, *A&A*, 295, 75
- Kothes, R. & Kerton, C. R. 2002, *A&A*, 390, 337
- Krtička, J. & Kubát, J. 2004, *A&A*, 417, 1003
- Kudritzki, R. P. 2002, *ApJ*, 577, 389
- Kudritzki, R. P., Pauldrach, A. W. A., Puls, J., et al. 1989, *A&A*, 219, 205
- Kumar, M. S. N., Fernandes, A. J. L., Hunter, T. R., Davis, C. J., & Kurtz, S. 2003, *A&A*, 412, 175
- Kunth, D. & Sargent, W. L. W. 1986, *ApJ*, 300, 496
- Kurtz, S., Churchwell, E., & Wood, D. O. S. 1994, *ApJS*, 91, 659
- Kurtz, S. & Franco, J. 2001, *astro-ph/0111351*
- Langer, N., Hamann, W.-R., Lennon, M., et al. 1994, *A&A*, 290, 819
- Lasker, B. 1967, *ApJ*, 149, 23
- Lasker, B. M. 1966, *ApJ*, 143, 700
- Leitherer, C., Robert, C., & Drissen, L. 1992, *ApJ*, 401, 596
- Lemaire, J. L., Field, D., Gerin, M., et al. 1996, *A&A*, 308, 895
- Levenson, N. A., Graham, J. R., McLean, I. S., et al. 2000, *ApJ*, 553, L53
- Levermore, C. & Pomraning, G. 1981, *ApJ*, 248, 321
- Lucy, L. B. & Solomon, P. M. 1970, *ApJ*, 159, 879
- Luhman, K. L., Engelbracht, C. W., & Luhman, M. L. 1998, *AJ*, 499, 799

- Maeder, A., Meynet, G., & Hirschi, R. 2004, astro-ph/0408320
- Maeder, A., Meynet, G., & Hirschi, R. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 3–+
- Marston, A. P. 1996, *ApJ*, 112, 2828
- Massey, P. 2003, *ARA&A*, 41, 15
- Massey, P., Bresolin, F., Kudritzki, R. P., Puls, J., & Pauldrach, A. W. A. 2004, *ApJ*, 608, 1001
- Massey, P. & Olsen, K. A. G. 2003, *AJ*, 126, 2867
- Massey, P., Puls, J., Pauldrach, A. W. A., et al. 2005, *ApJ*, 627, 477
- Matthews, W. G. 1965, *ApJ*, 142, 1120
- Matzner, C. D. 2002, *ApJ*, 566, 302
- McKee, C. F. & Tan, J. C. 2002, *Nature*, 416, 59
- Nazé, Y., Chu, Y.-H., Guerrero, M. A., et al. 2002, *AJ*, 124, 3325
- Nelan, E. P., Walborn, N. R., Wallace, D. J., et al. 2004, *AJ*, 128, 323
- O'Dell, C. R. 2001, *ARA&A*, 39, 99
- Omukai, K. & Inutsuka, S. 2002, *MNRAS*, 332, 59
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (University Science Books)
- Palacios, A., Meynet, G., Vuissoz, C., et al. 2005, *A&A*, 429, 613
- Pauldrach, A., Puls, J., & Kudritzki, R. P. 1986, *A&A*, 164, 86
- Penston, M. V. 1970, *AJ*, 162, 771
- Pikel'ner, S. B. 1968, *Ap L*, 2, 97
- Pikel'ner, S. B. & Shcheglov, P. V. 1969, *AJ*, 12, 757
- Puls, J., Kudritzki, R. P., Herrero, A., et al. 1996, *A&A*, 305, 171
- Raymond, J. C. & Smith, B. W. 1977, *ApJS*, 35, 419
- Relaño, M. & Beckman, J. E. 2005, *A&A*, 430, 911
- Rentsch-Holm, I. 1997, *Kohlenmonoxid in den zirkumstellaren Scheiben junger A-Sterne* (Universität Kiel, Dissertation)
- Rizzo, J. R. & Martín-Pintado, J. 2001, in *The Promise of the Herschel Space Observatory*, ed. G. L. Pilbratt, J. Cernicharo, A. M. Heras, T. Prusti, & R. Harris, Vol. 460, 487–490

- Rizzo, J. R., Martín-Pintado, J., & Desmurs, J.-F. 2003, *A&A*, 411, 465
- Rizzo, J. R., Martín-Pintado, J., & Mangum, J. G. 2001, *A&A*, 366, 146
- Roger, R. S. & Dewdney, P. E. 1992, *ApJ*, 385, 536
- Rozyczka, M. 1985, *A&A*, 143, 59
- Sarazin, C. & White, R. 1987, *ApJ*, 320, 32
- Schaller, G. et al. 1992, *A&AS*, 96, 269
- Scheffler, H. & Elsässer, H. 1990, *Physik der Sterne und der Sonne*, Vol. 2 (BI-Wiss.-Verlag)
- Seaton, M. J., Yan, Y., Mihalas, D., & Pradhan, A. K. 1994, *MNRAS*, 266, 805
- Sellgren, K., Werner, M. W., & Dinerstein, H. L. 1992, *AJ*, 400, 238
- Shu, F. H. 1992, *The Physics of Astrophysics - Volume II: Gas Dynamics* (University Science Books)
- Shull, J. M. 1978, *ApJ*, 219, 877
- Soker, N. 1990, *AJ*, 99, 1869
- Spitzer, L. J. 1948, *ApJ*, 107, 6
- Springmann, U. W. E. & Pauldrach, A. W. A. 1992, *A&A*, 262, 515
- St-Louis, N., Doyon, R., Chagnon, F., & Nadeau, D. 1998, *AJ*, 115, 2475
- Stecher, T. P. & Williams, D. A. 1967, *ApJL*, 149, L29
- Stone, J. & Norman, M. 1992a, *ApJ SS*, 80, 753
- Stone, J. & Norman, M. 1992b, *ApJ SS*, 80, 791
- Störzer, H., Zielinsky, M., Stutzki, J., & Sternberg, A. 2000, *A&A*, 358, 682
- Stothers, R. & Chin, C. W. 2000, *ApJ*, 540, 1041
- Tan, J. C. & McKee, C. F. 2002, in *ASP Conf. Ser. 267: Hot Star Workshop III: The Earliest Phases of Massive Star Birth*, 267–+
- Tielens, A. G. G. M. & Hollenbach, D. 1985a, *ApJ*, 291, 722
- Tielens, A. G. G. M. & Hollenbach, D. 1985b, *ApJ*, 291, 747
- Timmermann, R., Bertoldi, F., Wright, C. M., et al. 1996, *A&A*, 315, L281
- Townsley, L. K., Feigelson, E. D., Montmerle, T., et al. 2003, *ApJ*, 593, 874

- Unsöld, A. & Baschek, B. 1999, *Der neue Kosmos: Einführung in die Astronomie und Astrophysik*, Vol. 6 (Springer)
- van der Hucht, K. A., Hidayat, B., Admiranto, A. G., Supelli, K. R., & Doom, C. 1988, *A&A*, 199, 217
- Vandervoort, P. O. 1963, *ApJ*, 138, 426
- Vandervoort, P. O. 1964, *ApJ*, 139, 889
- Vink, J. S. & de Koter, A. 2005, *A&A*, 442, 587
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2000, *A&A*, 362, 295
- Walborn, N. R., Howarth, I. D., Lennon, D. J., et al. 2002, *AJ*, 123, 2754
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, *ApJ*, 218, 377
- Weis, K. 2004, in *Studies of Galaxies in the Young Universe with New Generation Telescope*, 113–116
- Wilson, T. L., Muders, D., Kramer, C., & Henkel, C. 2001, *ApJ*, 557, 240
- Witt, A. N., Stecher, T. P., Boroson, T. A., & Bohlin, R. C. 1989, *ApJ*, 336, L21
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D., & Tielens, A. G. G. M. 1993, *ApJ*, 402, 195
- Wood, D. O. S. & Churchwell, E. 1989a, *ApJ*, 340, 265
- Wood, D. O. S. & Churchwell, E. 1989b, *ApJS*, 69, 831
- Yorke, H. W. 1986a, *ARA&A*, 24, 49
- Yorke, H. W. 1986b, in *Astrophysical Radiation Hydrodynamics*, ed. K. Winkler & M. L. Norman, 141
- Yorke, H. W. 2003, in *Star Formation at High Angular Resolutions*, ed. R. Jayawardhana, M. G. Burton, & T. L. Bourke, Vol. S-221
- Yorke, H. W., Bodenheimer, P., & Laughlin, G. 1993, *ApJ*, 411, 274
- Yorke, H. W. & Kaisig, M. 1995, *Comput. Phys. Commun.*, 89, 29
- Yorke, H. W. & Welz, A. 1996, *A&A*, 315, 555

Erklärung

Diese Dissertationsschrift wurde von mir in Form und Inhalt unter Anleitung von Prof. Dr. G. Hensler und nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Hilfsmittel angefertigt. Sie wurde noch nicht an anderer Stelle ganz oder zum Teil im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegt.

Teile dieser Arbeit wurden bei der Zeitschrift *Astronomy & Astrophysics* zur Veröffentlichung eingereicht.

Kiel, den 08. Dezember 2005

.....
Danica Kröger

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei all denen bedanken, die mir beim Erstellen dieser Arbeit geholfen haben.

Mein erster Dank geht an Gerhard Hensler für die Vergabe des faszinierenden Themas. Bei der gesamten Arbeitsgruppe möchte ich mich für die freundliche Aufnahme und die lehrreichen Diskussionen bedanken. Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei meinem „Büromitbewohner“ Tim Freyer, zum einen für die ständige Diskussionsbereitschaft, aber auch für einen kommentierten und laufenden FORTRAN-Code sowie zahlreiche IDL-Skripte! Bei allen Institutsmitgliedern bedanke ich mich für die tolle Atmosphäre im Institut. Vielen Dank auch an die gute Seele des Instituts, Frau Kuhr und an Holger Boll, der Drucker und Rechneranlage selbst an Wochenenden funktionsfähig hält.

An meinen Mann Michael ein besonderes Dankeschön für die Unterstützung während der gesamten Zeit. Ebenso möchte ich mich bei meinen Eltern für die Ermöglichung des Studiums und die Unterstützung sowie bei meiner Schwester, die auch diese Arbeit Korrektur gelesen hat, bedanken.

Last but not least, vielen Dank an das gesamte Team des Rechenzentrums der Universität für die gute Zusammenarbeit.

Danica Kröger

Persönliche Daten

06.11.1975 in Neumünster geboren
verheiratet

Staatsangehörigkeit deutsch

Ausbildung

08/1986 – 06/1995 Gymnasium (Holstenschule Neumünster)
Abschluss: **Allgemeine Hochschulreife**

10/1995 – 09/2000 Studium Physik und Mathematik, Christian-
Albrechts-Universität zu Kiel

10/2000 – 03/2001 Examensarbeit in Physik

07/2001 Abschlussprüfungen
Abschluss: **Erste Staatsprüfung** für die Laufbahn
der Studienräte an Gymnasien

10/2001 – 02/2006 Promotion zum Thema „Photodissoziation in
Sternentstehungsgebieten“ am Institut für
Theoretische Physik und Astrophysik der Christian-
Albrechts-Universität zu Kiel

seit 10/2003 Teilnahme am Studienkolleg BWL