27. Massenverlust von Sternen

Beschränken uns auf die Behandlung von Massenverlust, da Massengewinn bei Einzelsternen, von der Akkretionsphase bei der Sternentstehung abgesehen, absolut vernachlässigbar ist.

27.1. Evidenz für Massenverlust

a) indirekte Evidenz für Massenverlust

▶ Weisse Zwerge : Mittlere Masse $\langle M_{WZ} \rangle = (0.6 \pm 0.1) M_\odot$
Sterne mit einer so kleinen HR-Masse können sich überhaupt noch nicht von der HR wegentwickelt haben. → Die HR-Masse muss grösser gewesen sein!

Sehr junge Sternhaufen enthalten bereits Weisse Zwerge (→ Abschnitt 25.1, 28.3).
→ Sterne mit $M_{HR} \lesssim (8^{+2}_{-3}) M_\odot$ werden zu Weissen Zwergen mit $M_{WZ} < M_{CH} = 1.4 M_\odot$ und erleiden einen beachtlichen Massenverlust während ihrer Entwicklung

▶ Horizontalast-Sterne: Die Lage dieser Sterne im HRD kann man nur verstehen, wenn man Massenverlust vor oder während des He-Flashs annimmt (→ Abschnitt 23.4)

▶ Die Lage der massereichen Sterne im HRD ist unter der Annahme konstanter Masse während der Entwicklung nicht zu verstehen. Befund: ∃ fast keine Sterne mit $M \gtrsim 20 M_\odot$ in der Nähe der ZAMS, wo man die meisten erwarten würde, wenn M=const. Man findet die Sterne weiter rechts von der HR und zwar umso mehr, je grösser M (L). (Vgl. dazu die HRDs für die Milchstrasse, die LMC und die SMC). Die Lage der Sterne mit zentralem He-Brennen lässt sich ohne Massenverlust auch nicht verstehen.

b) direkte Evidenz für Massenverlust

- Der Sonnenwind: Die Sonne verliert $\sim 10^{-14} M_\odot/a$ durch den Sonnenwind. Für die Entwicklung der Sonne ist dieser Massenverlust unbedeutend, da $|M/\dot{M}| \approx 10^{14} a \gg \tau_n$

- Sternwinde werden bei allen leuchtkräftigen Sternen, d.h. bei heissen Sternen auf der HR, Wolf-Rayet-Sternen und kühlen Sternen auf dem AGB beobachtet (spektroskopisch durch P Cyg-Linienprofile)

- Zirkumstellare Hüllen (Staubhüllen) beobachtet man um kühle Überriesen auf dem AGB, z.B. bei Mira = o Ceti (Manifestation der Hülle durch Verfärbung, IR-Exzess, therm. Radiostrahlung, nicht-therm. Strahlung (MASER) von OH, H_2O u.a. Molekülen)

- Planetarische Nebel sind direkt, d.h. räumlich aufgelöst, beobachtbar oder spektroskopisch identifizierbar

27.2. Massenverlustraten, Massenverlustmechanismen

Massenverlustraten können spektroskopisch aus den beobachteten P Cyg-Profilen bestimmt werden. Vorgehen: Theorie des Strahlungstransports in expandierenden Hüllen liefert theor. Linienprofile in Abhängigkeit von $v(r)$ und $\varrho(r)$. Durch Anpassung an die beobachteten Profile erhält man "beste" Werte für $\varrho(r)$ und $v(r)$, d.h. für $\dot{M} = 4\pi r^2 \varrho(r) v(r)$. Problem: Muss die Anregungs- und Ionisationsverhältnisse kennen. → Grosse Unsicherheiten, sofern Strahlungstransport und Hydrodynamik nicht selbstkonsistent behandelt werden, was für die überwiegende Mehrzahl der publizierten $\dot{M}$ nicht der Fall ist.

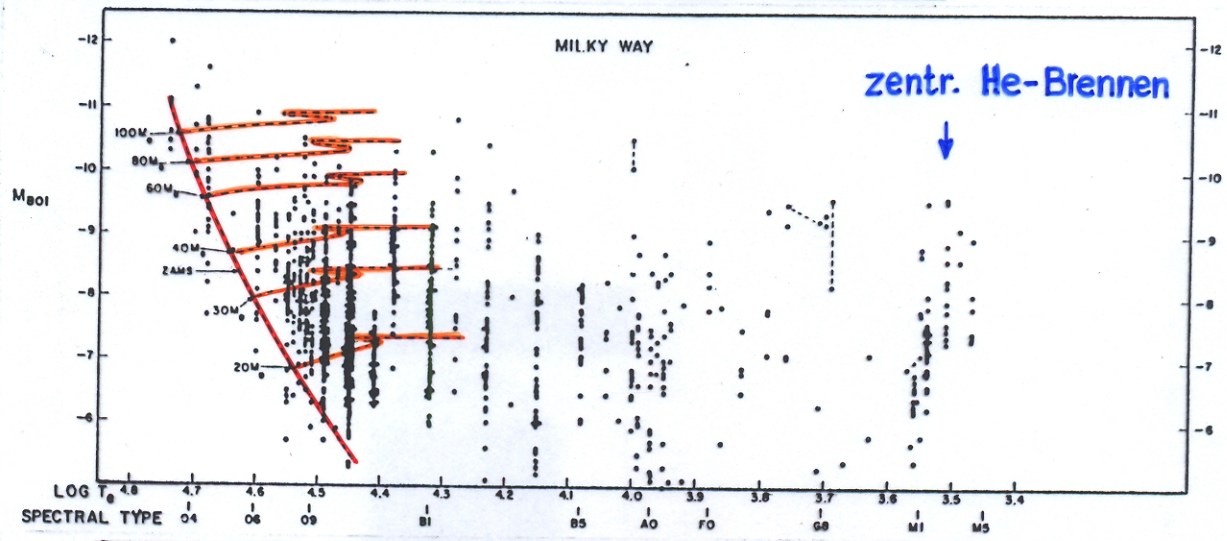
Radiokontinuums-Beobachtungen (frei-frei Strahlung) der zirkumstellaren Hüllen ermöglichen ebenfalls die Bestimmung der Massenverlustrate

INNERER AUFBAU UND ENTWICKLUNG VON STERNEN

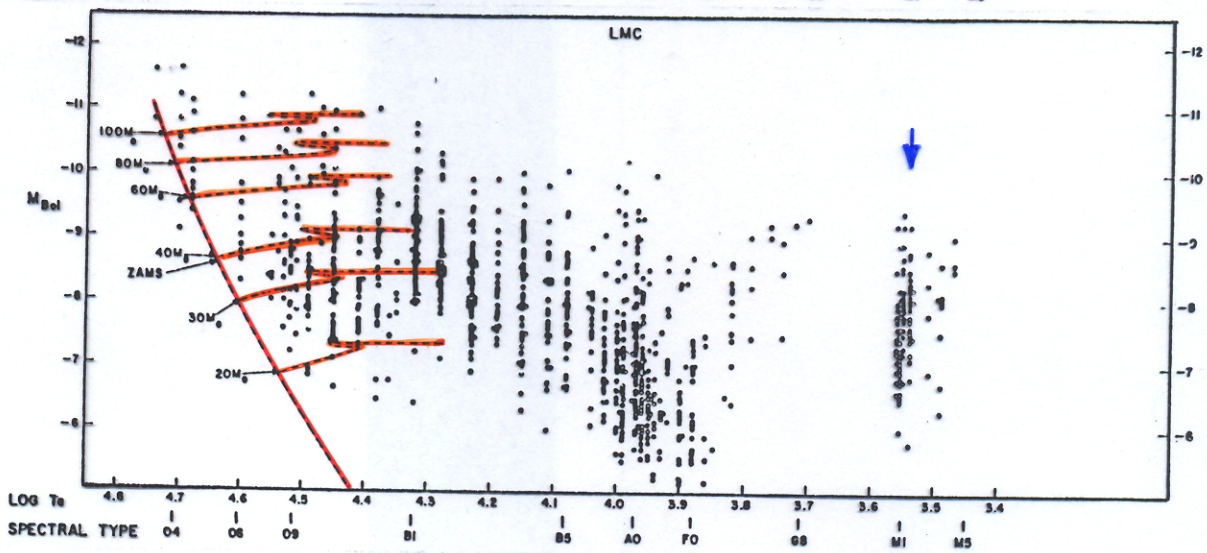
Entwicklung von Einzelsternen mit Massenverlust

A) Die Lage der massereichen Sterne im HRD (Beobachtungen)

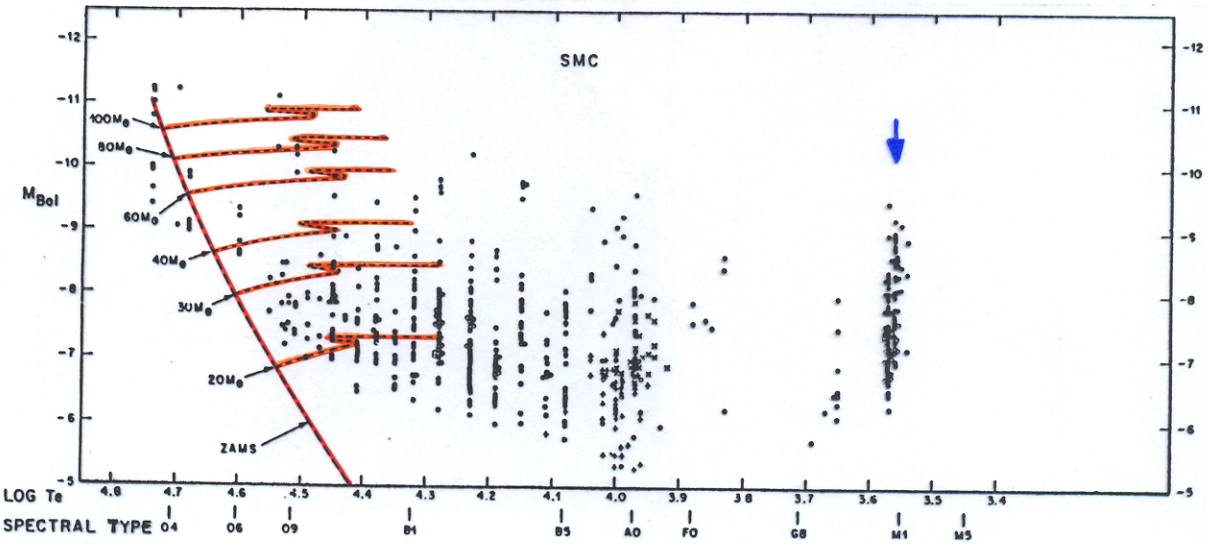
a)



b)



c)



Theoretisches HRD für die Überriesen, a) der Milchstrasse, b) der Grossen Magellanschen Wolke (LMC), c) der Kleinen Magellanschen Wolke (SMC).

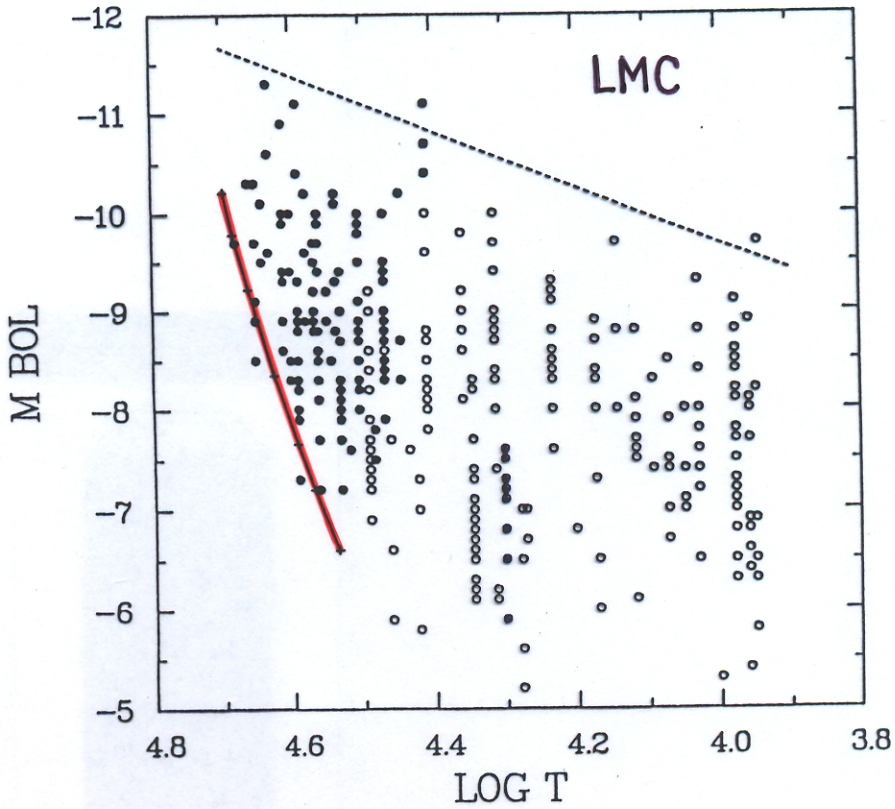
—— ZAMS

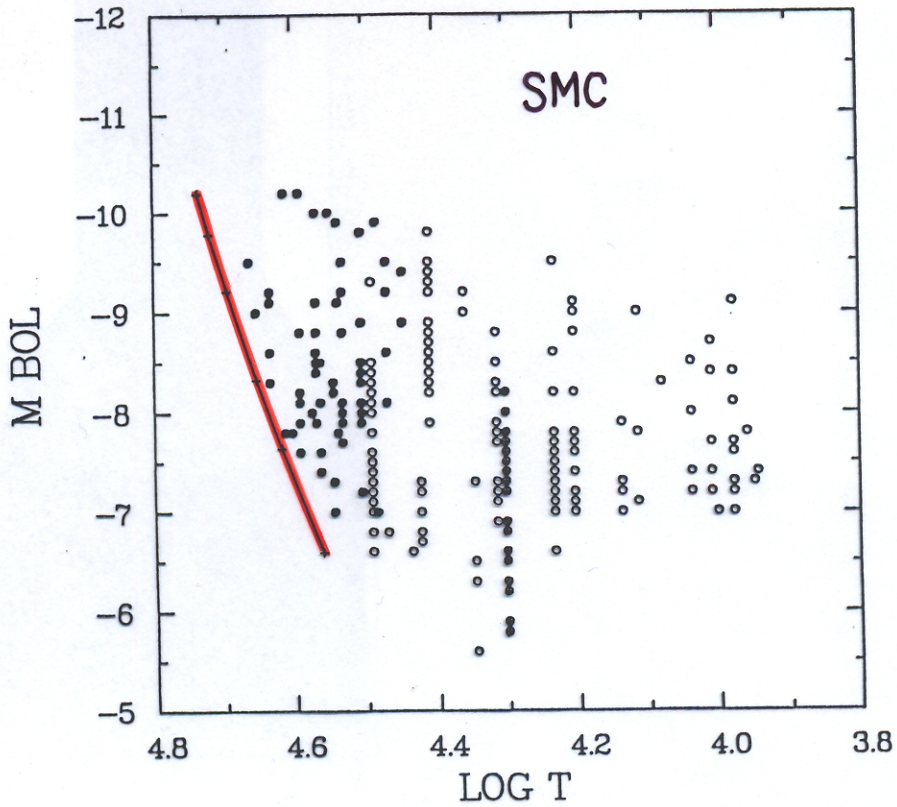
—— Entwicklungswege für M= const. (M= 100 $M_\odot$, 80 $M_\odot$, 60 $M_\odot$, 40 $M_\odot$, 30 $M_\odot$, 20 $M_\odot$)

Lage der massereichen Sterne der LMC und SMC im HRD

(Conti, Garmany, Massey : 1986, A.J. 92, 48 ; Garmany, Conti : 1987, A.J.)

- • O-Sterne
- ○ B-Sterne
- — ZAMS (Pylyser et al., 1985)

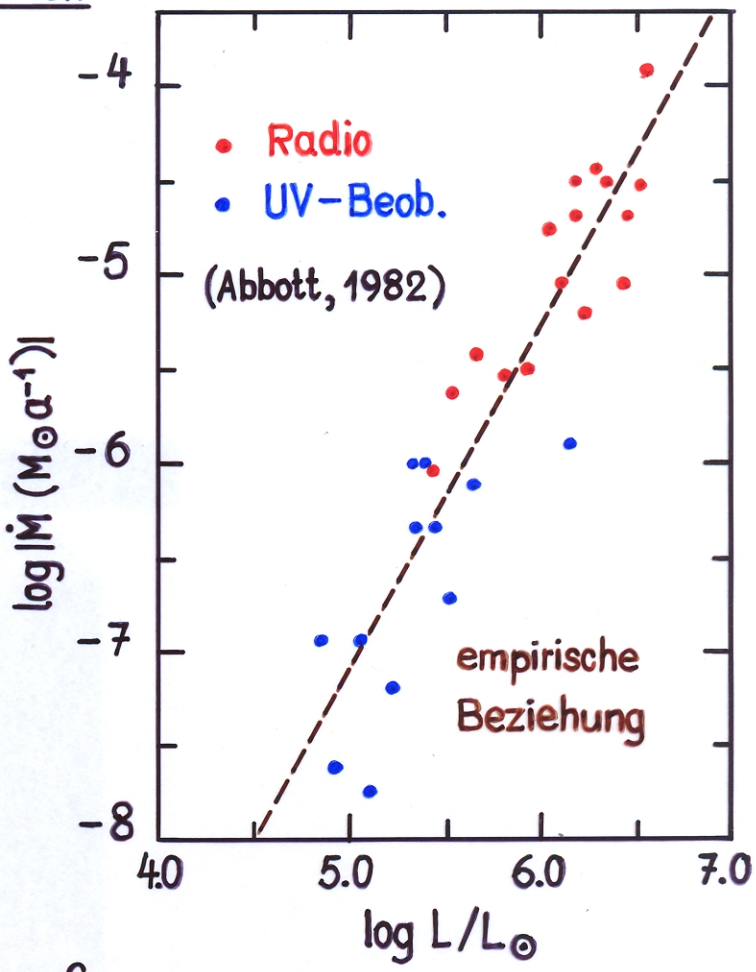




a) Massenverluste von heissen Sternen

▶ **Beobachtungen:**

alle Sterne mit $T_{eff} > 10^4$ K und $L \gtrsim 10^4 L_\odot$ ($M_{bol} \lesssim -6$) haben einen merklichen Massenverlust. Beobachtete Massenverlustraten sind aber sehr unsicher!



$|\dot{M}|$ wächst stark mit L, hängt aber auch von anderen Parametern ab. ∃ zahlreiche empirische Beziehungen $\dot{M} = f(L, \ldots)$. Für O-, Of- und B-Sterne gilt näherungsweise

$$\log|\dot{M}\,(M_\odot/a)| = a \log \frac{L}{L_\odot} + b \log \frac{Z}{Z_\odot} + c$$

a	b	c	Ref.
1.56		−14.10	Abbott et al.: 1981, Astrophys. J. 250, 645
1.73		−15.80	Garmany et al.: 1981, Astrophys. J. 250, 660
1.62		−14.97	Garmany und Conti: 1984, Astrophys. J. 284, 705
1.6	0.5	−15.0	Kudritzki

▶ **Theorie**

Der Massenverlust erfolgt durch strahlungsgetriebene Winde. Theorie von Castor, Abbott und Klein, 1975, Astrophys. J. 195, 157 (CAK) mit entscheidenden Verbesserungen von Pauldrach et al.: 1986, Astron. Astrophys. 164, 86; Kudritzki et al.: 1987, Astron. Astrophys. 173, 293.

▶ bisher noch keine Entwicklungsrechnungen mit selbstkonsistent gerechnetem $\dot{M}$ publiziert. Alle publizierten Rechnungen mit $\dot{M}$ sind Parameterstudien, z.T. unter Benützung empirischer $\dot{M}$-Daten (→ Abschnitt 28.1)

Das HRD der massereichen Sterne in galaktischen Haufen und Assoziationen der Sonnenumgebung (r < 2–3 kpc)

- Hauptreihe, Entw. mit M=const.
- zentrales He-Brennen, Entw. mit M=const.
- beobachtete Lage der WR-Sterne

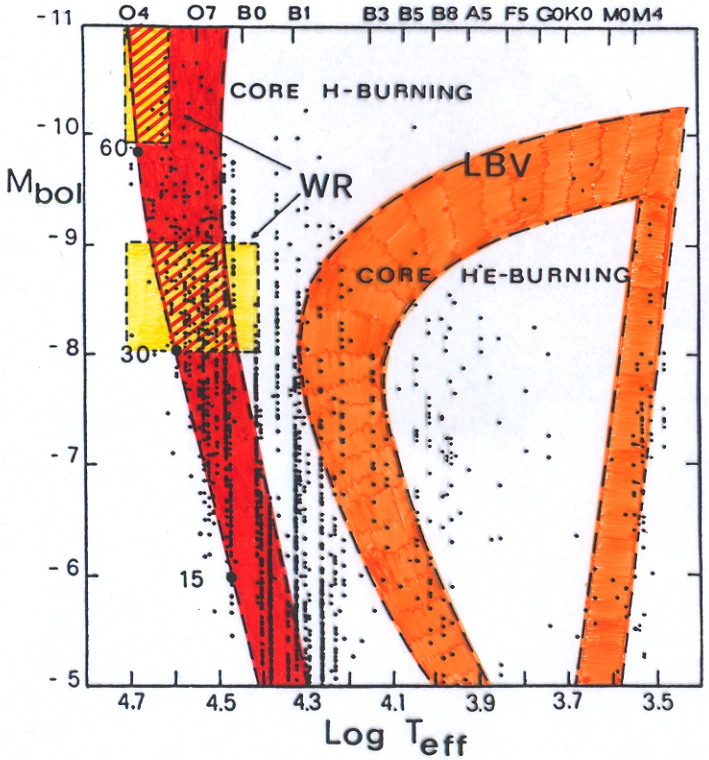


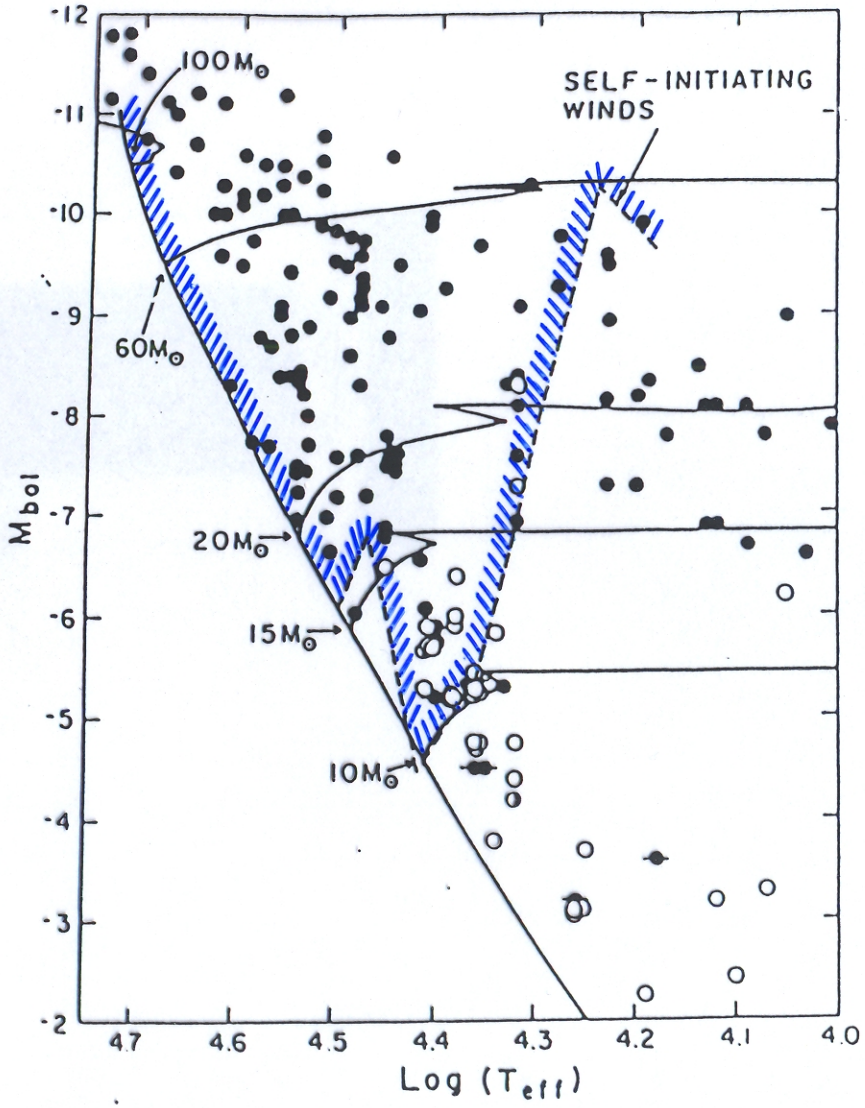
Figure 1 The HR diagram (M_{bol} vs log T_{eff}) for stars in clusters and associations in the solar vicinity [from Humphreys & McElroy (116)]. The top scale shows the relationship between effective temperature and spectral type. The areas corresponding to core H- and He-burning phases of constant-mass models with typical Pop I chemical composition ($X = 0.700$, $Z = 0.020$) are indicated. The locations of the 15-, 30-, and 60-$M_\odot$ stars on the zero-age main sequence are also shown. In addition, we schematically indicate the position of WR and luminous blue variable (LBV) stars.

(aus: Chiosi, C., Maeder, A.: 1986, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 24, 329)

Das HRD der massereichen Sterne

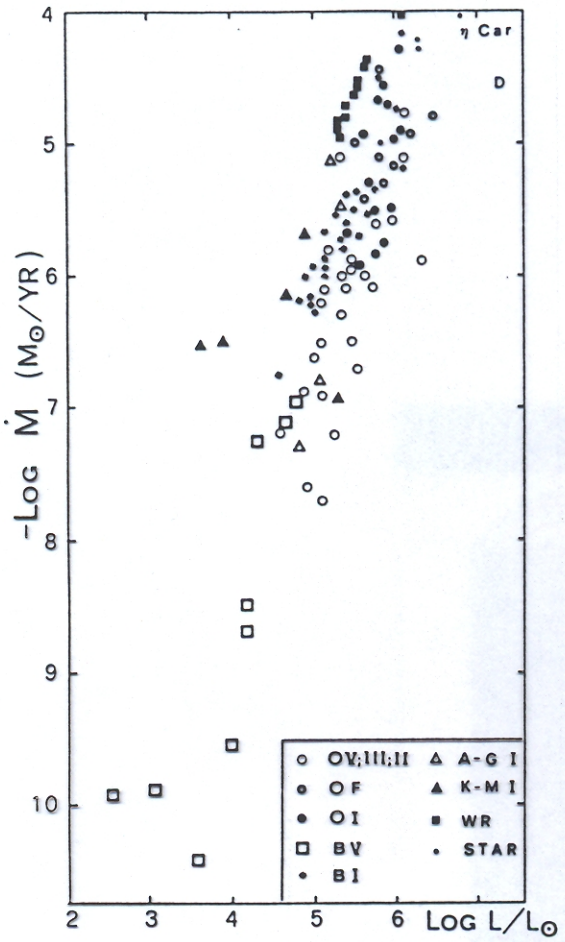
(aus: Abbott, D.C.: 1982, Astrophys. J. 263, 723)

- • Sterne mit Massenverlust ; o Sterne ohne Massenverlust
- ⊸ Sterne mit Massenverlust, aber schnell rotierende Be-Sterne



27.7
27.8 + /87

Beobachtete Massenverlustraten von heissen Sternen



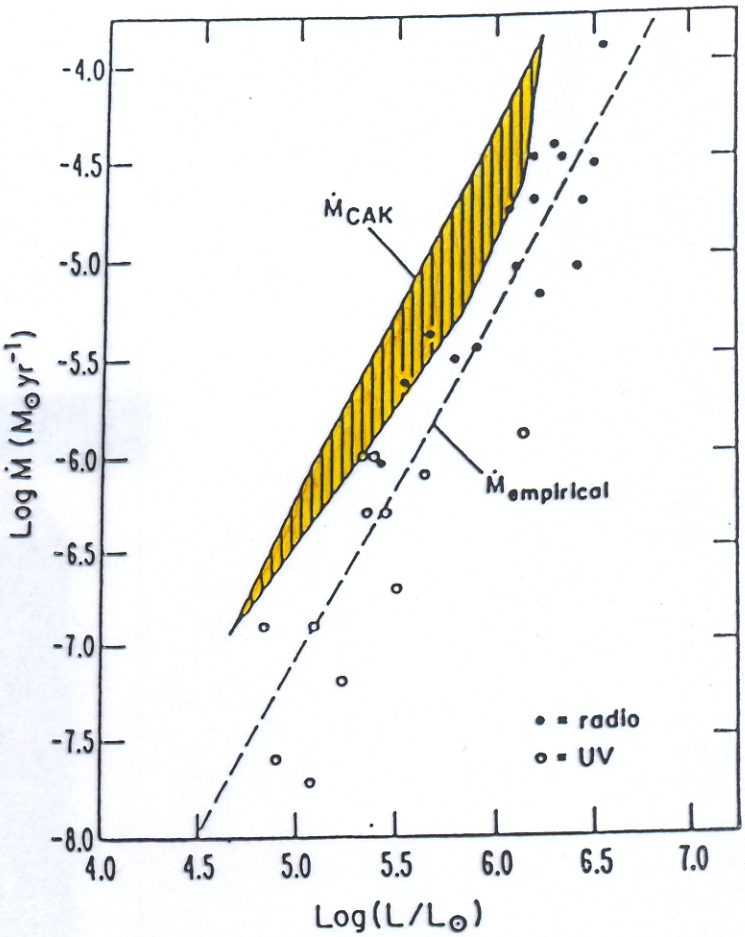


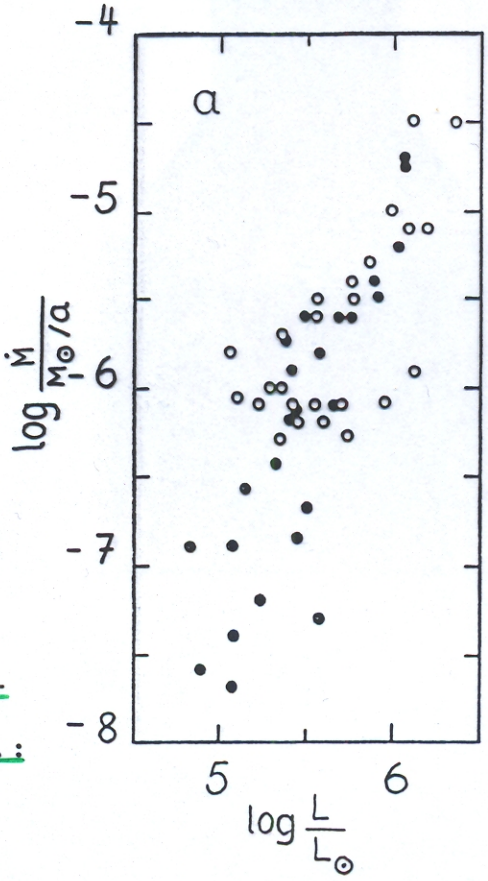
Figure 2 The relation between mass loss rate and luminosity for stars with known mass loss rate, luminosity, and effective temperature. The data are taken from the list of de Jager et al. (124). The meaning of the various symbols is shown in the bottom panel of the figure.

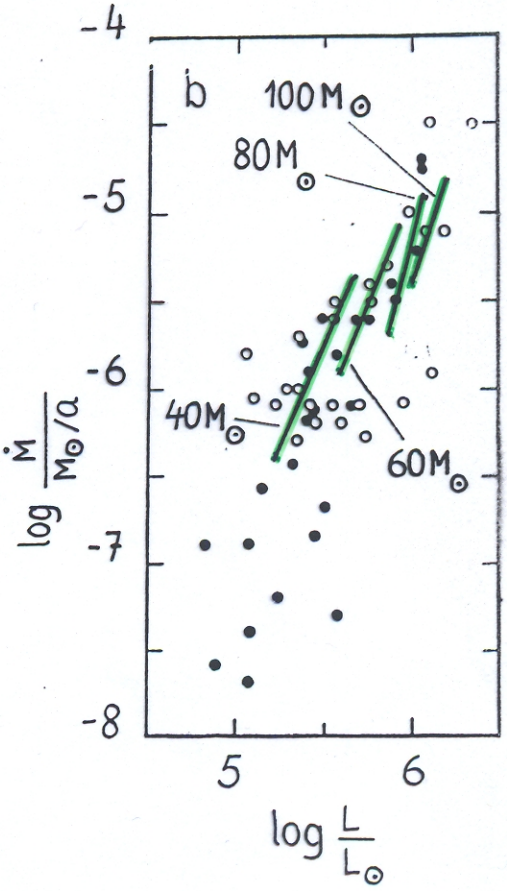
(de Jager et al.:1986, in: Luminous Stars and Associations in Galaxies, IAU Symp. No. 116)

(Abbott, D.C.:1982, Astrophys. J. 259, 283)

a) Massenverlustraten nach Garmany und Conti, 1984, Astrophys. J. 284, 705

b) wie a), jedoch mit theor. Massenverlustraten für Sterne während des Wasserstoffbrennens nach Kudritzki et al.: 1986





Naive Theorie der Strahlungsbeschleunigung

liefert folgende, häufig verwendete Parametrisierung für $\dot{M}$:

$$-\dot{M} = N \frac{L}{c^2}$$, $N \approx 100-300$, freier Parameter (de Loore et al.: 1977, Astron. Astrophys. 61, 251)

Bestimmung von N durch Anpassung von $\dot{M}$ an die Beobachtungen

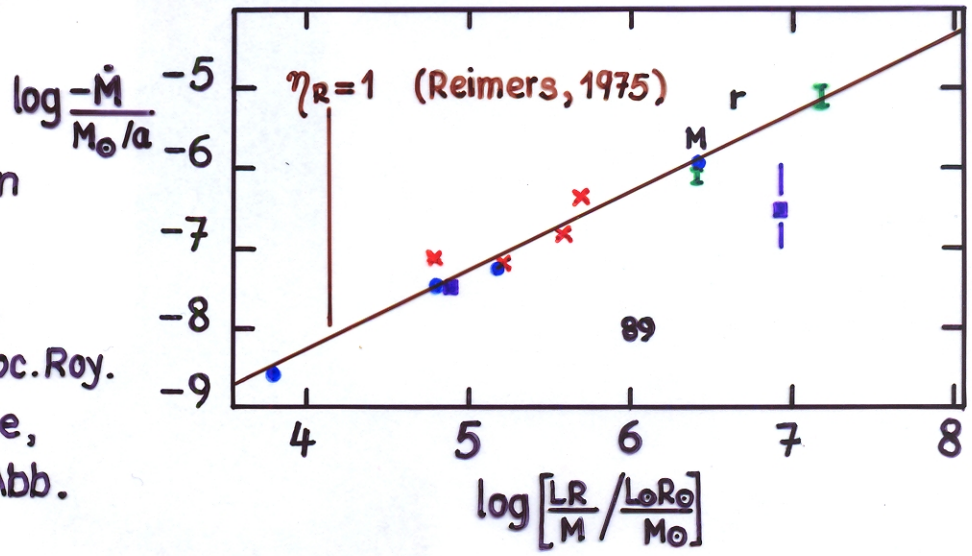
Interpretation von N: N = effektive Anzahl der starken Absorptionslinien im Wind (vgl. Kudritzki et al.: 1986, in: New Insights in Astrophysics, ESA SP-263, 247)

b) Massenverlust von kühlen Sternen ($T_{eff} \lesssim 4000$ K)

b1) Beobachtungen

▶ Die Massenverlustformel von Reimers (1975)

Sterne an der HL mit $L \gtrsim 10^3 L_\odot$ haben einen merklichen Massenverlust. Beobachtungen von Reimers (1975, Mem. Soc. Roy. des Sci. Liège, 6 serie, tome VIII, 369) → Abb.



▶ Parametrisierung der beobachteten Massenverlustraten:

$$-\dot{M} = 4\ 10^{-13} \frac{M_\odot}{a} \eta_R \left(\frac{R}{R_\odot}\right)\left(\frac{L}{L_\odot}\right)\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1} = 1.23\ 10^{-5} \eta_R \frac{RL}{GM} = 1.23\ 10^{-5} \eta_R \frac{M}{\tau_{KH}}$$

mit $\eta_R \approx 0.3-3$ (Iben & Renzini 1983, ARA&A 21, 271)

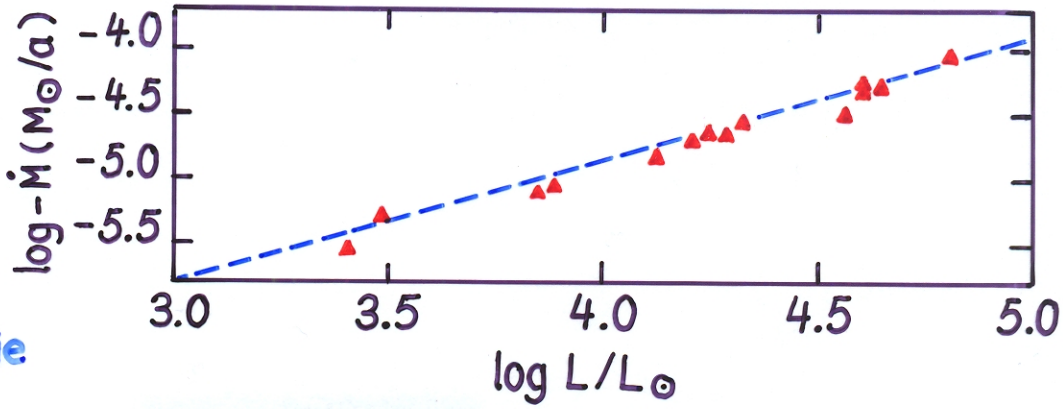
≈ 1 (Reimers, D. 1975, A&A 57, 95) } für Pop. I Sterne

≈ 1.4 (Kudritzki & Reimers 1978, A&A 70, 227) } für Pop. I Sterne

≈ 0.35 (Jørgensen & Thejll 1993, A&A 277, 255 für Pop. II Sterne

▶ Beobachtungen von Engels et al. (1983, A&A 124, 123)

Beobachtungen an OH/IR-Sternen



Anpassung an die Daten ergibt:

$$\log -\dot{M}\,(M_\odot/a) = -8.90 + \log L/L_\odot \,, \qquad \log L/L_\odot \gtrsim 3.4 \quad \log T_{eff}(K) \lesssim 3.5$$

b2) Theorie

▶ je nach Masse und Lage im HRD (d.h. L und T_{eff}) gibt es verschiedene Massenverlustmechanismen, die in Frage kommen:

- stationärer Wind, analog zum Sonnenwind
- staubgetriebener Wind bei genügend grosser Leuchtkraft und genügend kleiner Effektivtemperatur (→ z.B. Dominik et al. 1990, A&A 240, 365; Fleischer 1994, Diss. TU Berlin).

Näherung an die Ergebnisse von Fleischer (1994):

$$\log \frac{-\dot{M}}{M_\odot/a} \approx \log \eta_F + 1.28 \log \frac{L}{L_\odot} - 8.22 \log T_{eff}(K) - 2.29 \log \frac{M}{M_\odot} + \mathrm{Max}\left[17.35;\ 16.67 + 0.898 \log \frac{L}{L_\odot} - 0.183 \left(\log \frac{L}{L_\odot}\right)^2\right]$$

mit $\eta_F \approx 1$, $\log \frac{L}{L_\odot} \gtrsim 3.3$, $\log T_{eff}(K) \lesssim 3.5$

(Wagenhuber 1996, Diss. TU München)

▶ Problem: Bestimmung von T_{eff}!

- durch radiale Schwingungen und der dadurch erzeugten Stosswellen in der Atmosphäre

- dynamische Instabilität verursacht durch die Rekombination von Wasserstoff in der ausgedehnten Hülle (Paczyński & Ziolkowski 1968, AA 18, 255; Han et al. 1994, MNRAS 270, 121; Wagenhuber & Weiss 1994, A&A 290, 807)

▶ Mögliche Entwicklung mit L ↑ und T_{eff} ↓ :

stationärer Wind (Reimers)

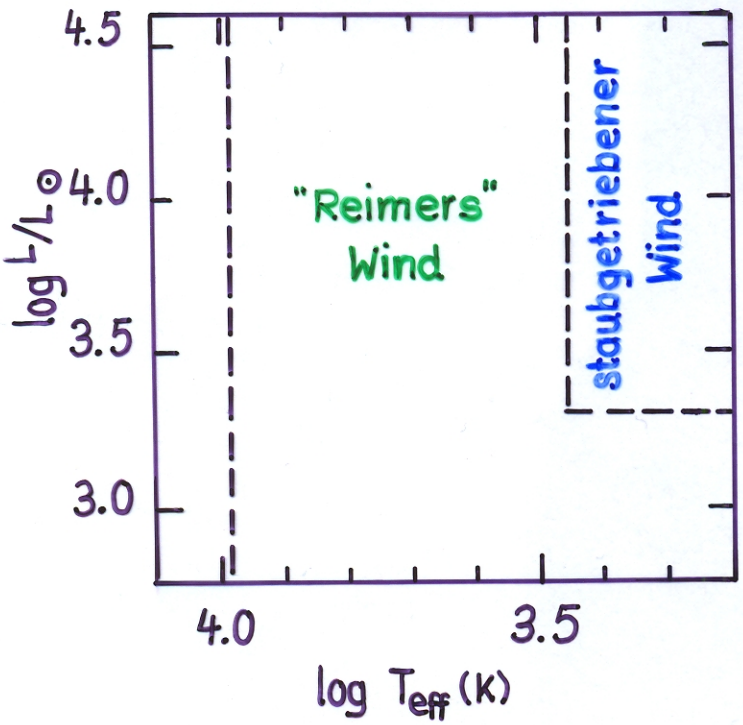
↓

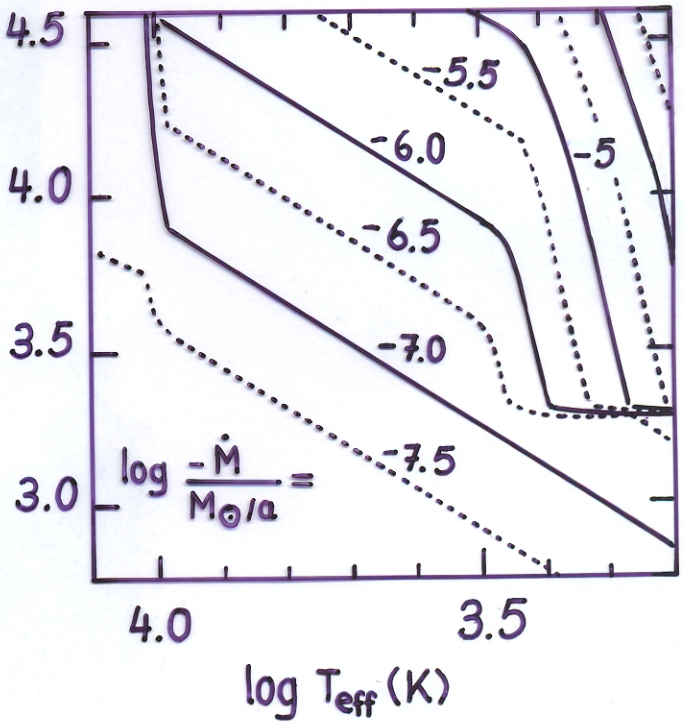
staubgetriebener Wind → Verlust der Hülle

↓

Wasserstoffrekombinations-Instabilität → Verlust der Hülle

▶ Massenverlustraten als Funktion von L und T_{eff} :
(nach Wagenhuber 1996)





Extrablatt: Semikonvektion

▶ Definitionen:

$\nabla_{rad} = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}\right)_{rad} = \frac{3}{16\pi a c}\frac{\varkappa \rho H_P}{r^2 T^4} L_r$ = radiativer Temperaturgradient

$\nabla = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}\right)$ = effektiver, räumlicher Temperaturgradient

$\nabla_{ad} = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}\right)_{ad}$ = adiabatischer Temperaturgradient

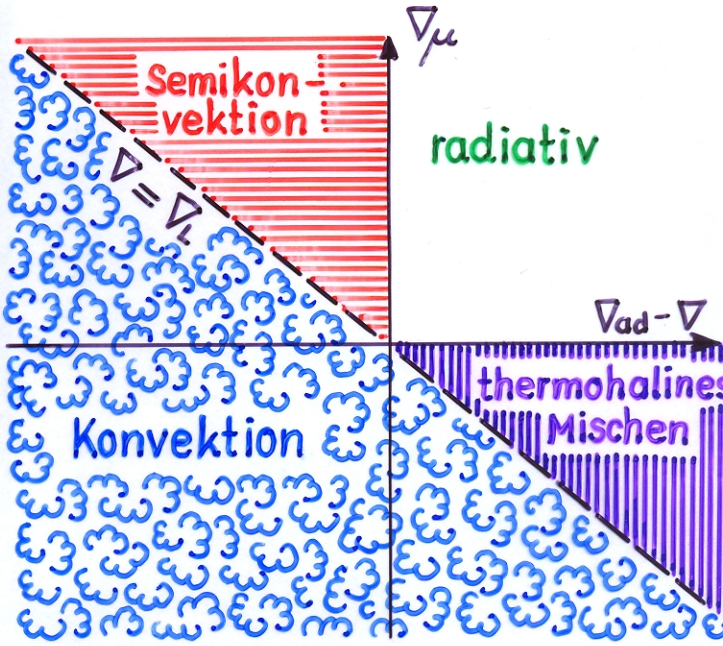
$\nabla_\mu = \frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln P}$ = räumlicher Gradient des mittl. Molekulargewichts μ

▶ Konvektionskriterien:

– chemisch homogene Schichtung, $\nabla_\mu = 0$:

$$\nabla_{rad} > \nabla > \nabla_{ad}$$

sog. Schwarzschild-Kriterium für Konvektion (dynamische Instabilität)



– chemisch inhomogene Schichtung, $\nabla_\mu \neq 0$:

$$\nabla_{rad} > \nabla > \nabla_L = \nabla_{ad} + \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu \,, \quad \delta = -\left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T}\right)_P \,, \quad \varphi > 0$$

sog. Ledoux-Kriterium für Konvektion

▶ Was passiert, wenn $\nabla_\mu \neq 0$ und $\nabla_{ad} < \nabla_{rad} < \nabla_L$?

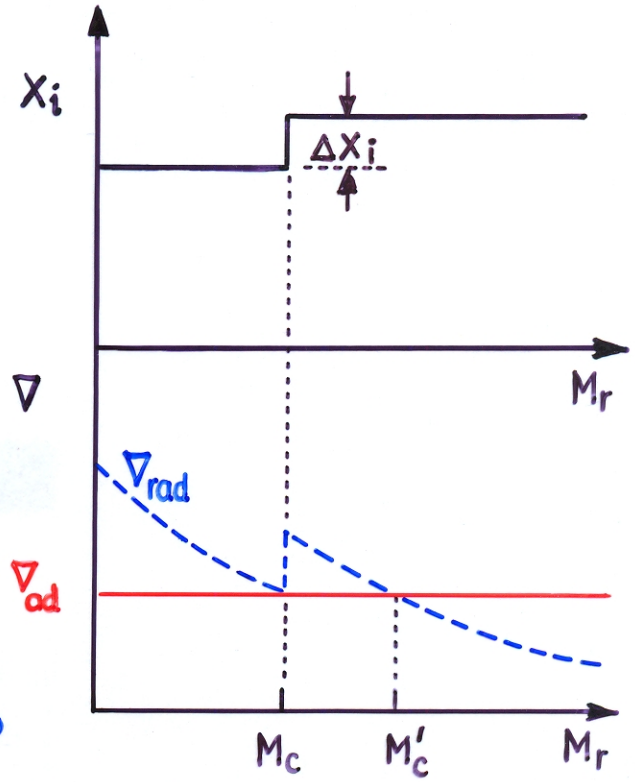
→ wenn $\nabla_\mu > 0$: Semikonvektion (oszillatorische Instabilität)

wenn $\nabla_\mu < 0$: thermohalines Mischen (Salzfinger-instabilität, säkulare Instabilität)

Semikonvektion in Sternen (Beispiele)

a) expandierender konvektiver Kern (z.B. zentr. He-Brennen)

∃ Sprung in $\varkappa$, d.h. in ∇_{rad} an der Stelle M_c wegen sprunghafter Änderung ΔX_i der chemischen Zusammensetzung



➡ ∃ Widerspruch in folgendem Sinn:

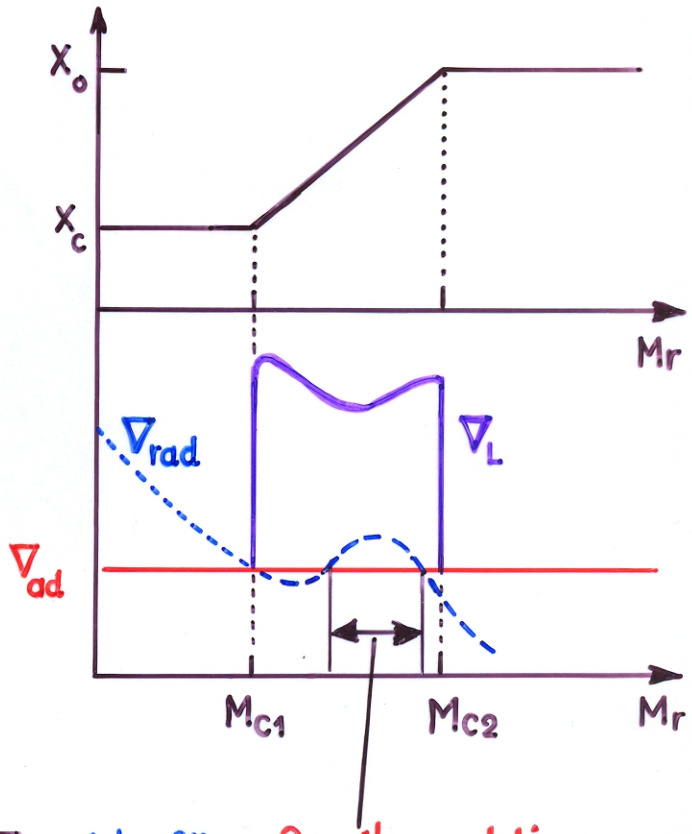
Sei M_c die Grenze der Konvektionszone
↝ aber $\nabla_{rad} > \nabla_{ad}$ bis $M_r = M_c'$, also
↝ Konvektion bis $M_r = M_c'$
↝ Sprung in X_i um ΔX_i bei $M_r = M_c'$ ↝ Sprung in ∇_r bei $M_r = M_c'$
↝ $\nabla_{rad} > \nabla_{ad}$ bis $M_r = M_c'' > M_c'$ ↝ ... u.s.w.

➡ konvektiver Kern wächst wegen Sprung in μ → Sprung in μ wird durch wachsenden konvektiven Kern erzeugt.

b) schrumpfender konvektiver Kern (z.B. während des zentralen H-Brennens bei massereichen Sternen)

$\frac{\partial X}{\partial M_r} > 0 \qquad M_{c1} < M_r < M_{c2}$

↝ $\nabla_\mu > 0$ ↝ $\nabla_L > \nabla_{ad}$



▶ Da in massereichen Sternen ($M \gtrsim 10 M_\odot$) $\varkappa \approx \varkappa_{es} \sim (1+X)$, wächst $\varkappa$ nach aussen im Bereich, wo $\partial X / \partial M_r > 0$.

↝ ∇_{rad} kann im Bereich (M_{c1}, M_{c2}) nach aussen zunehmen, so dass ∃ Möglichkeit für $\nabla_{ad} < \nabla_{rad} < \nabla_L$, d.h. für Semikonvektion

Behandlung von Semikonvektion (in Sternaufbaurechnungen)

▶ Semikonvektion: oszillatorische Instabilität ⇝ Durchmischung
⇝ Ausgleich der chem. Zus., Reduktion von ∇_μ!

▶ Problem: Zeitskala (Effizienz) des Mischens ist unbekannt

⇝ Daher Behandlung von Semikonvektion mit Hilfe von Annahmen:

a) Extremannahmen

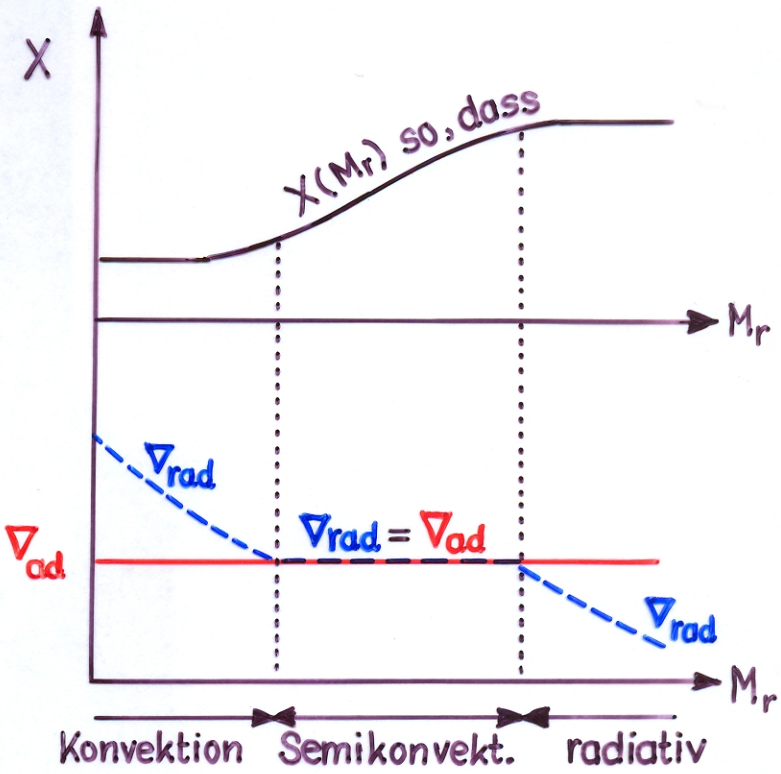
1) Semikonvektion führt zur vollständigen Durchmischung, d.h. zu $\nabla_\mu = 0$. Der stabilisierende Einfluss von $\nabla_\mu > 0$ wird ignoriert. Konvektionskriterium = Schwarzschild-Kriterium: $\nabla_{rad} > \nabla_{ad}$.

2) Semikonvektion ist immerhin so effektiv, dass sich genügend schnell eine Schichtung marginaler Stabilität einstellt, d.h. dass

$\nabla_{rad} = \nabla_{ad}$

implizite Vorschrift zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung, da ∇_{rad} über æ von X_i abhängig ist.

➡ Behandlung der Semikonvektion mit Hilfe des "Schwarzschild-Kriteriums"



z. B. bei schrumpfendem konvektiven Kern während des zentr. Wasserstoffbrennens.

3) Semikonvektion ist sehr ineffektiv ⇝ ∃ kein Mischen, d.h. Konvektion nur, wenn $\nabla_{rad} > \nabla_L$.

➡ Semikonvektion wird ignoriert; Konvektionskriterium = Ledoux-Kriterium $\nabla_{rad} > \nabla_L$.

b) Semikonvektion mit endlicher Effizienz

- Zeitskala des Mischens tritt als freier Parameter auf!

  Behandlung der Semikonvektion als Diffusionsprozess mit Diffusionskoeffizient

$$D_{SK} \sim \frac{\nabla - \nabla_{ad}}{\nabla_L - \nabla}$$

→ Erhält im Prinzip Auskunft über die Effizienz von Semikonvektion durch Vergleich von Beobachtungen mit Ergebnissen theoretischer Rechnungen.

- Mangel all dieser Ansätze: Mikrophysik der Semikonvektion wird nicht berücksichtigt.

Literatur:

Langer, N., Sugimoto, D., Fricke, K.J. 1983, A&A 126, 207
Langer, N., El Eid, M.F., Fricke, K.J. 1985, A&A 145, 179
Spruit, H.-C. 1992, A&A 253, 131
Grossman, S.A., Taam, R.E. 1996, MNRAS 283, 1165