28. Entwicklung von massereichen Sternen ($M \gtrsim 15\,M_\odot$) mit Massenverlust

Vorbemerkungen (wichtig für die Einschätzung der theoretischen Rechnungen)

- Für $\dot{M}$ werden an empirische Daten angepasste, parametrisierte Beziehungen verwendet, die einen oder mehrere freie Parameter enthalten
- Keine Selbstkonsistenz zwischen der angenommenen Windverlustrate und den stellaren Parametern
- Aufbau und Entwicklung von Sternen hängen in vielen Phasen empfindlich von Details der Vorgeschichte des Massenverlusts ab.

Geben hier nur einen summarischen Überblick. Für eine eingehendere Diskussion siehe : Chiosi, C., Maeder, A.: 1986, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 24, 329

28.1. Das zentrale Wasserstoffbrennen

Die wichtigsten Effekte von Massenverlust:

- Mit $\dot{M} < 0$ ⇝ T_c steigt während des zentr. Wasserstoffbrennens langsamer als mit $M = \text{const.}$ ⇝ Masse des konvektiven Kerns M_{cc} schrumpft schneller. Trotzdem ist $q_c = M_{cc}(t)/M(t)$ in Sternen mit Massenverlust grösser als in Sternen ohne.
- Da M_{cc} geringer ist, haben Sterne mit $\dot{M} < 0$ eine geringere Leuchtkraft als solche mit $\dot{M} = 0$. Je grösser $|\dot{M}|$, desto geringer L. Jedoch sind Sterne mit $\dot{M} < 0$ immer überleuchtkräftig für ihre Masse (wegen grösserem q_{cc}, vgl. verallg. Hauptreihen, Abschnitt 26.1).
- Massenverlust reduziert die Ausdehnung von Zonen mit Semikonvektion und von intermediären Konvektionszonen. Erst bei sehr grossen $|\dot{M}|$ verschwinden sie aber ganz.
- Die HR-Lebensdauer wächst mit $|\dot{M}|$ (da L geringer ist, und obwohl auch M_{cc} kleiner ist).

- Für mässig grosse $|\dot{M}|$ wird die HR breiter (wegen des grösseren q_c). Bei sehr grossen $|\dot{M}|$ gelangt ursprüngl. H-brennendes Material an die Oberfläche → HR wird enger, weil H↓ und He↑ (Sterne werden heisser, vgl. verallg. Hauptreihen, Abschnitt 26.1.)

- Massenverlust verändert die Form der Isochronen. → Für gegebene (L, T_{eff}) des Abknickpunkts von der HR ergibt sich ein geringeres Alter.

- Die Masse des He-Kerns am Ende des zentralen H-Brennens ist kleiner als in Modellen mit $M = \text{const}$.

28.2. Das zentrale Heliumbrennen

▶ Bei Entwicklung mit $\dot{M} < 0$: Sterne mit zentralem He-Brennen haben anscheinend erratische Position im HRD

Grund: kleine Änderungen im inneren Aufbau bewirken grosse Verschiebungen im HRD (vor allem in T_{eff}).

▶ Effekte, welche die Lage eines He-brennenden Sterns beeinflussen:

α) klassisches Spiegelungsprinzip (Kontraktion des Kerns → Expansion der Hülle → T_{eff}↓, Stern wandert im HRD nach rechts)

β) Zunahme von q_c durch Schalenbrennen (M_{He}↑) und Massenverlust (M↓). Für $q_c \lesssim 0.2 \cdots 0.3$ $\partial T_{eff}/\partial q_c < 0$; → je grösser q_c desto kleiner T_{eff}, für $0.3 \lesssim q_c \lesssim 0.8$ an der HL, für $q_c \gtrsim 0.8$ $\partial T_{eff}/\partial q > 0$, Modelle mit q_c↑ wandern weg von der HL (vgl. dazu Verallgemeinerte HR, Abschnitt 26.2)

γ) Homogenisierung der Hülle durch intermediäre Konvektionszonen (so vorhanden): → Tendenz zu höherem T_{eff}

δ) Hohes L/M begünstigt grossen Radius

ε) Verlauf der chemischen Zusammensetzung im Bereich der H-Schalenquelle beeinflusst die Schleifenbewegung im HRD. (→ Lauterborn, Refsdal, Weigert: 1971, Astron. Astrophys. 10, 97).

a) Entwicklung von Sternen mit $M \gtrsim 60 M_\odot$:

Verlust der H-reichen Hülle während der HR-Phase. → praktisch nackter He-Kern am Ende des zentr. H-Brennens → keine Entwicklung zu den roten Überriesen (RSG) (→ verallg. HR für grosses q, Abschnitt 26.2.), dafür drastisch veränderte chemische Zusammensetzung an der Oberfläche: H↓, He↑, ^{14}N↑, ^{12}C↓, ^{16}O↓ (→ WR-Stern).

b) Entwicklung von Sternen mit $25 M_\odot \lesssim M \lesssim 60 M_\odot$:

Massenverlust während des zentr. H-Brennens zu klein, um die ganze H-reiche Hülle zu entfernen. → zuerst Entwicklung zur HL (verallg. HR, $q_c \lesssim 0.8$), dort He-Brennen und starker Massenverlust → q_c↑ → Entwicklung weg von der HL zu höherer T_{eff} (verallg. HR, $q_c \gtrsim 0.8$)

Details stark von $\tau_{\dot{M}}/\tau_{He}$ abhängig!

- rel. geringer Massenverlust ($\tau_{\dot{M}} > \tau_{He}$): Stern bleibt an der HL (möglicherweise mit einer Schleife zu höheren T_{eff})
- starker Massenverlust ($\tau_{\dot{M}} < \tau_{He}$): Stern verliert seine Hülle auf dem Weg zur HL, kehrt um zu höherem T_{eff} bevor er die HL erreicht (für $40 M_\odot \lesssim M \lesssim 60 M_\odot$) → Entwicklung zu WR-Stern

▶ $\dot{M}$ auf der HR begünstigt Entwicklung zur HL. Dort hohes $\dot{M}$ → bewirkt Verkürzung der Phase an der HL, begünstigt Entwicklung weg von der HL zu den blauen Überriesen (BSG) und WR-Sternen.

c) Entwicklung von Sternen mit $M \lesssim 25 M_\odot$:

Massenverlust auf der HR unbedeutend. → Entwicklung an die HL (verallg. HR, $q_c \gtrsim 0.2$), Schleifenbewegung (je nach dem).

▶ Massenverlust reduziert die Ausdehnung der Schleifen (durch höheres q, siehe Lauterborn, Refsdal, Weigert (1971)). Starker Massenverlust unterdrückt die Schleifen ganz.

▶ Die Masse des He-Kerns nach dem zentr. H-Brennen (während des H-Schalen- / zentr. He-Brennens) hängt vom Konvektionskriterium ab!

- mit Schwarzschild-Kriterium : $\nabla_r \leq \nabla_a$

  $\exists$ Konvektionszone oberhalb der H-Schalenquelle, welche diese mit Brennstoff versorgt. → H-Schalenquelle wandert nicht nach aussen, M_{He} wächst nicht.

- mit Ledoux-Kriterium : $\nabla_r \leq \nabla_a + \nabla_\varphi$

  $\exists$ nur kleine (oder keine) intermediäre Konvektionszone. → H-Schalenquelle wird nicht mit neuem Brennstoff versorgt und wandert daher nach aussen. → M_{He} wächst

28.3. Entwicklung nach dem zentralen Helium-Brennen

Diese Phase (hauptsächlich ^{12}C-Brennen) ist so kurz (typisch $10^2 \ldots 10^3$ Jahre), dass Massenverlust die Entwicklung nicht mehr wesentlich beeinflusst. (Entwicklung der Zentralwerte, z.B. im ϱ_c-T_c-Diagramm praktisch unabhängig von $\dot{M}$). $\forall$ betrachteten M und $\dot{M}$ endet die Entwicklung mit dem Kollaps des Zentralgebiets (Supernova).

28.4. Zusammenfassendes Entwicklungsschema

a) $M \gtrsim 60\,M_\odot$:

Farbentwicklung im HRD: bleibt immer blau

(Spektral-) Typ : $\underbrace{\text{O-Of}}_{\text{HR}}$ – $\underbrace{\text{BSG und LBV – WN – WC – (WO)}}_{\text{zentr. He-Brennen}}$ – SN

Entwicklungsphase : HR zentr. He-Brennen

b) $25M_\odot \lesssim M \lesssim 60M_\odot$:

Farbentwicklung im HRD: blau – rot – blau

(Spektral-) Typ : $\underbrace{\text{O}}_{\text{HR}}$ – $\underbrace{\text{BSG–YSG/RSG}}_{\text{zentr. He-Brennen}}$ – WN–(WC)–SN : $\dot{M}$ gross; SN : $\dot{M}$ klein

Entwicklungsphase : HR zentr. He-Brennen

c) $M \lesssim 25\,M_\odot$:

Farbentwicklung im HRD: blau – rot – (gelb – rot)

(Spektral-) Typ : $\underbrace{\text{O}}_{\text{HR}}$ – $\underbrace{\text{(BSG)–RSG–YSG/Cepheïde–RSG}}_{\text{zentr. He-Brennen/Schleifen}}$ – SN

Entwicklungsphase : HR zentr. He-Brennen/Schleifen

Abkürzungen: BSG = blue supergiant = blauer Überriese
YSG = yellow supergiant = gelber "
RSG = red supergiant = roter "
LBV = luminous blue variables = leuchtkräftige blaue Variable (Hubble-Sandage-Variable)
WN, WC, WO = Wolf-Rayet-Sterne der N-, C-, O-Sequenz
SN = Supernova

28.5. Vergleich mit Beobachtungen

Die wichtigsten Beobachtungsbefunde: (vgl. dazu das HRD der massereichen Sterne in galaktischen Haufen und Assoziationen der Sonnenumgebung sowie die HRDs der hellsten Sterne der LMC und SMC)

- $\exists$ O- und B-Sterne mit $-12 \lesssim M_{bol} \lesssim -10 \;\hat{=}\; 10^6 \lesssim L/L_\odot \lesssim 6\,10^6$
- $\exists$ keine Sterne mit späterem Spektraltyp, die so hell sind
- Max(L) nimmt mit T_{eff} ab. Für B3 ... M: $M_{bol} > -9.5 \;\hat{=}\; L \lesssim 10^6 L_\odot$
- $\exists$ keine sehr hellen roten Überriesen ($M_{bol} \lesssim -10$)
- die besondere Lage der LBV und WR-Sterne im HRD

Diskrepanzen zwischen theor. Rechnungen und Beobachtungen:

- $\exists$ zu wenige helle O-Sterne in der Nähe der ZAMS mit $M_{bol} \lesssim -8$ $\hat{=}$ $M \gtrsim 30 M_\odot - 40 M_\odot$
- gemessen an der Zahl der entwickelten Sterne gibt es generell zu wenige Sterne in der Nähe der ZAMS
- rel. Häufigkeiten der BSG, YSG und RSG kann durch die theor. Rechnungen nicht befriedigend dargestellt werden.

▶ theoretische Rechnungen mit realistischem Massenverlust können unter den bisher getroffenen Annahmen nicht alle Beobachtungsbefunde befriedigend wiedergeben.

Ein wesentliches Element scheint noch zu fehlen. Welches?

möglicherweise konvektives Überschiessen !?

ENTWICKLUNG MASSEREICHER STERNE MIT MASSENVERLUST

Aus: Maeder, A.: 1981, Astron. Astrophys. 99, 97

Maeder, A.: 1982, Astron. Astrophys. 102, 401

Massenverlustraten

$$-\dot{M}(M_\odot/a) = K\,(L/L_\odot)^{\alpha}$$

Für HR-Sterne: $\alpha = 1.1$;
$K = 1.35\ 10^{-12}$ (B) ; $K = 2.70\ 10^{-12}$ (C)

Für Überriesen B, A, F (von der HR bis $T_{eff} = 6000\,K$) : $\alpha = 1.2$;
$K = 1.0\ 10^{-12}$ (B); $K = 2\ 10^{-12}$ (C)

Für rote Überriesen: $\alpha = 1.3$
$K = 0.73\ 10^{-11}$ (B) ; $K = 1.45\ 10^{-11}$ (C)

Für Wolf-Rayet-Sterne: $\alpha = 0$
$K = 4\ 10^{-5}$ (B und C)

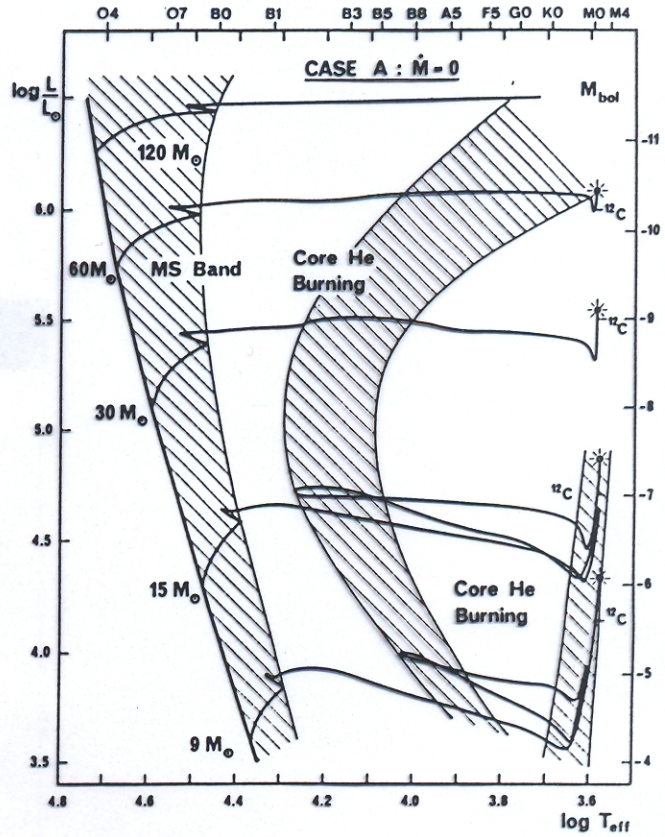


Fig. 2. The HR diagram for evolution at constant mass with initial composition $X = 0.70$, $Z = 0.03$. The hatched areas represent the main phases of slow H- and He-nuclear burning. The "shiny dots" represent the location of the pre-supernova models. The beginning of the central ^{12}C burning phase is indicated by a small slash on the tracks. The indicated calibration of spectral types is that given by Humphreys (1978); for K and M types Piccirilo et al.'s (1981) calibration is used

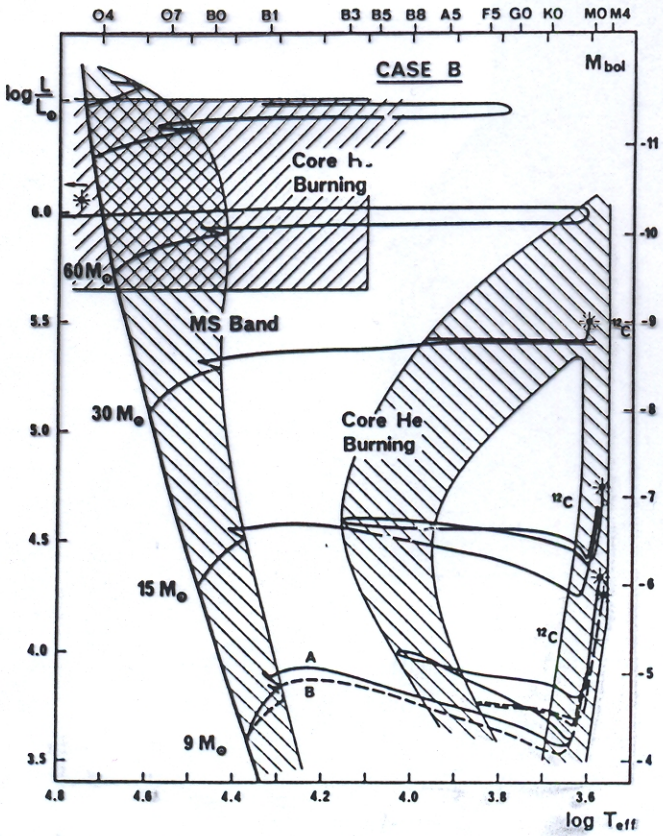


Fig. 3. The HR diagram for evolution with mass loss, case *B* (intermediate). Same remarks as for Fig. 2

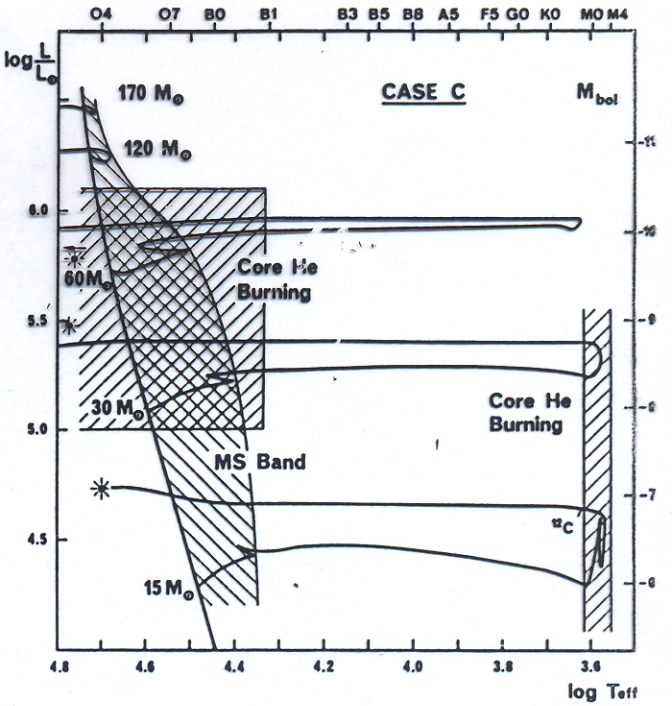


Fig. 4. The HR diagram for evolution with mass loss, case *C* (strong). Same remarks as for Fig. 2

ENTWICKLUNG VON MASSEREICHEN STERNEN MIT MASSENVERLUST

Aus: Maeder, A.: 1981, Astron. Astrophys. 99, 97

M= 60 M⊙

A

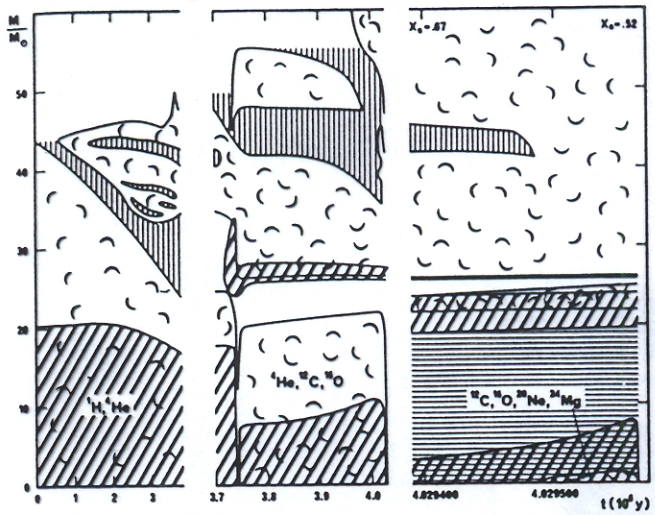


Fig. 1. "A la Kippenhahn" representation of the structure of a 60 $M_\odot$ without mass loss (case A) as a function of time. The H-, He-, and C-burning phases are separated. Cloudy regions are fully convective zones according to Schwarzschild's criterion. Heavy diagonal hatchings mark zones where the nuclear energy production rates are higher than 10^3 erg g^{-1} s^{-1}. Vertically hatched zones are zones of variable hydrogen and helium contents: horizontally hatched zones represent zones of variable ^{12}C, ^{16}O, and ^{20}Ne contents, X_s mean surface content in hydrogen

B

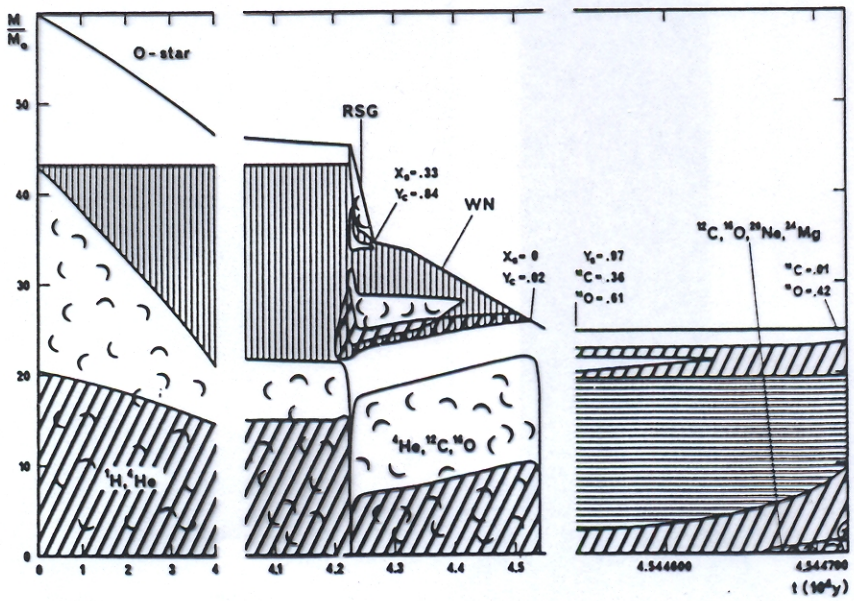


Fig. 2. Same as Fig. 1 for a 60 $M_\odot$ model with mass loss (case B). The evolution of the surface of the star is indicated, as well as the observable status of the star: O-star, red supergiant and Wolf-Rayet star of type WN. X_s and Y_s mean surface hydrogen and helium contents respectively, Y_c is the central helium content. Central abundances in ^{12}C and ^{16}O are also indicated

C

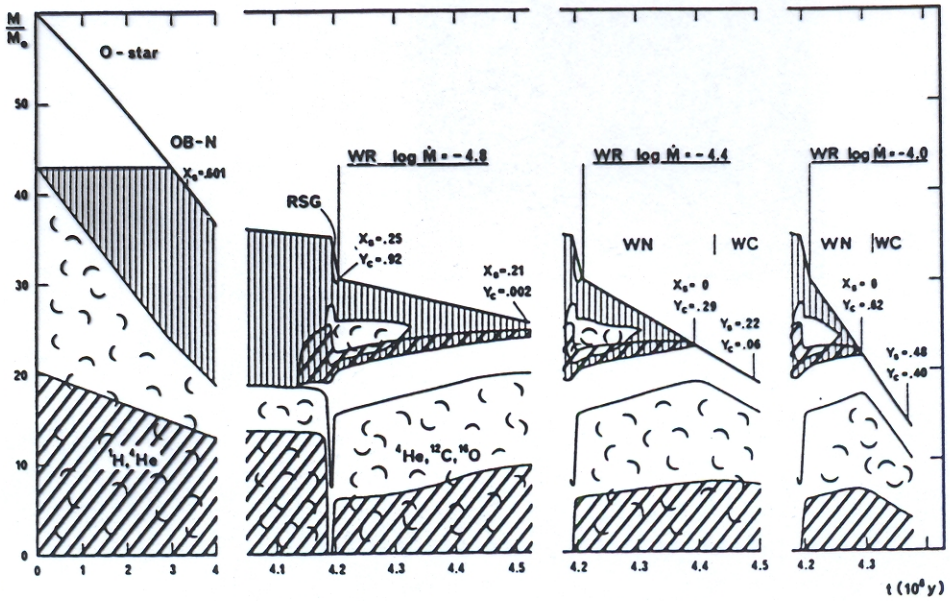


Fig. 3. S' me as Fig. 1 and 2 for a 60 $M_\odot$ model with mass loss (case C). Three cases of evolution with different mass loss rates during the WR stage are studied in the helium-burning phase. The transition from Wolf-Rayet stars of type WN–WC is indicated

ENTWICKLUNG VON MASSEREICHEN STERNEN MIT MASSENVERLUST

Rechnungen ohne konvektives Überschiessen (aus: Maeder, A.: ~~1986~~, 1987, ~~preprint~~) Astron. Astrophys. 173, 247)

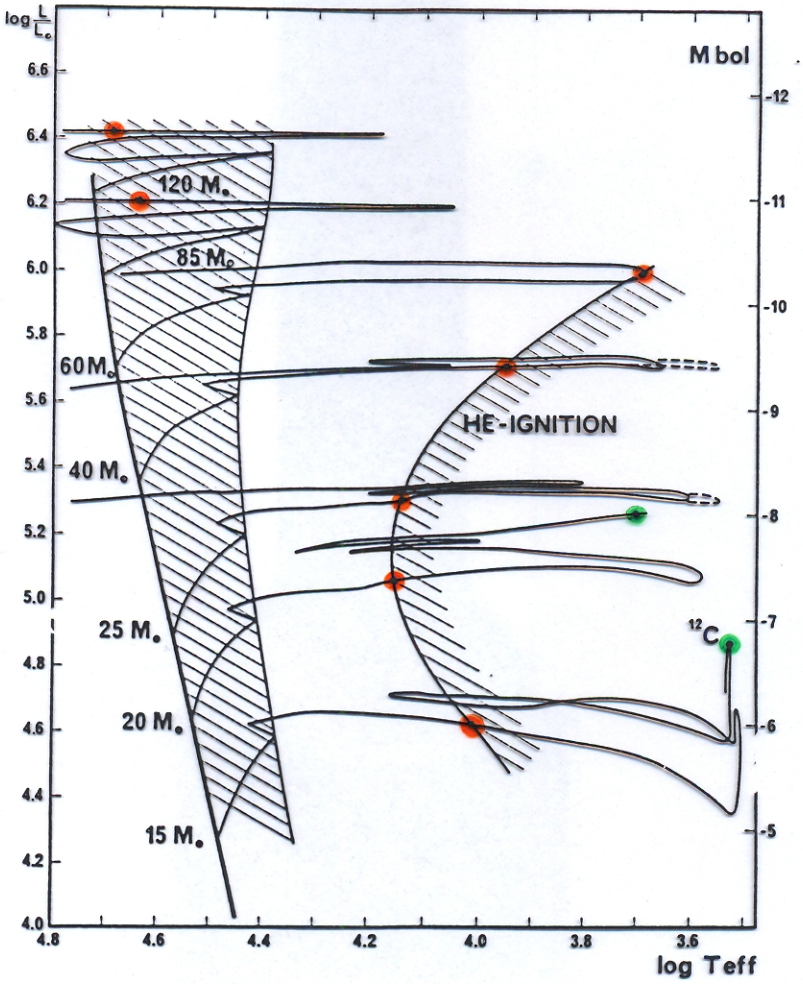


Figure 3 Evolutionary tracks in the HR diagram of massive stars with initial composition $X = 0.73$, $Z = 0.02$ evolved with mass loss by stellar winds. The hatched areas indicate the main sequence band and the beginning of He-burning, which is spent according to the repartition given in the last two columns of Table 2. The first dot along each track indicates the beginning of the He-burning phase. The second dot (if present) indicates the beginning of the C-burning phase. The mass loss rates for OB stars are from Garmany et al. (98); for red supergiants, the expression by Schönberner (225) scaled on the results by van der Hucht et al. (112) is used; and for WR stars, results by Barlow et al. (24) and Nussbaumer et al. (202) are adopted. These models were computed with Schwarzschild's criterion for convection and no convective overshooting. The evolutionary tracks indicated by the solid lines have been computed with mixing length in the outer convection equal to 0.3 × density scale height (171). The dashed lines show the effect of a different treatment of the outer convection (that is, of a mixing length equal to 1.5 × pressure scale height).

ENTWICKLUNG VON MASSEREICHEN STERNEN MIT MASSENVERLUST

Rechnungen ohne konvektives Überschiessen (aus: Maeder, A.:1987, Astron. Astrophys., 173, 247)

Chemische Zusammensetzung an der Sternoberfläche als Funktion des Sternalters

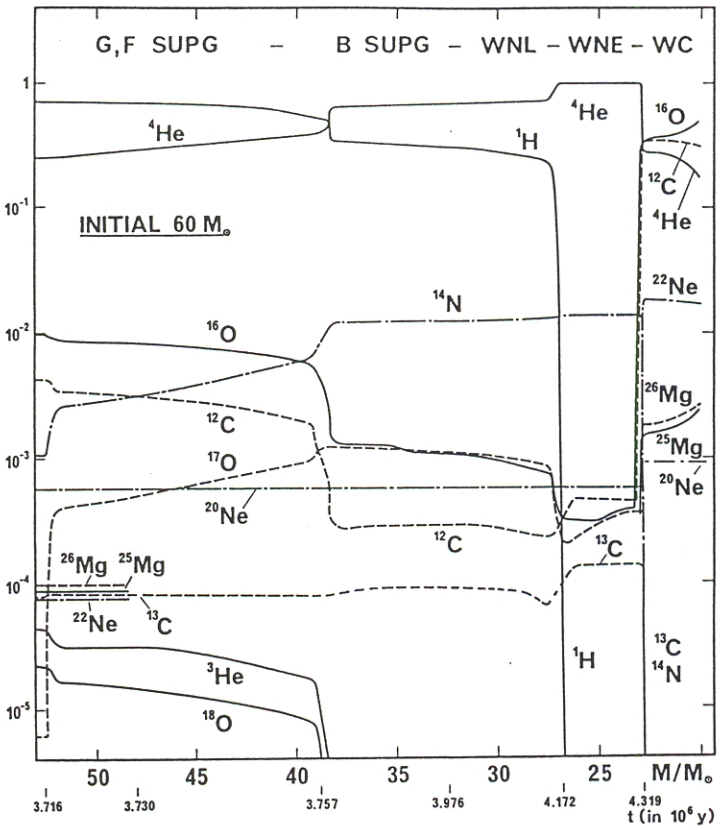


Fig. 2

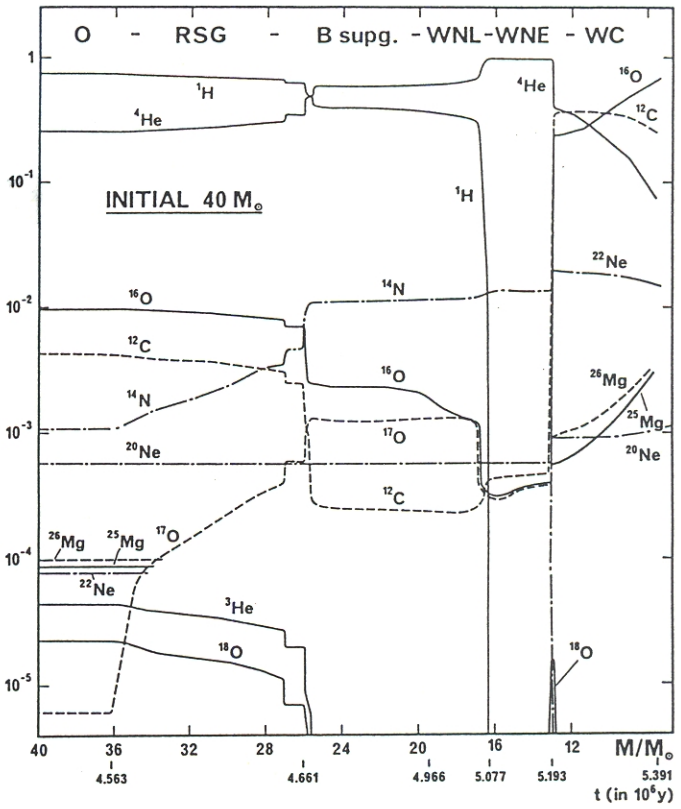


Fig. 3

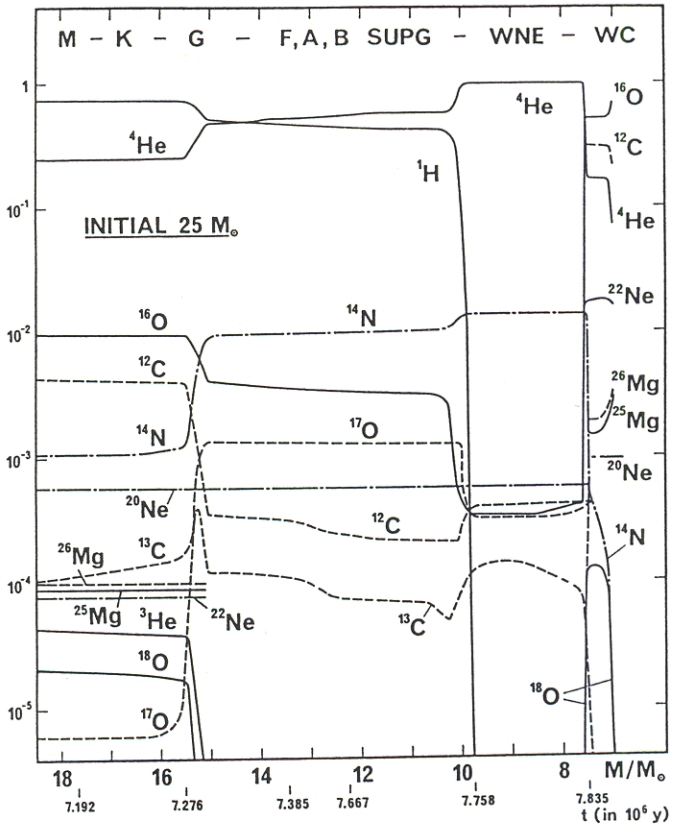


Fig. 4

Fig. 2. Evolution of surface abundances for an initial 60 $M_\odot$ model in terms of the remaining mass in the star and in terms of age. The corresponding evolutionary stages are indicated at the top of the figure. For ^{25}Mg, ^{26}Mg, ^{22}Ne, only the initial cosmic abundances and the changes in the WC stage are shown (see text)

Fig. 3. Evolution of surface abundances for an initial 40 $M_\odot$ model in terms of the remaining mass in the star and in terms of age. The corresponding evolutionary stages are indicated at the top of the figure. For ^{25}Mg, ^{26}Mg, ^{22}Ne, only the initial cosmic abundances and the changes in the WC stage are shown (see text)

Fig. 4. Evolution of surface abundances for an initial 25 $M_\odot$ model in terms of the remaining mass in the star and in terms of age. The corresponding evolutionary stages are indicated at the top of the figure. For ^{25}Mg, ^{26}Mg, ^{22}Ne only the initial cosmic abundances and the changes in the WC stage are shown (see text)

28.6. Entwicklung mit konvektivem Überschiessen und Massenverlust

a) Was ist konvektives Überschiessen ?

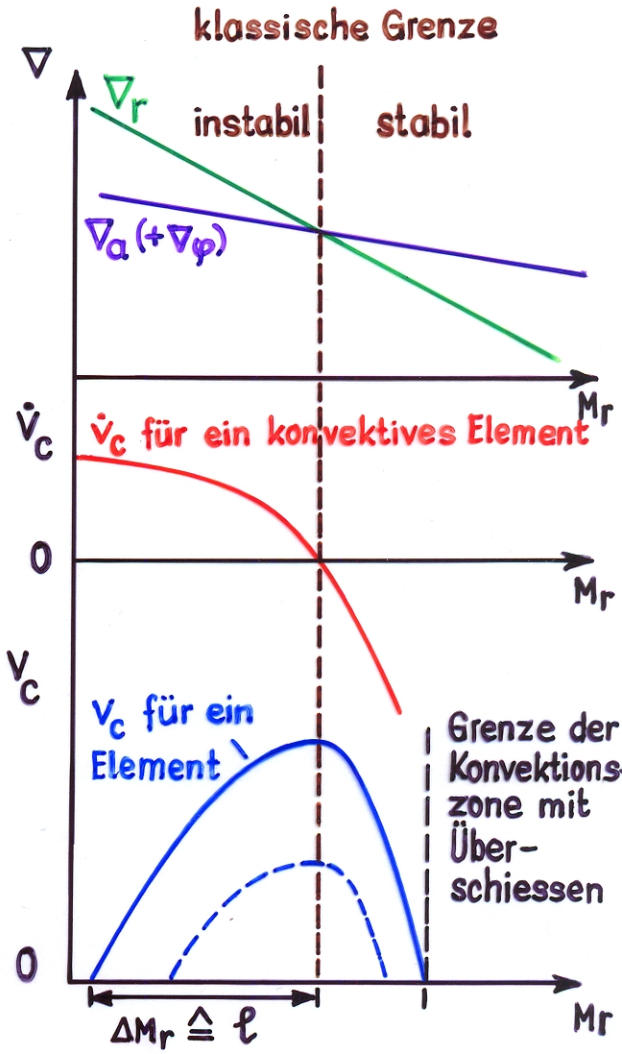
Grenzen der Konvektionszonen waren bisher entweder durch das Schwarzschild-Kriterium

$$\left(\frac{d\ln T}{d\ln P}\right)_r = \nabla_r \leqslant \nabla_a = \left(\frac{d\ln T}{d\ln P}\right)_a$$

oder durch das Ledoux-Kriterium

$$\nabla_r \leqslant \nabla_a + \nabla_\varphi \quad , \nabla_\varphi = -\frac{\varphi H_P}{\delta}\frac{d\ln\mu}{dr}$$

festgelegt (→ Abschnitt 7)



▶ Bedeutung dieser Kriterien: Verschwinden der Auftriebskräfte, d.h. $\dot{V}_c = 0$, aber nicht $V_c = 0$!

▶ Überschiessen: Grenze der Konvektionszone bei $V_c = 0$ liegt im stabilen Gebiet.

▶ Wo $V_c = 0$ ist, hängt von V_c ($\nabla_a + \nabla_\varphi = \nabla_r$) ab! Wenn Mischungswegtheorie (→ Abschnitt 8) verwendet wird, so ist $M_r(V_c = 0)$ vom Mischungsweg ℓ abhängig. (→ z.B. Maeder, A.: 1975, Astron. Astrophys. 40, 303 ; Maeder, A.: 1976, Astron. Astrophys. 47, 384).

▶ Konsequenz des Überschiessens: Die Masse des konvektiven Kerns wird grösser, um wieviel hängt jedoch von einem freien Parameter (z.B. ℓ) ab.

b) Ergebnisse numerischer Rechnungen (Maeder, A.: 1987, mit $\ell/H_P = 0.25$)

- ∃ signifikant grösseren konvektiven Kern.
- intermediäre Konvektionszonen und Semikonvektion treten nicht auf (gilt sowohl für $\dot{M} = 0$ als auch $\dot{M} < 0$)
- Die Sterne werden heller. (L↑ wegen M_{cc}↑ , → verallg. HR, Abschnitt 26.1.)

- die HR-Lebenszeit wird verlängert (M_{cc} wächst stärker als L)
- für Sterne mit $25 M_\odot \lesssim M \lesssim 60 M_\odot$ wird das HR-Band gegen niedrigere T_{eff} hin breiter
- die Dauer des He-Brennens bleibt nahezu unverändert
- zentrales He-Brennen links der HR für Sterne mit $M \gtrsim 40 M_\odot$ und vorwiegend an der HL für Sterne mit $M \lesssim 40 M_\odot$, Schleifen werden fast vollständig unterdrückt (wegen höherem q_c)

▶ Insgesamt bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungen (vor allem was die rel. Häufigkeit von BSG, YSG und RSG und die Lage der He-brennenden Sterne im HRD betrifft).

28.7. Wolf-Rayet-Sterne

a) Beobachtete Eigenschaften

- Spektren zeigen starke Emissionslinien. Je nach dem welche Linien auftreten unterscheidet man folgende Spektralklassen:

  WN : Emissionslinien von He und N, praktisch keine von C

  WN < WNL ≙ WN6–WN9 : haben noch H in der Atmosphäre
  WN < WNE ≙ WN2–WN6 : zeigen keine H-Linien mehr

  WC : Emissionslinien von He und C, praktisch keine von N : $C/N \gg 1$

  WO : O-Linien dominieren

- Leuchtkräfte sind sehr unsicher (Entfernung ?, bolom. Korrektion ?)
- Effektivtemperaturen : $20000\,K \lesssim T_{eff} \lesssim 50000\,K$ ($\cdots 10^5\,K$), sind ebenfalls sehr unsicher (Photosphäre in opt. dickem Wind $\rightarrow R(\tau \approx 1) = f(\nu)$)

▶ Die Lage der WR-Sterne im HRD ist unsicher

- Massenverlustraten sind sehr gross, typisch $\dot{M} \approx 10^{-4} \cdots 10^{-5} M_\odot/a$
- Massen sind auch nur ungenau bekannt : $10 M_\odot \lesssim M \lesssim 50 M_\odot$ mit $\langle M \rangle \approx 20 M_\odot$

▶ Mindestens 34% aller bekannten WR-Sterne sind Komponenten eines WR + OB - Doppelsterns

b) Entstehung von Wolf-Rayet-Sternen

prinzipiell durch Abtragen (Massenverlust) von massereichen Sternen mit Verlust der H-reichen Hülle entweder noch während dem zentralen Wasserstoffbrennen (→ WN-Sterne, $M_i \gtrsim 60\,M_\odot$) oder erst während dem He-Brennen (→ WC- oder WO-Stern, $M_i \lesssim 60\,M_\odot$)

- bei Einzelsternen durch einen stellaren Wind
- bei Doppelsternen durch stellaren Wind und Massentransfer (→ Kapitel VII)

→ dadurch Exposition von nuklear prozessiertem Material an der Sternoberfläche (→ $X_i(M(t))$-Diagramme)

Anfangsmasse M_i, welche zur Entstehung von WR-Sternen erforderlich ist: $M_i \gtrsim 20-30\,M_\odot$. Jedoch scheint für ~80% der WR-Sterne $M_i \gtrsim 50\,M_\odot$ zu sein.

c) Physikalische Eigenschaften theoretischer Modelle

∃ Masse-Leuchtkraft-Beziehung: $\log \frac{L}{L_\odot} \approx 3.8 + \log \frac{M}{M_\odot}$, oder

nach neueren Rechnungen (Maeder, 1987): $\log \frac{L}{L_\odot} \approx 4.1 + 1.3 \log \frac{M}{M_\odot}$

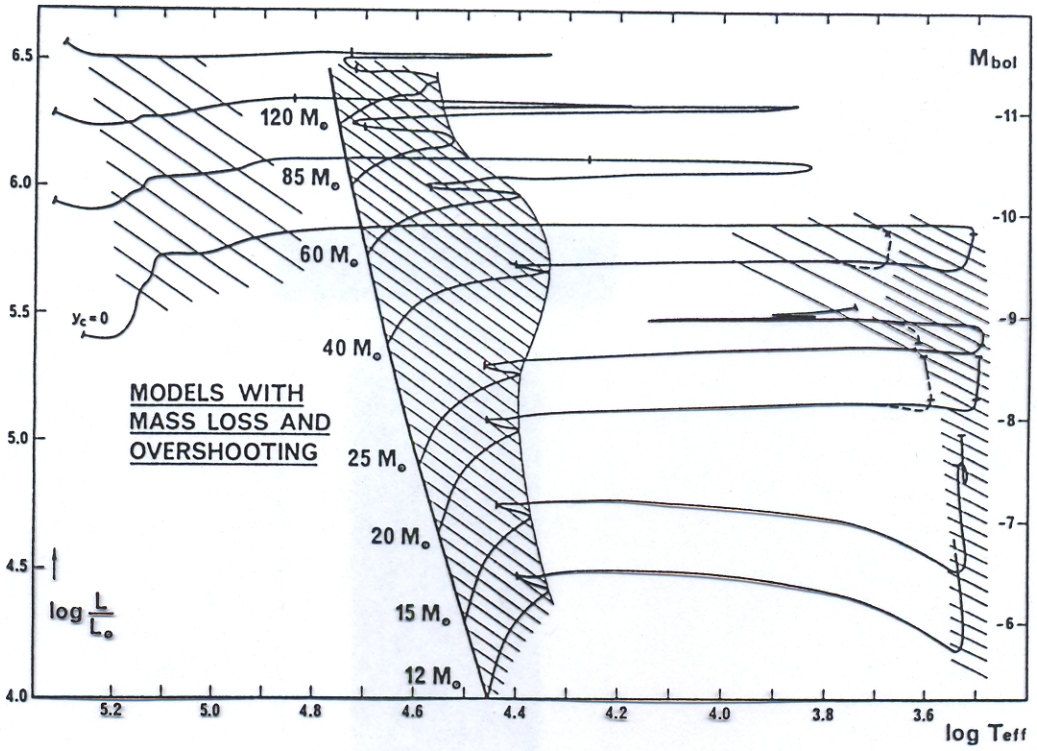
→ für gegebenes M sind WR-Sterne um 1.5-2.5 mag (1-3.5 mag) heller als Sterne der ZAMS.

Lebensdauer: $\sim (3-8)\,10^5\,a \triangleq (0.1-0.3)\,\tau_{HR}$

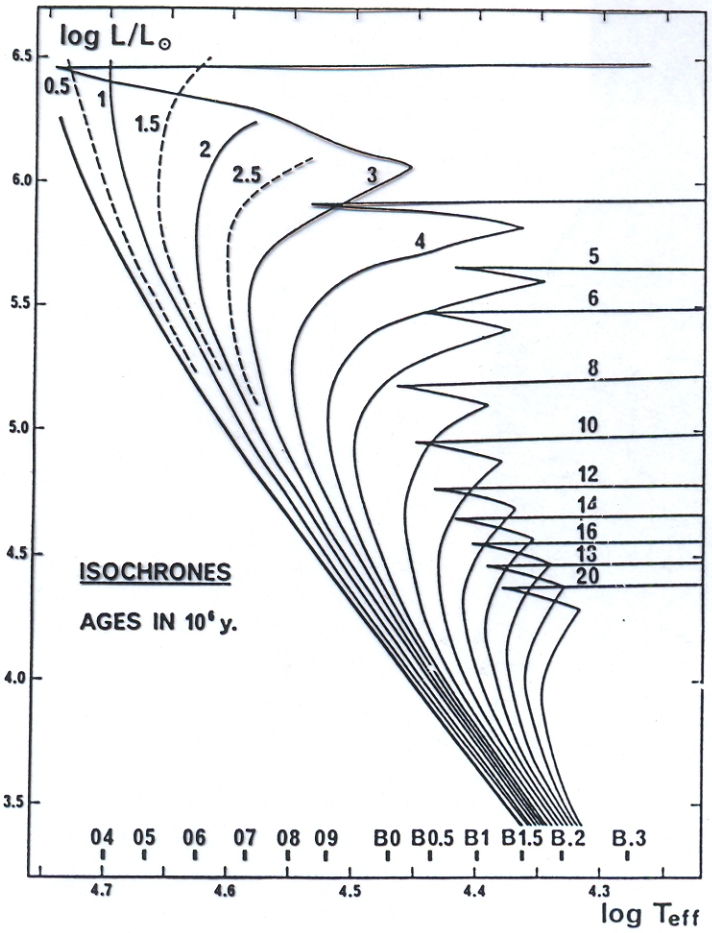
ENTWICKLUNG VON MASSEREICHEN STERNEN MIT MASSENVERLUST

Rechnungen mit konvektivem Überschiessen, $d_{over}/H_p = 0.25$,

aus: ~~Maeder, A.: 1987, preprint~~ Maeder, A., Meynet, G.: 1987, Astron. Astrophys. 182, 243



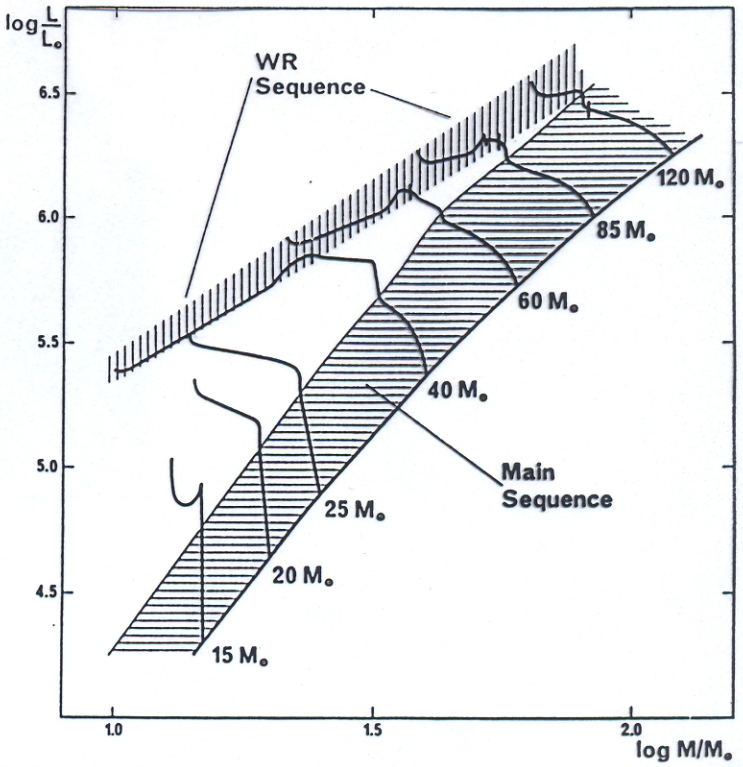
HRD



◄ Isochronen

Masse-Leuchtkraft-Beziehung

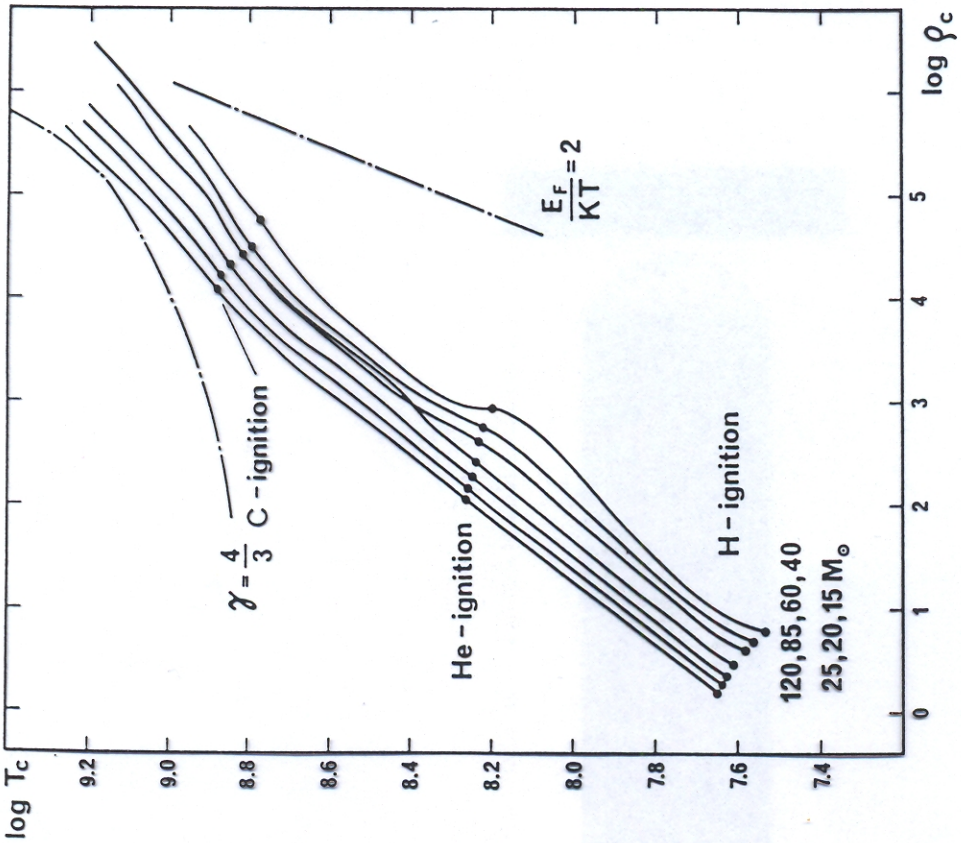
▼



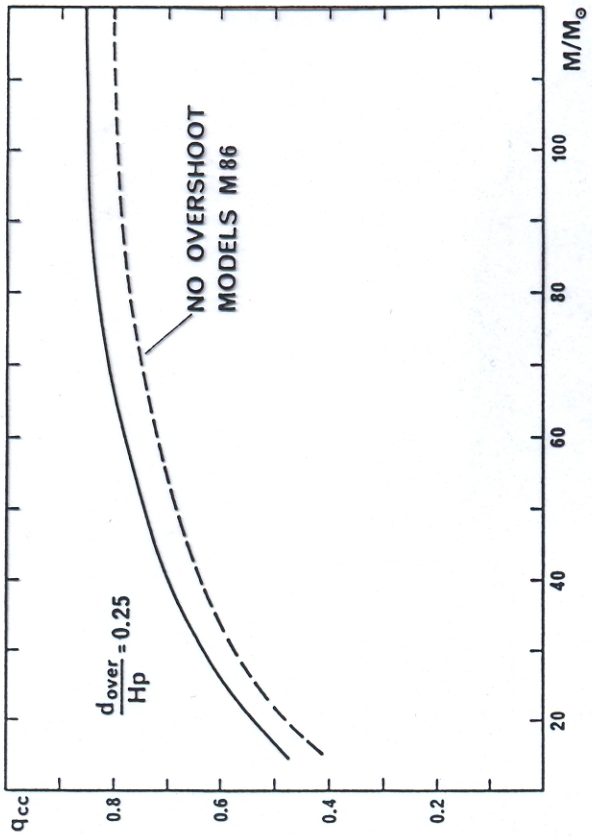
ENTWICKLUNG VON MASSEREICHEN STERNEN MIT MASSENVERLUST

Rechnungen mit konvektivem Überschiessen, $d_{over}/H_p = 0.25$,

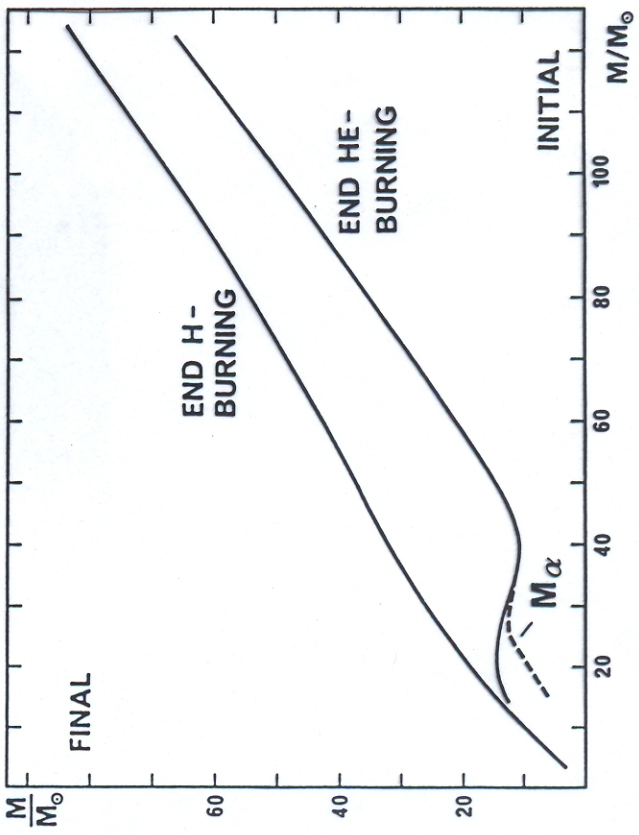
aus: ~~Maeder, A.: 1987, preprint~~ Maeder, A., Meynet, G.: 1987, Astron. Astrophys. 182, 243



Zentraltemperatur als Funktion der Zentraldichte



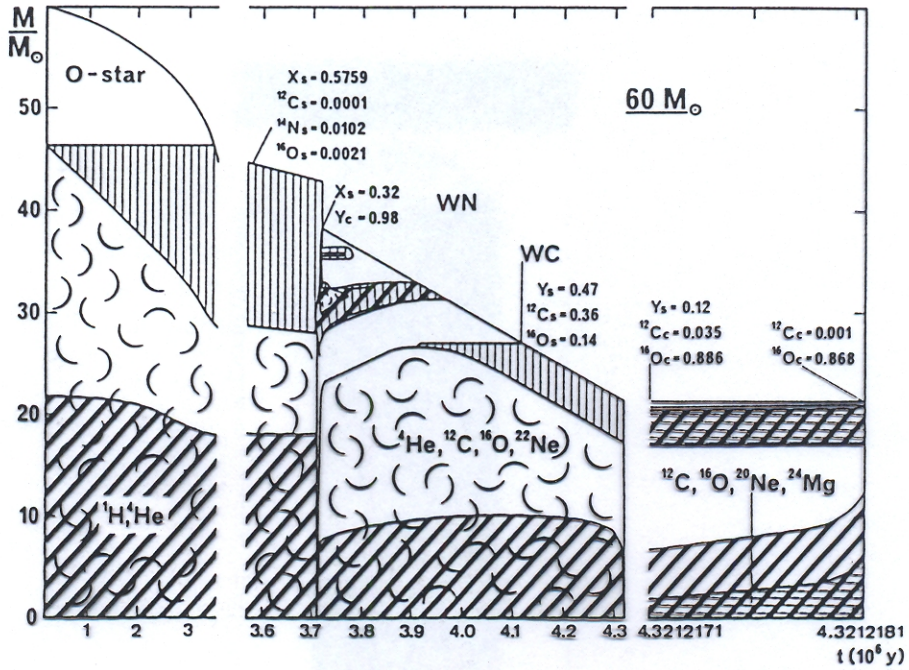
Relative Masse des konvektiven Kerns auf der Nullalter-Hauptreihe als Funktion der Anfangsmasse

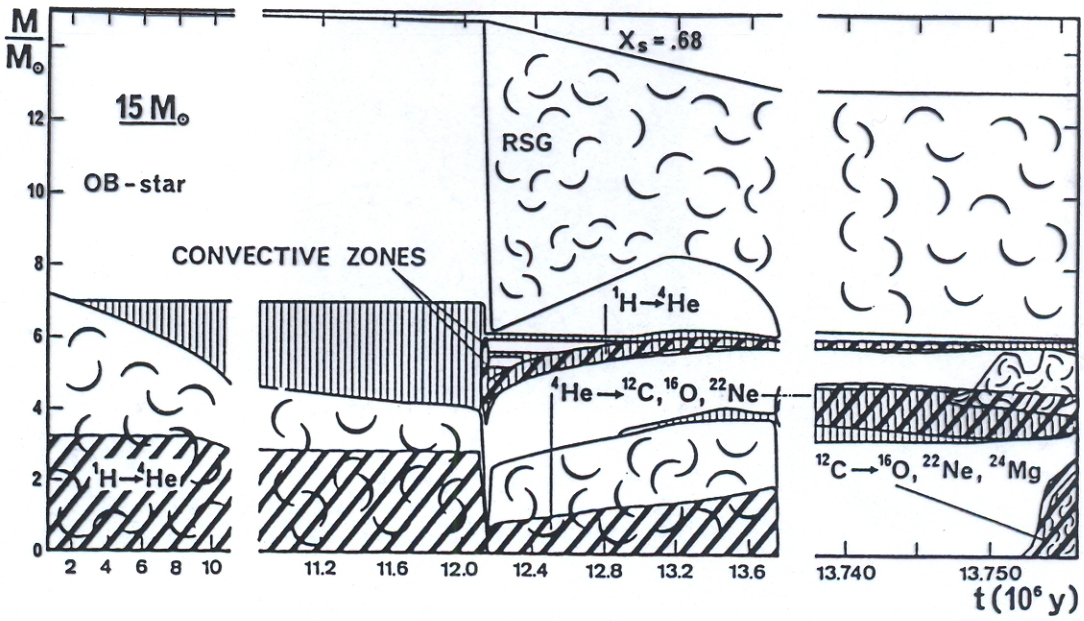


Restmasse des Sterns am Ende des Zentralen Wasserstoffbrennens bzw. am Ende des Heliumbrennens als Funktion der Masse auf der Hauptreihe

ENTWICKLUNG VON MASSEREICHEN STERNEN MIT MASSENVERLUST

Rechnungen mit konvektivem Überschiessen, $d_{over}/H_p = 0.25$,
aus: ~~Maeder, A.: 1987, preprint~~ Maeder, A., Meynet, G.: 1987, Astron. Astrophys. 182, 243

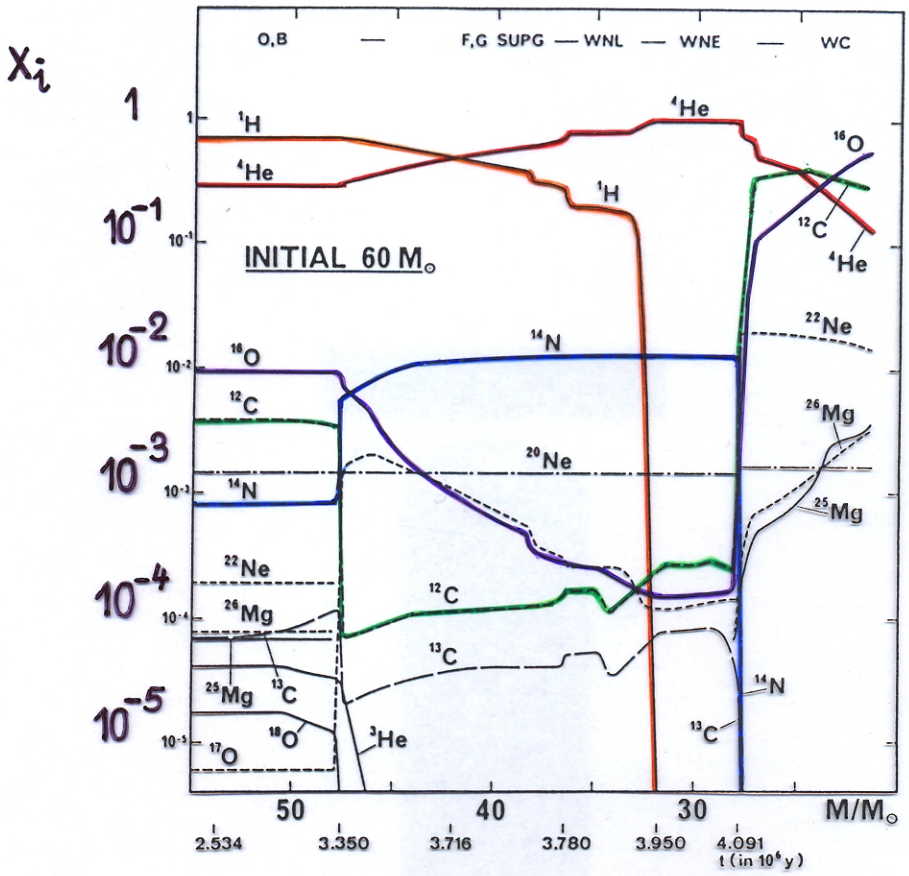




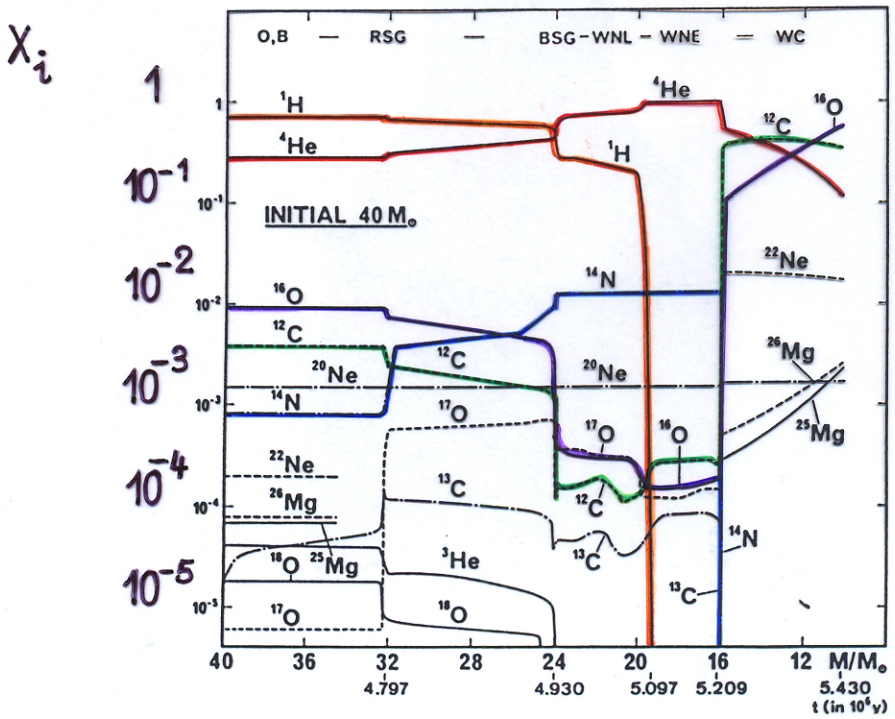
ENTWICKLUNG VON MASSEREICHEN STERNEN MIT MASSENVERLUST

& Meynet

Rechnungen mit konvektivem Überschiessen, $d_{over}/H_p=0.25$, (Maeder, 1987)



Chemische Zusammensetzung an der Sternoberfläche als Funktion des Sternalters bzw. der jeweiligen Masse



Farb-Code

^{1}H
^{4}He
^{12}C
^{14}N
^{16}O

Chemische Zusammensetzung an der Sternoberfläche als Funktion des Sternalters bzw. der jeweiligen Masse