

Astrofizyka IV

Wnętrza, ewolucja i pulsacje gwiazd.

Krzysztof Kamiński

Temat wykładu

„Spalanie” helu.

W poprzednim odcinku

Masa (i promień) Jeansa.

6 etapów powstawania gwiazdy.

Proto-gwiazda, gwiazda przed ciągiem głównym (PMS).

Moc promieniowania podczas akrecji.

Skutki rozbijania H_2 i jonizacji H oraz He.

Linie Hayashi.

„Wypalanie” deuteru, litu, reakcje z udziałem N C (gałąź cyklu CNO).

Ewolucja na ciągu głównym z dominacją cyklu p-p i CNO (granica $M \sim 1.3 M_{\text{sun}}$).

Wpływ przestrzelenia konwektywnego.

Kilka pytań (z odpowiedziami)

Kiedy gwiazdy mają jądra konwektywne, a kiedy promieniste i dlaczego?

Gdy dominuje cykl CNO – wydajność produkcji energii zależy silnie od T i ma przez to stromy maksimum w centrum jądra: $\nabla > \nabla_{ad}$ (kryterium Schwarzschilda)

Gdy dominuje cykl p-p – wydajność produkcji energii zależy słabiej od T i przez to produkcja energii jest rozłożona na większym obszarze: $\nabla < \nabla_{ad}$

Gdy dominuje cykl p-p i T jest niska – wówczas szybko rośnie nieprzezroczystość i przez to transport promienisty znowu staje się nieefektywny: $\nabla > \nabla_{ad}$

Kiedy gwiazdy mają konwektywne otoczki, a kiedy promieniste i dlaczego?

Konwektywne są wówczas gdy mają dużą nieprzezroczystość (niska T), promieniste w sytuacji przeciwnej (wysoka T).

Co to są linie Hayashi?

Są to linie na diagramie H-R odpowiadające możliwym pozycjom gwiazd w pełni konwektywnych o danej masie.

Skąd się bierze „haczyk” na ścieżce ewolucyjnej na diagramie H-R?

Jest to związane z wypalaniem się H w jądrze i rozpoczęciem etapu „spalania” H w otoczce wokół helowego jądra.

Limit Schönberga-Chandrasekhara

Rozważmy sytuację w jądrze gwiazdy podczas etapu spalania H w otoczce.

Z warunku równowagi termicznej:

$$\frac{\partial l}{\partial m} = \epsilon_{nuk} - \epsilon_v - T \frac{\partial s}{\partial t}$$

$$l(m) = \int_{m=0}^{m=m_j} \epsilon_{nuk} dm = 0$$

Co oznacza, że dla transportu promienistego:

$$\frac{dT}{dm} \propto l = 0$$

Z czego wynika, że wypalone, helowe jądro musi być **izotermiczne**.
Izotermiczne jądro zbudowane z gazu dosk. wymaga silniejszego gradientu gęstości, gdyż to jedyne źródło gradientu ciśnienia w takim przypadku.
Okazuje się, że jeśli jądro izotermiczne jest dostatecznie małe to stabilność może być zachowana.

Limit Schönberga-Chandrasekhara

Z twierdzenia o wiriale (uwaga – wersja ogólna dla zbioru cząstek):

$$2K = - \sum_{i=1}^N \langle F_i \cdot r_i \rangle$$

$$U + 2K = 4 \pi R_j^3 P_j$$

Dla jądra gwiazdy mamy:

$$U = - \frac{3}{5} \frac{G M_j^2}{R_j} \qquad K = \frac{3}{2} \frac{M_j}{\mu_j m_H} k T_j$$

Dostajemy wyrażenie na ciśnienie na powierzchni jądra:

$$P_j = \frac{3}{4 \pi R_j^3} \left(\frac{M_j}{\mu_j m_H} k T_j - \frac{G M_j^2}{5 R_j} \right)$$

Limit Schönberga-Chandrasekhara

Biorąc pochodną szukamy maksimum ciśnienia:

$$\frac{d P_j}{d M_j} = 0$$

Otrzymujemy wyrażenie na promień w pkt. maksymalnego ciśnienia:

$$R_j = \left(\frac{2 \mu_j m_H G M_j}{5 k T_j} \right)$$

A więc po podstawieniu otrzymujemy wyrażenie na maksymalne możliwe ciśnienie izotermicznego jądra gwiazdy:

$$P_{j,max} = \frac{375}{64 \pi} \frac{1}{G^3 M_j^2} \left(\frac{k T_j}{\mu_j m_H} \right)$$

Limit Schönberga-Chandrasekhara

Z drugiej strony ciśnienie wywierane na jądro przez otoczkę wynosi:

$$P_{oto} = \int_0^{P_j} dP = - \int_M^{M_j} \frac{G m}{4 \pi r^4} dm \approx \frac{GM^2}{4 \pi R^4}$$

Z równania gazu doskonałego ($P=nkT$) mamy, że:

$$k T_j \approx P_{oto} \mu_{oto} m_H \frac{R^3}{M}$$

Co pozwala nam wyznaczyć P_{oto} w zależności od masy otoczki (\sim gwiazdy) M :

$$P_{oto} \approx \left(\frac{k T_j}{\mu_{oto} m_H} \right)^4 \frac{1}{G^3 M^2}$$

A przyrównując obydwie ciśnienia $P_{oto} = P_j$ dostajemy:

$$\frac{M_j}{M} \propto \left(\frac{\mu_{oto}}{\mu_j} \right)^2$$

Limit Schönberga-Chandrasekhara

$$\frac{M_j}{M} \propto \left(\frac{\mu_{oto}}{\mu_j} \right)^2$$

$$\frac{M_j}{M} \sim 0.54 \left(\frac{\mu_{oto}}{\mu_j} \right)^2$$

W pełni zjonizowana otoczka wodorowa: $\mu_{oto} \sim 0.61$

Jądro helowe: $\mu_j \sim 1.34$

Co daje:

$$\frac{M_j}{M} \sim 0.1$$

Dokładniejsze obliczenia dają wyniki w zakresie: 0.1 – 0.15

Limit Schönberga-Chandrasekhara

Poniżej limitu S-C izotermiczne jądro gwiazdy pozostaje w pełnej równowadze z resztą gwiazdy.

Powyżej limitu S-C jądro gwiazdy nie może zachować równowagi, przestaje być izotermiczne, powstaje gradient temperatury a więc i strumień energii, jądro zaczyna się kurczyć (równowaga hydrostatyczna jest cały czas zachowana).

Przekroczenie limitu S-C jest możliwe gdy:

Masa gwiazdy przekracza $\sim 2 M_{\text{sun}}$.

Masa jądra nie przekracza $\sim 2M_{\text{Sun}}$, ale jądro przybierze na masie podczas spalania w otoczce.

Limit S-C nie ma zastosowania do gwiazd z helowym jądrem zdegenerowanym, (a więc gwiazd o masach poniżej $\sim 2M_{\text{Sun}}$) gdyż wtedy trzeba uwzględnić dodatkowe ciśnienie degeneracji. Mimo to jądra tych gwiazd również są izotermiczne ze względu na dobrą przewodność cieplną materii zdegenerowanej.

Ewolucja gwiazd po ciągu głównym

Gwiazdy mało masywne ($0.8 < M < 2M_{\text{Sun}}$): utworzyły zdegenerowane jądro helowe, które zapłonie w trakcie błysku helowego. Na końcu tworzą białe karły C-O.

Gwiazdy średnio masywne ($2 < M < 8M_{\text{Sun}}$): jądro helowe nie jest zdegenerowane, zapłon helu jest stopniowy, ale utworzy się zdegenerowane jądro węglowo-tlenowe. Na końcu tworzą białe karły C-O.

Gwiazdy masywne ($M > 8M_{\text{Sun}}$): jądro C-O nie degeneruje się, zapłon węgla jest stopniowy, powyżej $11M_{\text{Sun}}$ gwiazdy dochodzą aż do jądra Fe. Na końcu tworzą gwiazdy neutronowe lub czarne dziury.

„Zasada lustrzana”

Za każdym razem gdy gwiazda „spala” materię w otoczce wokół jądra obowiązuje zasada:

Kurczenie jądra \Leftrightarrow ekspansja otoczki

Pęcznienie jądra \Leftrightarrow kontrakcja otoczki

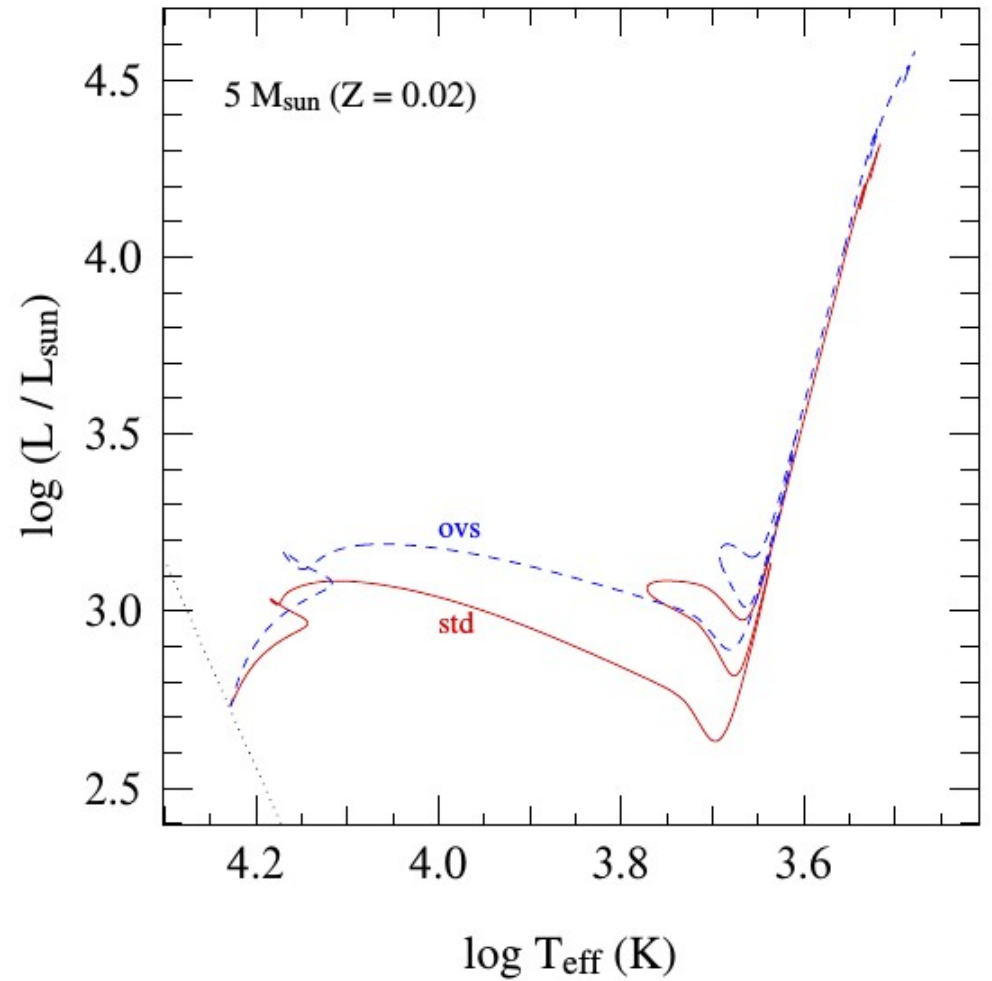
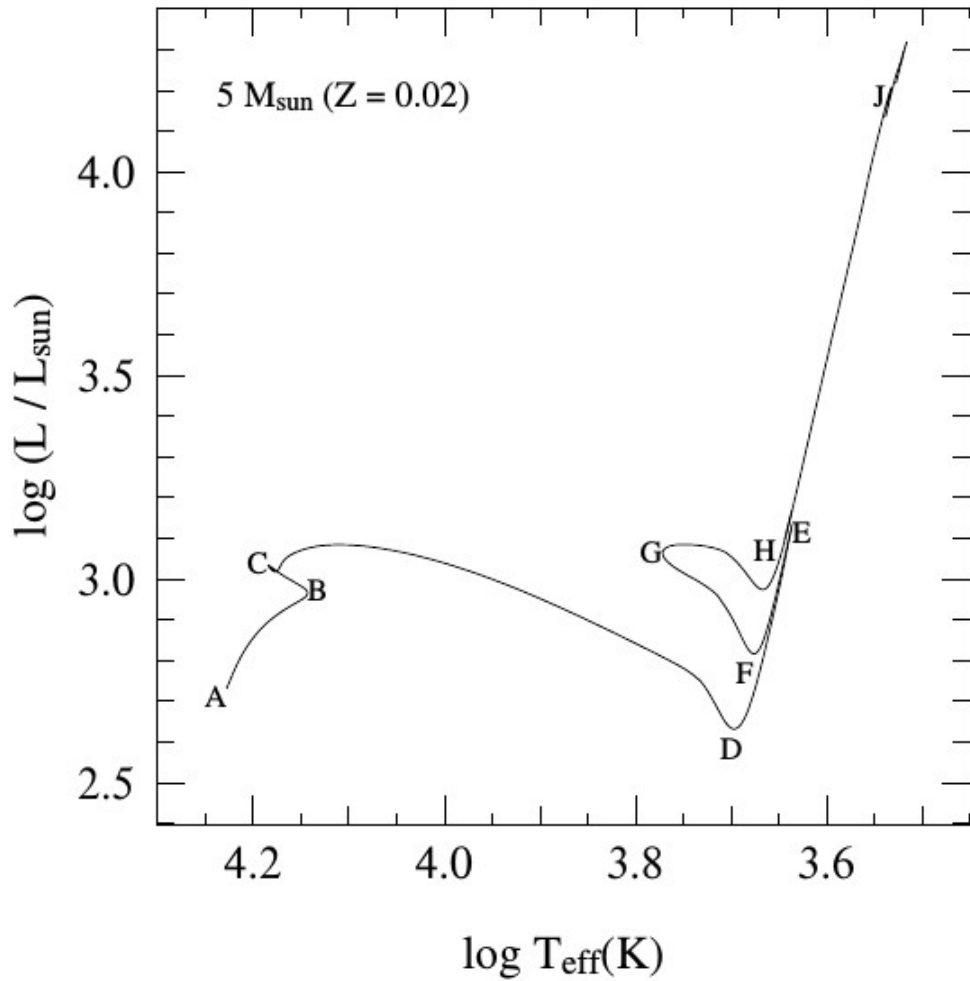
Z czego to wynika?

Reakcje termojądrowe w otoczce muszą się odbywać w mniej więcej stałej temperaturze (co wynika m.in. z ujemnego ciepła właściwego gwiazdy).

Promień warstwy nie może się zmienić znacząco (kurczenie lub pęcznienie) bez zmiany innych parametrów, gdyż zmieniałaby się temperatura.

A więc gdy pod warstwą „palącą” gaz się podgrzewa i zwiększa gęstość (kurczenie jądra), nad nią gaz musi się ochłodzić i zmniejszyć gęstość (pęcznienie otoczki).

Ewolucja gwiazd masywnych ($> 2M_{\text{Sun}}$)



Ewolucja przykładowej gwiazdy o masie $5 M_{\text{Sun}}$.

Ewolucja gwiazd masywnych

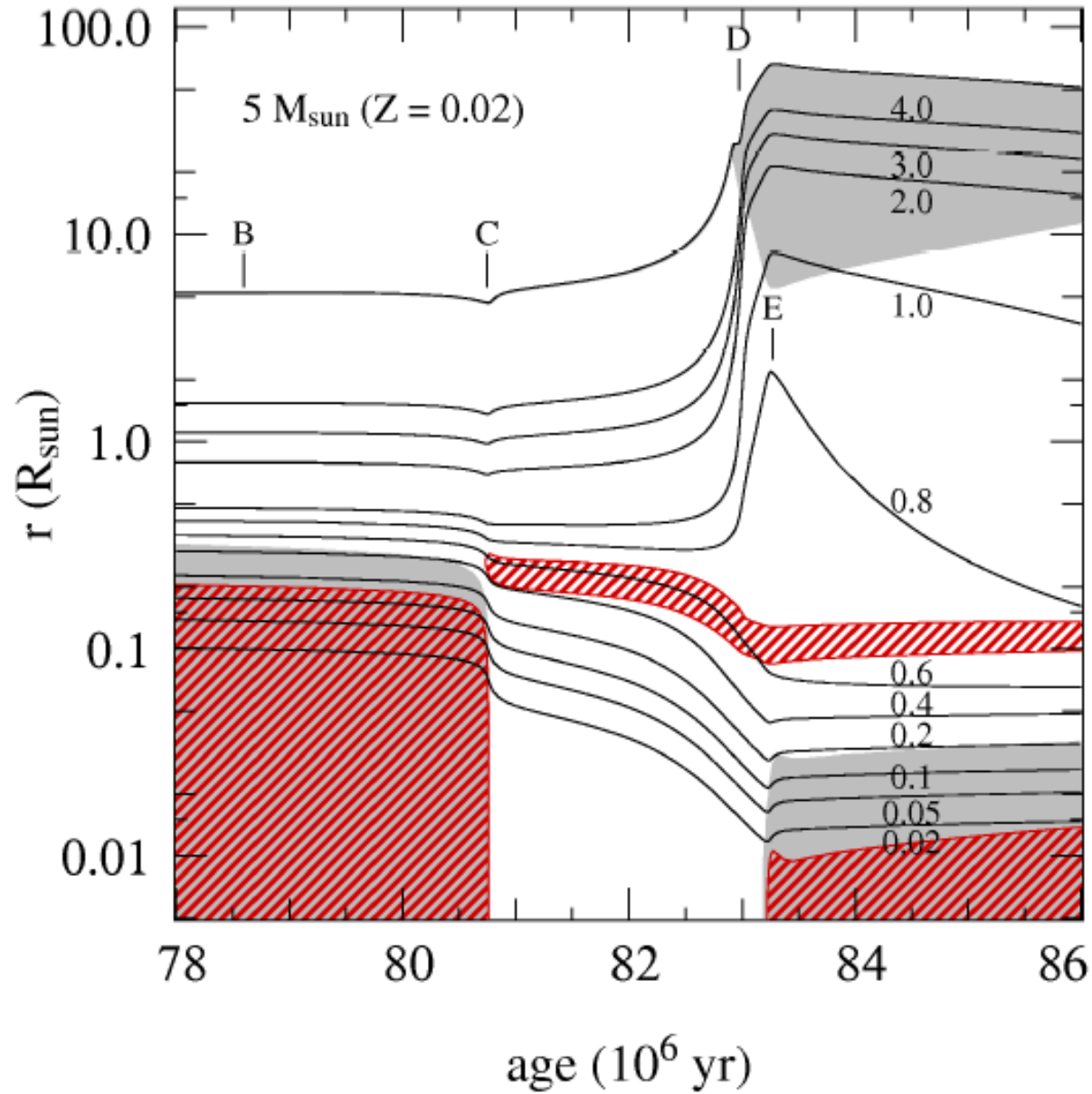
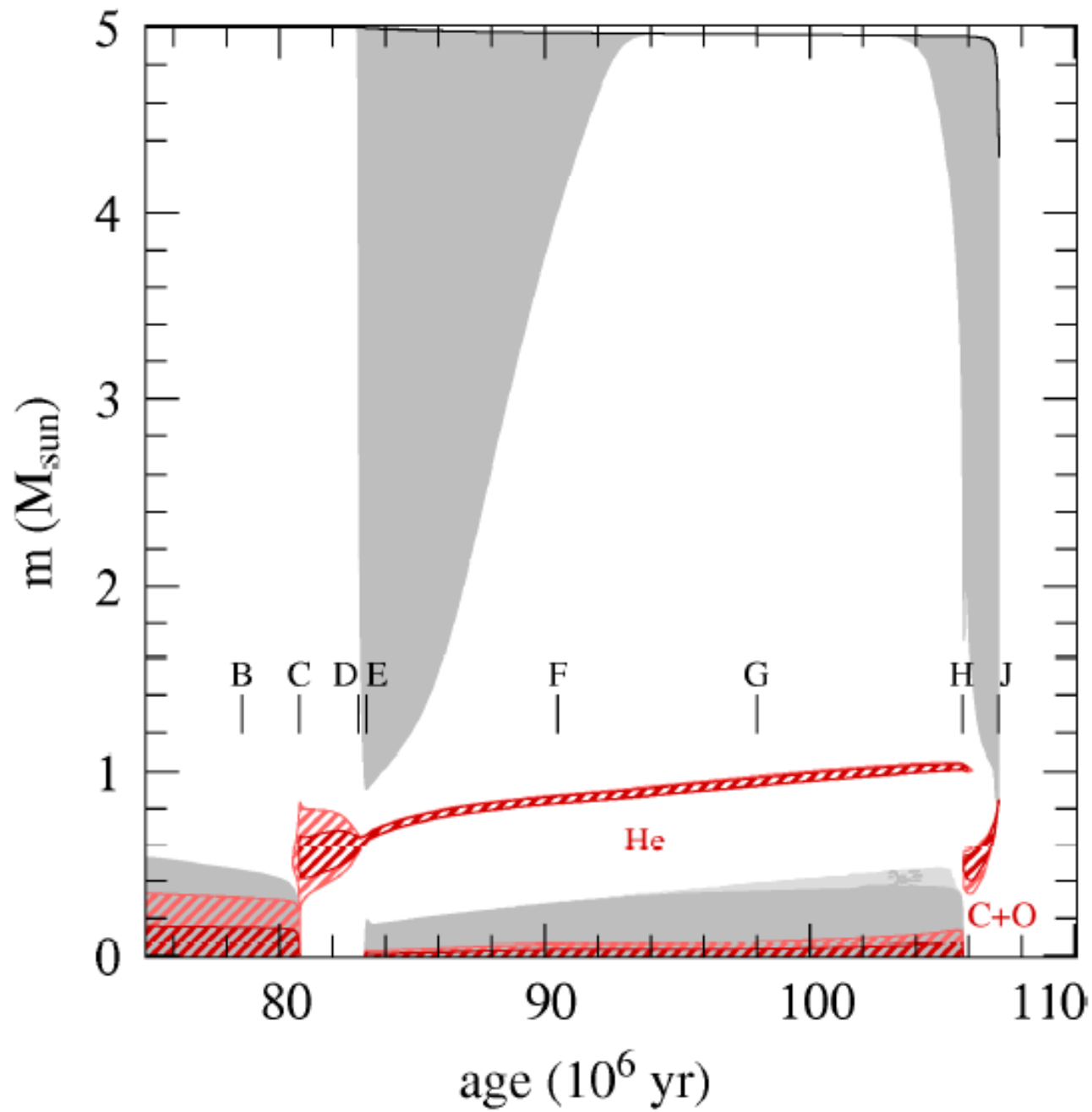
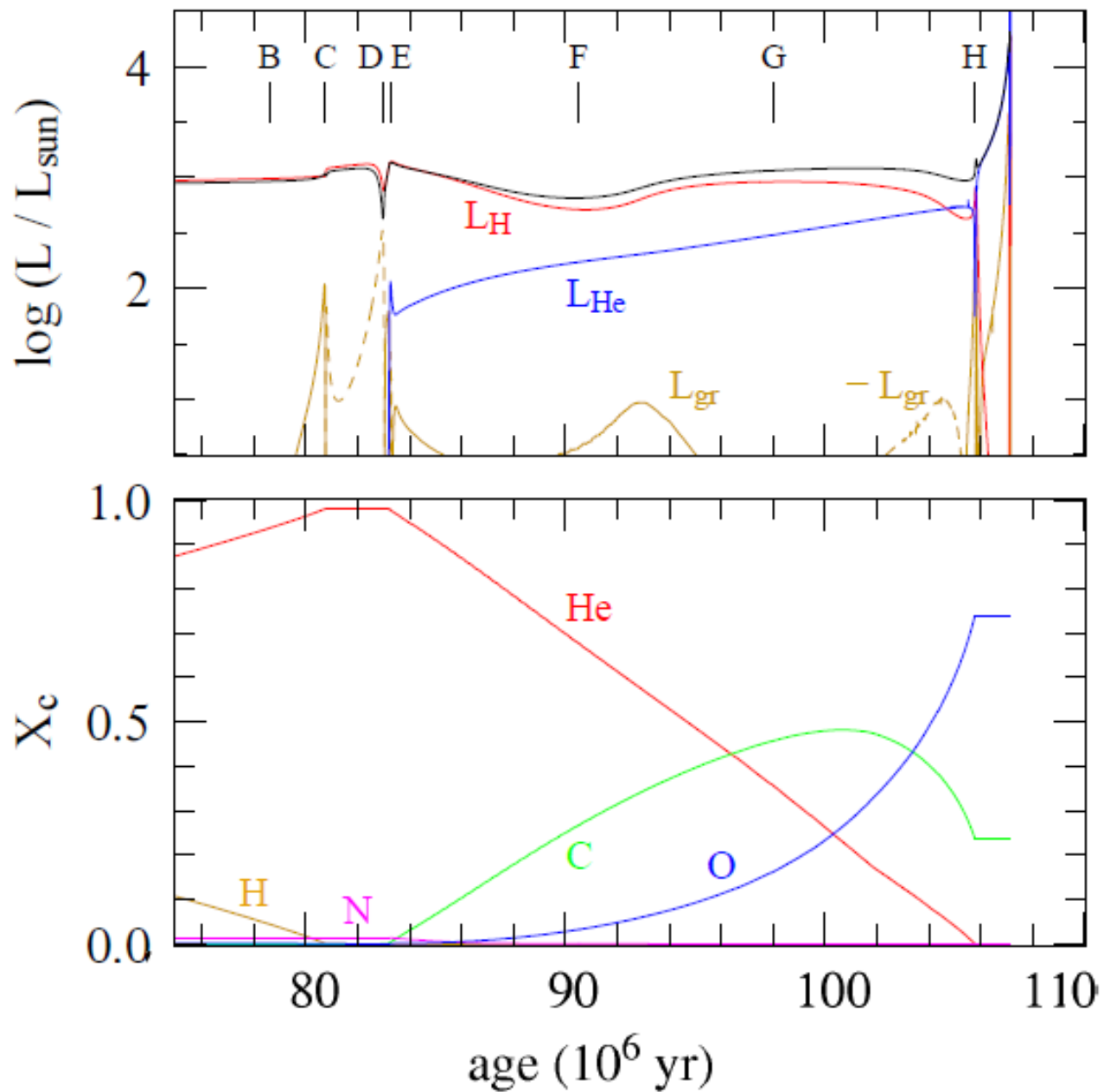


Diagram Kippenhahna - ewolucja przykładowej gwiazdy o masie $5 M_{\text{Sun}}$.

Ewolucja gwiazd masywnych



Ewolucja gwiazd masywnych



Ewolucja gwiazd masywnych ($> 2M_{\text{Sun}}$)

A - ZAMS

B – zaczyna brakować H ($X_C \sim 0.03$), następuje delikatne kurczenie całej gwiazdy;

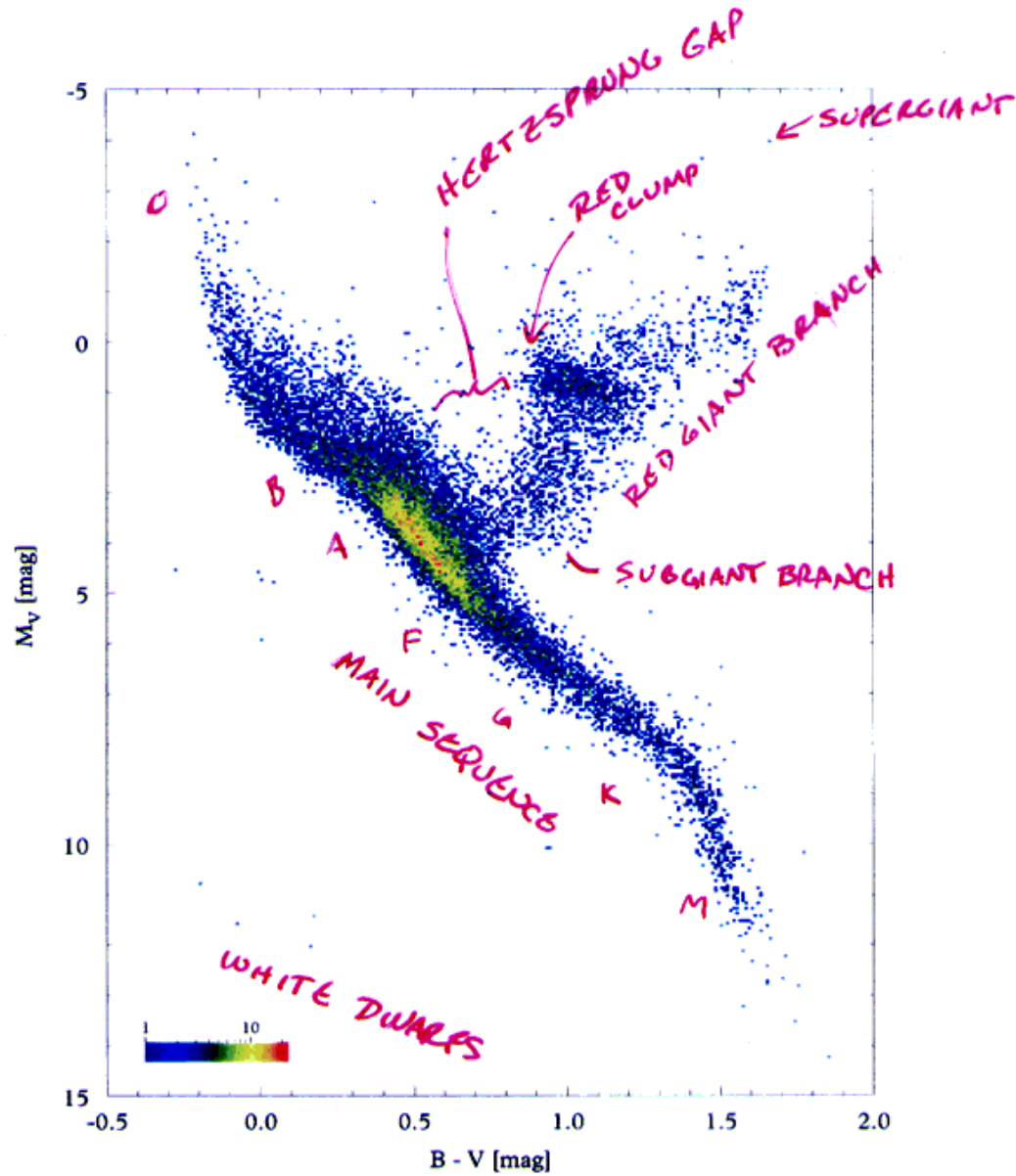
C – kończy się H w jądrze, rozpoczyna się etap spalania w grubej warstwie, początkowo jądro jest poniżej limitu S-C, potem go przekracza i następuje szybkie (w termicznej skali czasu) kurczenie jądra; zgodnie z „zasadą lustrzaną” otoczka gwiazdy pęcznieje; znaczna część energii jest zużywana na pęcznienie – dzielność promieniowania maleje; Pod koniec wchodzimy na etap spalania w cienkiej otoczce;

D – rozpoczyna się etap czerwonego olbrzyma, spadek temperatury w ekspandującej otoczce spowodował wzrost nieprzezroczystości i pojawienie się konwekcji, która obejmuje większą część otoczki; dlatego gwiazda porusza się w przybliżeniu po swojej linii Hayashi;

E – etap „odgrzebania” (dredge-up), konwektywna otoczka sięga tak głęboko ($m=0.9$), jak kiedyś rozciągało się jądro ($m=1.2$), produkty spalania pojawiają się na powierzchni, następuje łagodny zapłon helu w niezdegenerowanym jądrze, co jednocześnie zatrzymuje dalsze kurczenie jądra i pęcznienie gwiazdy;

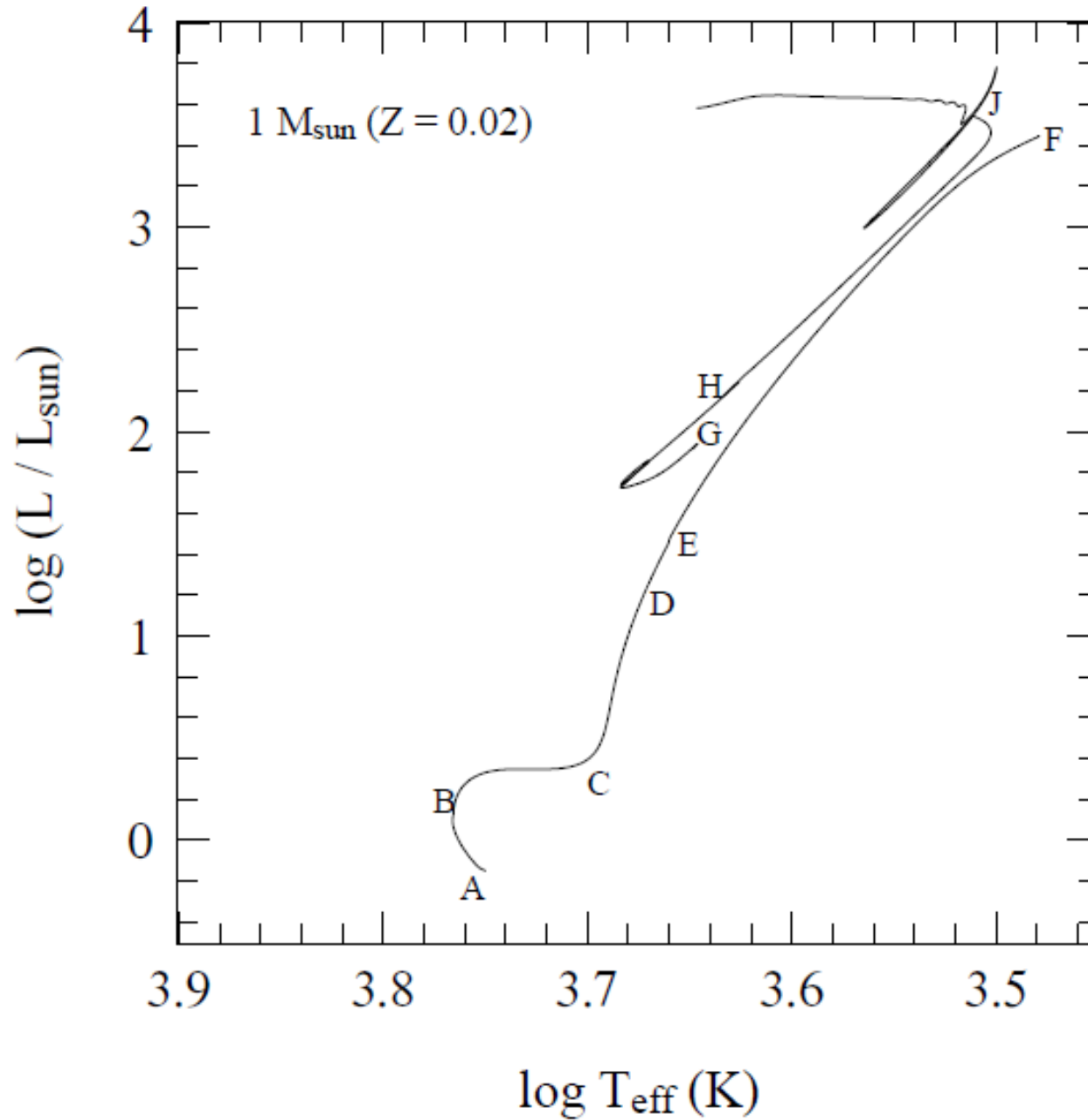
Ewolucja pomiędzy C a D jest tak szybka, że obserwujemy przerwę Hertzsprunga.

Przerwa Hertzsprunga



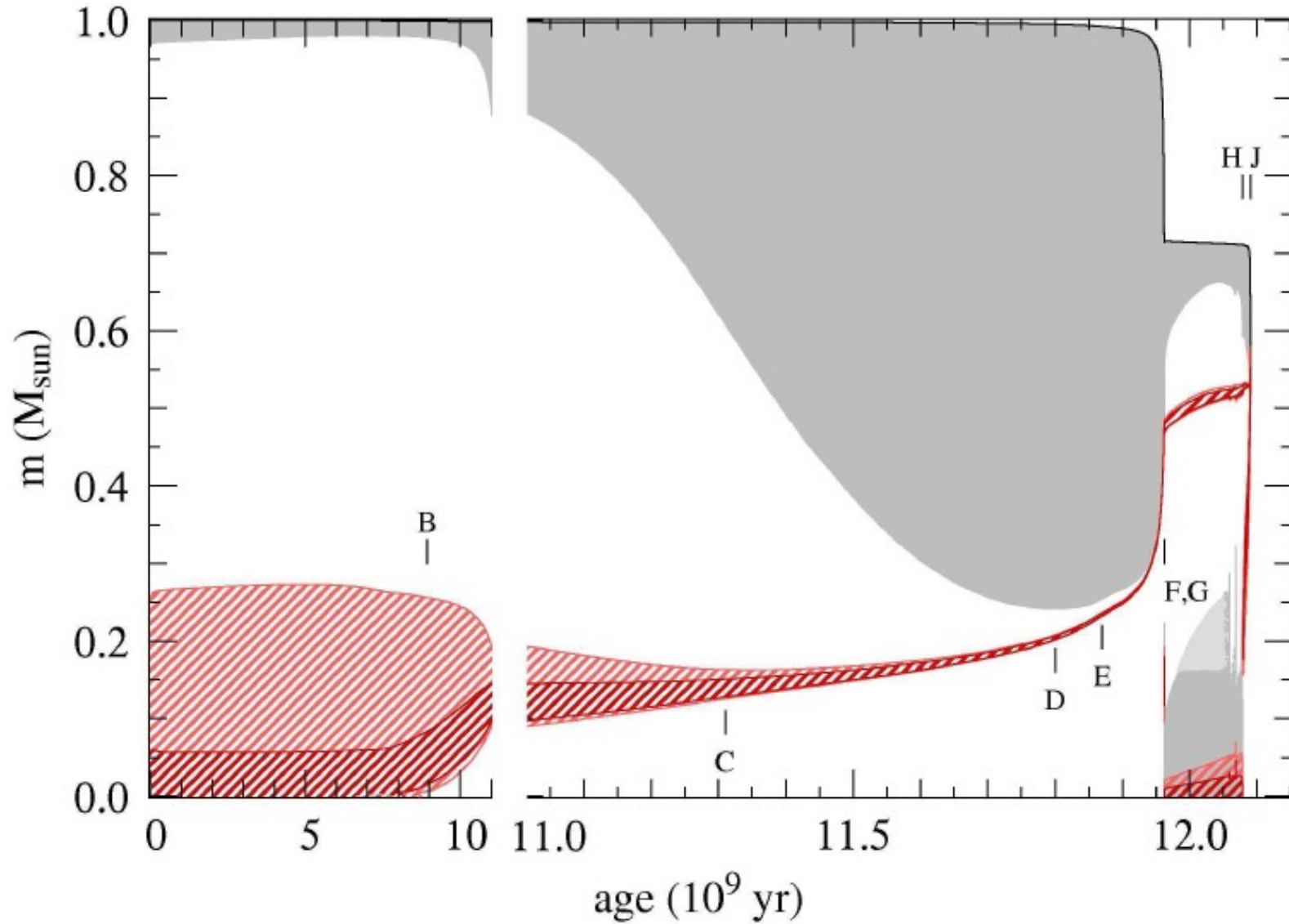
Przerwa występuje tylko dla gwiazd masywnych – wynika z ich szybkiej ewolucji (w termicznej skali czasu) na etapie spalania w otoczce (limit S-C).

Ewolucja gwiazd mało-masywnych ($< 2M_{\text{Sun}}$)



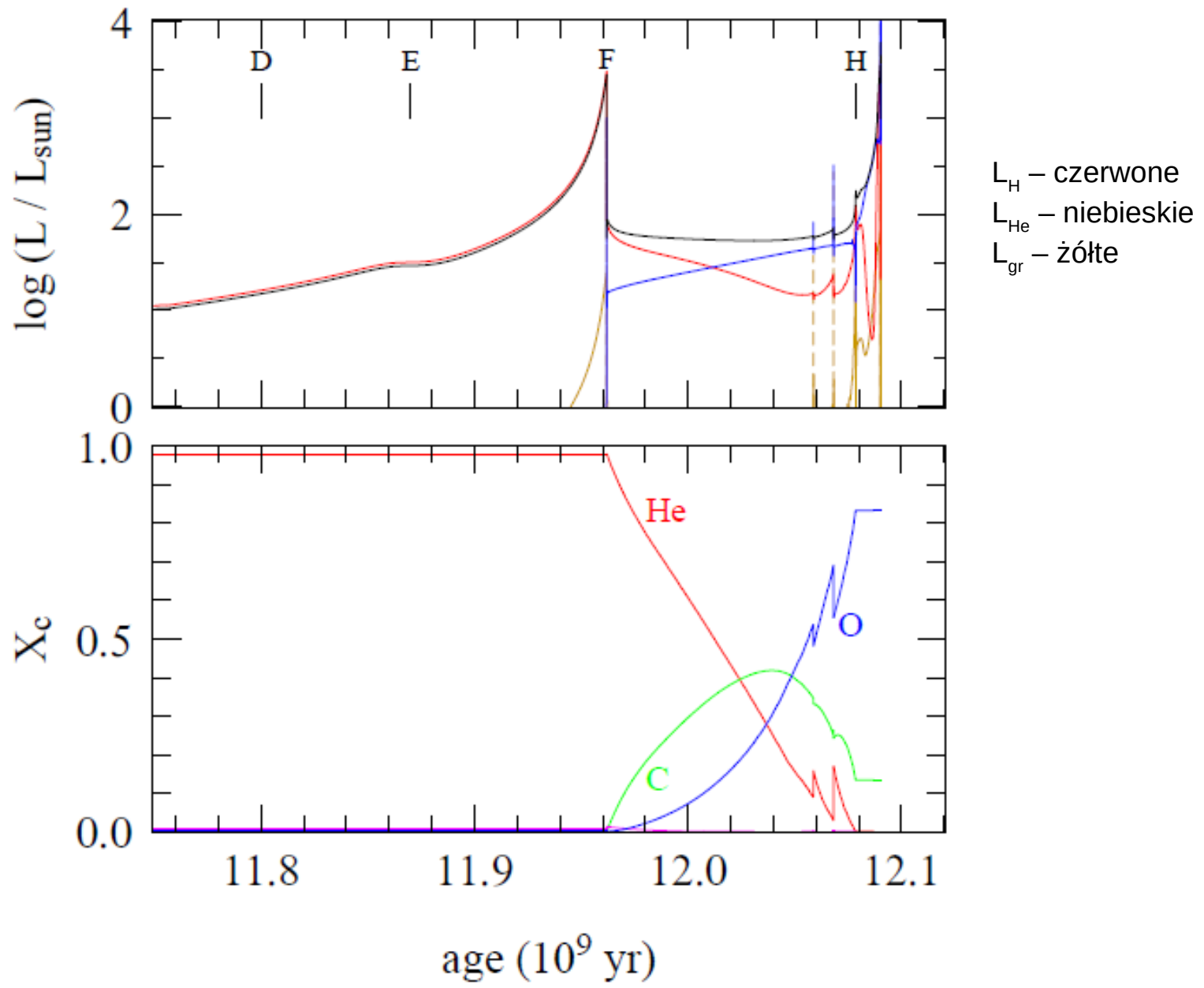
Ewolucja gwiazdy o masie $1 M_{\text{Sun}}$.

Ewolucja gwiazd mało-masywnych

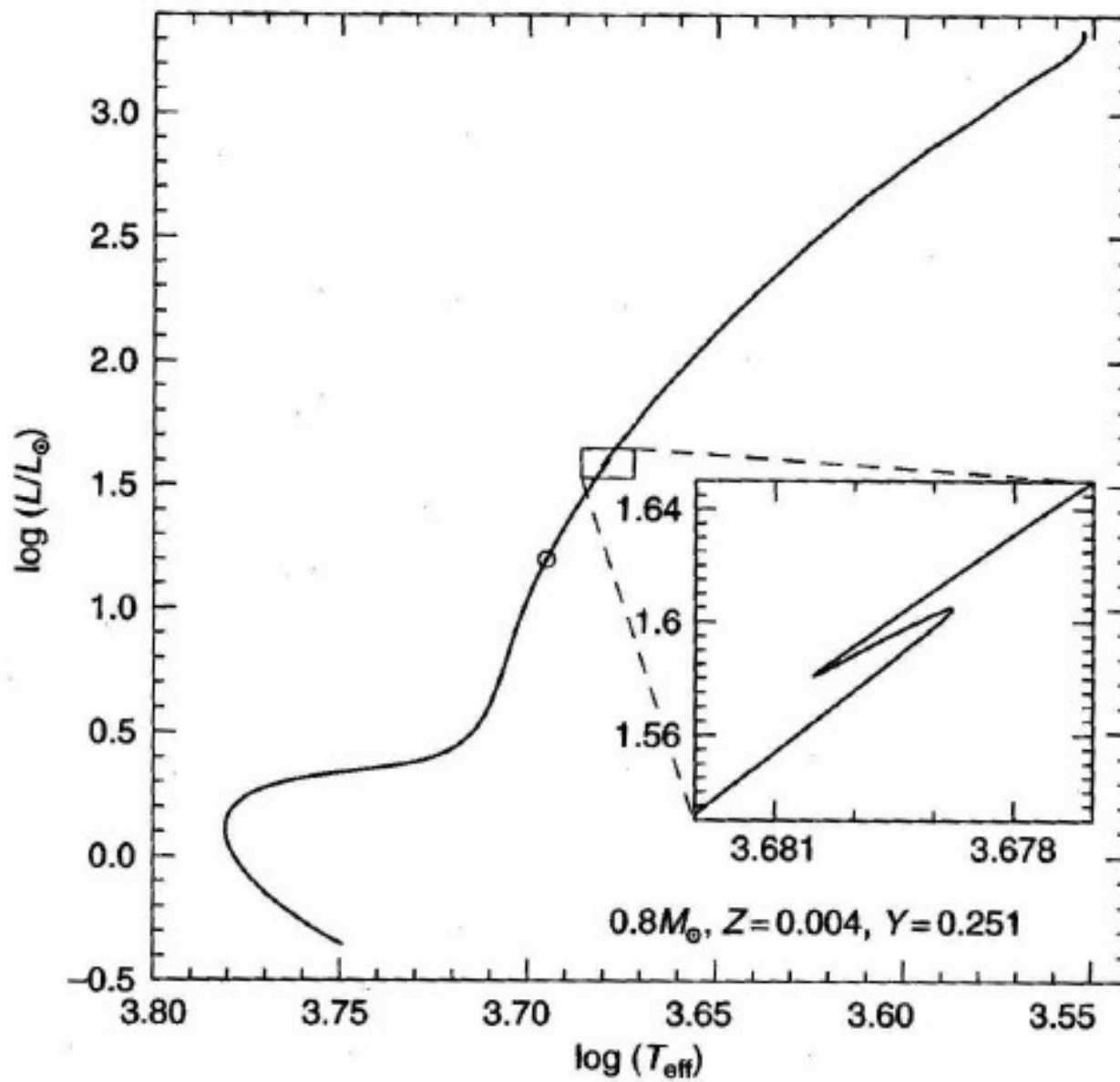


Ewolucja gwiazdy o masie $1 M_{\text{Sun}}$.

Ciemny czerwony to obszar najwydajniejszej produkcji energii.



Ewolucja gwiazdy o masie $1 M_{\text{Sun}}$.



Ścieżka ewolucyjna gwiazdy małej masy.

Ewolucja gwiazd mało-masywnych ($< 2M_{\text{Sun}}$)

Gwiazdy mało masywne nie posiadają dużego jądra konwektywnego – ich ewolucja przebiega inaczej, a etap czerwonego olbrzyma osiągają zawsze ze zdegenerowanym jądrem helowym, ewolucja pomiędzy ciągiem głównym a gałęzią olbrzymów przebiega wolniej i z zachowaniem pełnej równowagi (nie ma przerwy Hertzsprunga).

A – ZAMS

B – podolbrzym, wyczerpanie się H w jądrze ($X_c \sim 0.001$), rozpoczyna się stopniowe przejście do etapu spalania w cienkiej otoczce, gwiazdy o masach $< 1.1 M_{\text{Sun}}$ mają jądra cały czas zdegenerowane, masywniejsze degenerują się później;

C – formuje się czerwony olbrzym, ponieważ jądro jest zdegenerowane jego struktura zależy w zasadzie jedynie od masy (nie od temperatury)

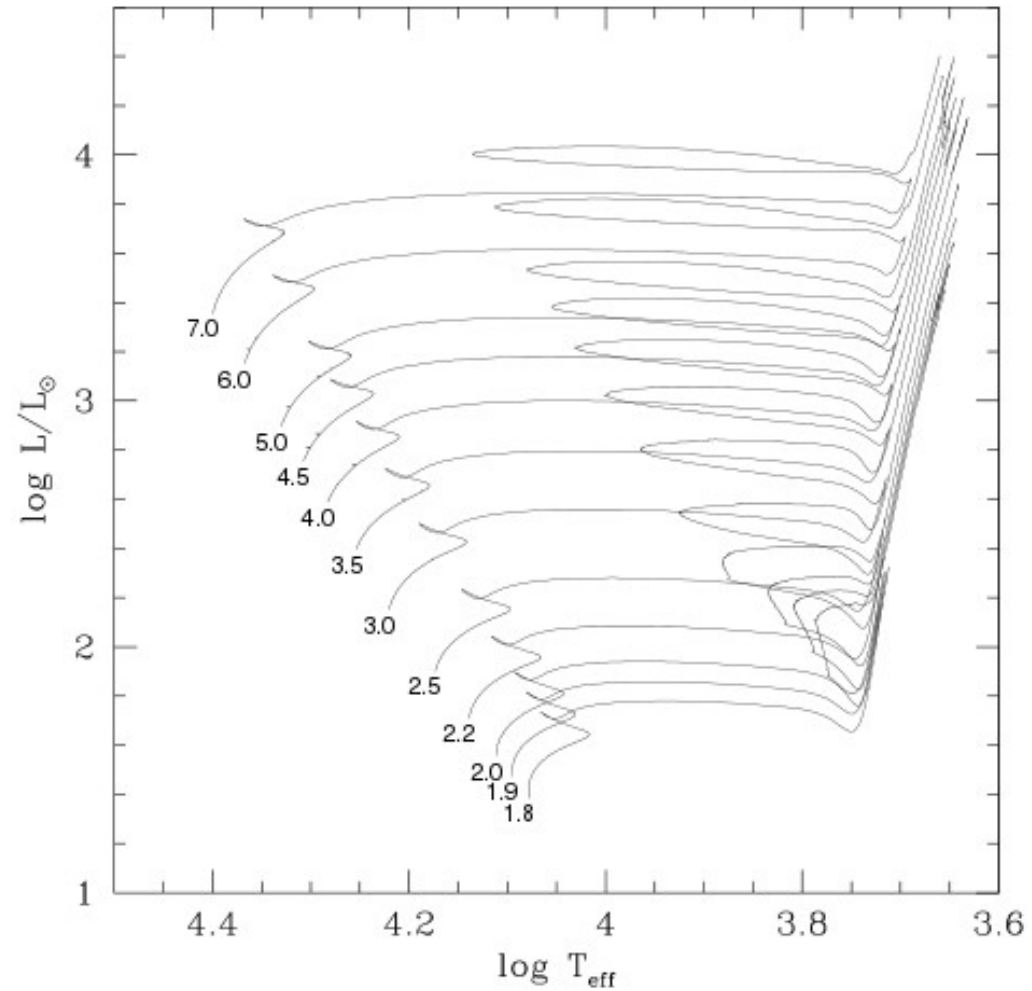
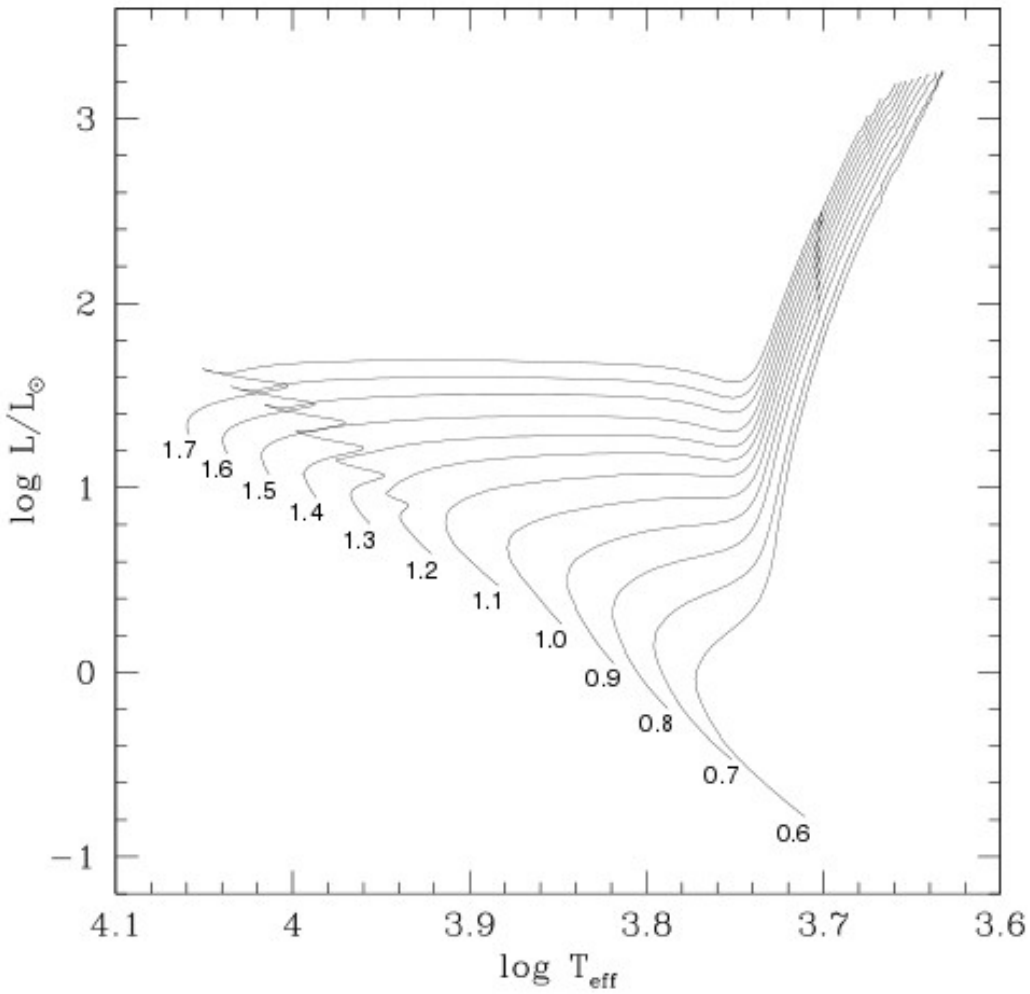
D – maksymalna rozciągłość konwektywnej otoczki, etap „odgrzebania”

C-F – coraz bardziej przyspieszający wzrost jasności i promienia gwiazdy, oraz temperatury zdegenerowanego jądra helowego;

E – spalająca wodór warstwa osiąga dolny punkt w którym konwekcja wzbogaciła materię w „świeży” materiał – następuje drobny zawijas na ścieżce ewolucyjnej (ale to nie jest tzw. red clump!);

F – niezależnie od masy gwiazdy, wzrost jasności na gałęzi olbrzymów trwa do momentu gdy jądro gwiazdy osiągnie tę samą masę $\sim 0.45M_{\text{Sun}}$

Ewolucja gwiazd - porównanie



Ewolucja gwiazd mało-masywnych zbiega się na etapie czerwonego olbrzyma.
(Girardi, 2000)

Ewolucja gwiazd mało-masywnych ($< 2M_{Sun}$)

Dzielność promieniowania mało-masywnych czerwonych olbrzymów na etapie spalania wodoru w otoczce zależy głównie od masy jądra.

Z symulacji numerycznych wynika przybliżona zależność dla $M_j < 0.5M_{Sun}$:

$$L \approx 2.3 \cdot 10^5 \left(\frac{M_j}{M_{Sun}} \right)^6 \quad [L_{Sun}]$$

Stąd wynika:

- jasność gwiazdy nie zależy na tym etapie od jej masy całkowitej!
- zbieganie się ścieżek ewolucyjnych;
- zbliżony punkt startowy w momencie błysku helowego na diagramie HR;

Ewolucja gwiazd mało-masywnych ($< 2M_{Sun}$)

Mało-masywne czerwone olbrzymy przechodzą etap w którym tracą znaczące ilości materii.

Ma to związek ze:

- wzrostem jasności gwiazdy;
- pęcznieniem otoczki, która staje się przez to względnie słabo związana grawitacyjnie z jądrem;

W przybliżeniu opisuje to empiryczne „prawo Reimersa” (Reimers 1975), (Schroder & Cuntz, 2007):

$$\dot{M} = -8 \cdot 10^{-14} \frac{L}{L_{Sun}} \frac{R}{R_{Sun}} \frac{M_{Sun}}{M} \left(\frac{T_{eff}}{4000 K} \right)^{3.5} \left(1 + \frac{g_{Sun}}{4300 g} \right) \quad [M_{Sun}/rok]$$

Współczynnik i postać prawa są ciągle zmieniane i poprawiane.

Spalanie helu

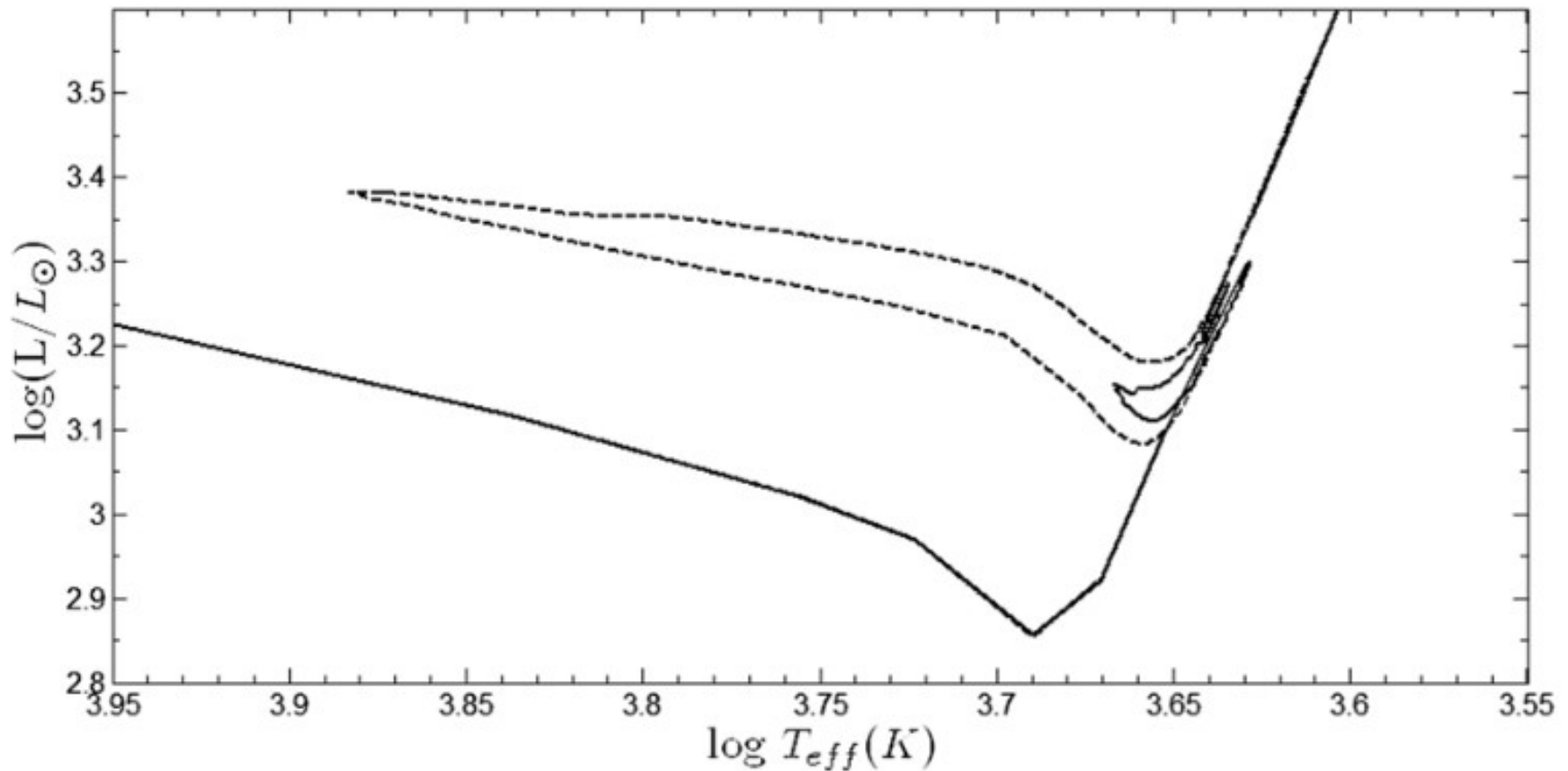
W przeciwieństwie do etapu spalania H reakcje odpowiedzialne za spalanie He są takie same w gwiazdach o wszelkich masach (głównie reakcje 3α).

Istotnie różni się jednak sposób zapłonu i przebieg spalania.

Masywne gwiazdy zapalają He łagodnie. Masa jądra spalającego He wynosi dla gwiazdy $5 M_{\text{Sun}}$ początkowo tylko $0.2 M_{\text{Sun}}$.

Gwiazdy o masach $>4M_{\text{Sun}}$ generują tzw. niebieskie pętle (blue loops) na diagramie HR.

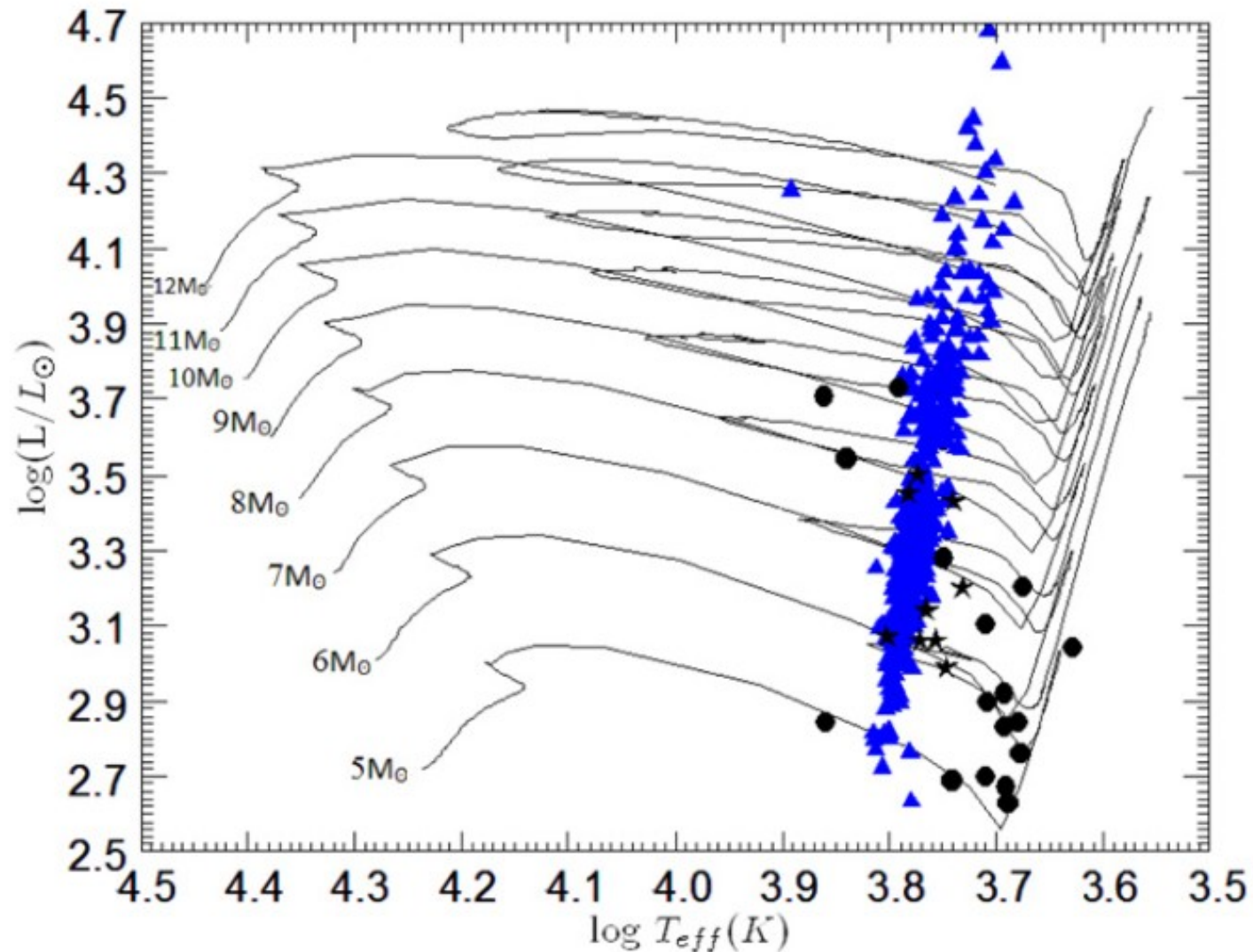
Niebieskie pętle



Niebieska pętla dla czerwonego olbrzyma o masie $6M_{\text{Sun}}$.

Linia ciągła – bez przestrzelenia, przerywana – z przestrzeleniem konwektywnym.

(Halabi, 2012)



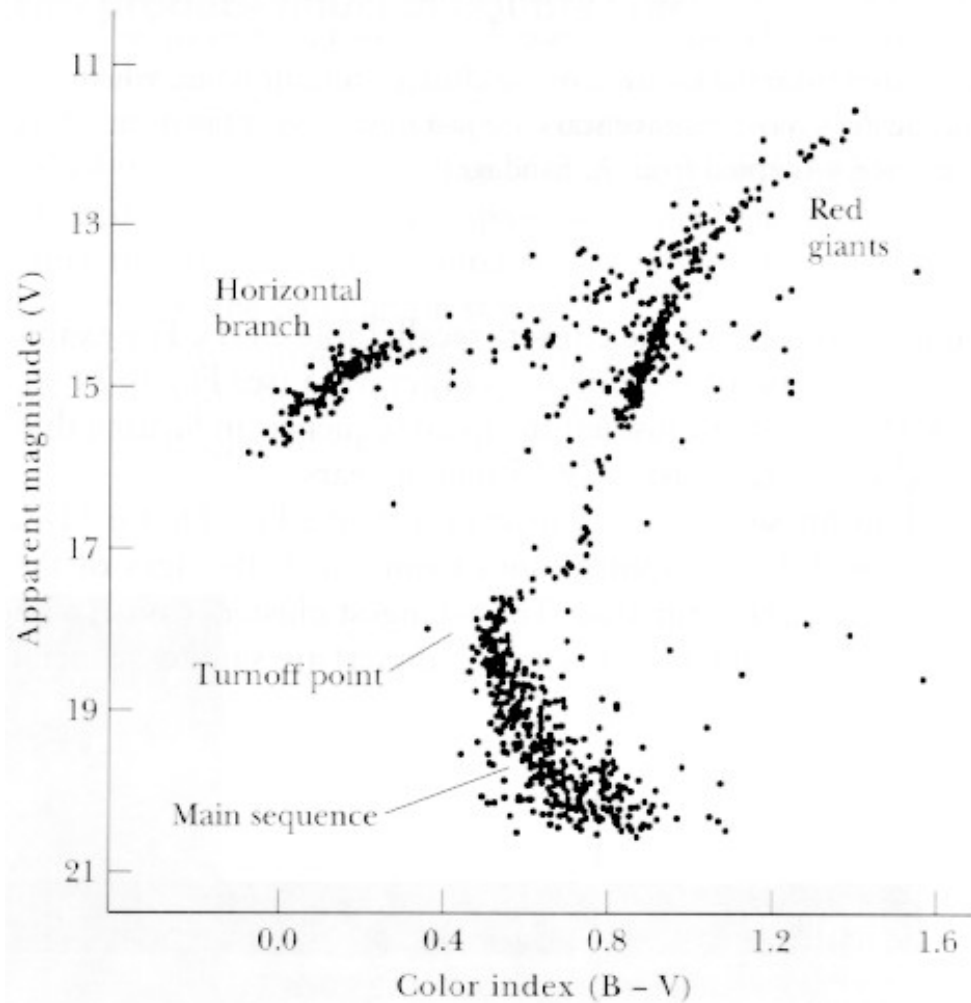
Niebieskie pętle dla rodziny olbrzymów o różnych masach z zaznaczonym położeniem znanych cefeid klasycznych – niebieskie trójkąty i kilku innych rodzajów gwiazd (Halabi, 2012).

Spalanie helu

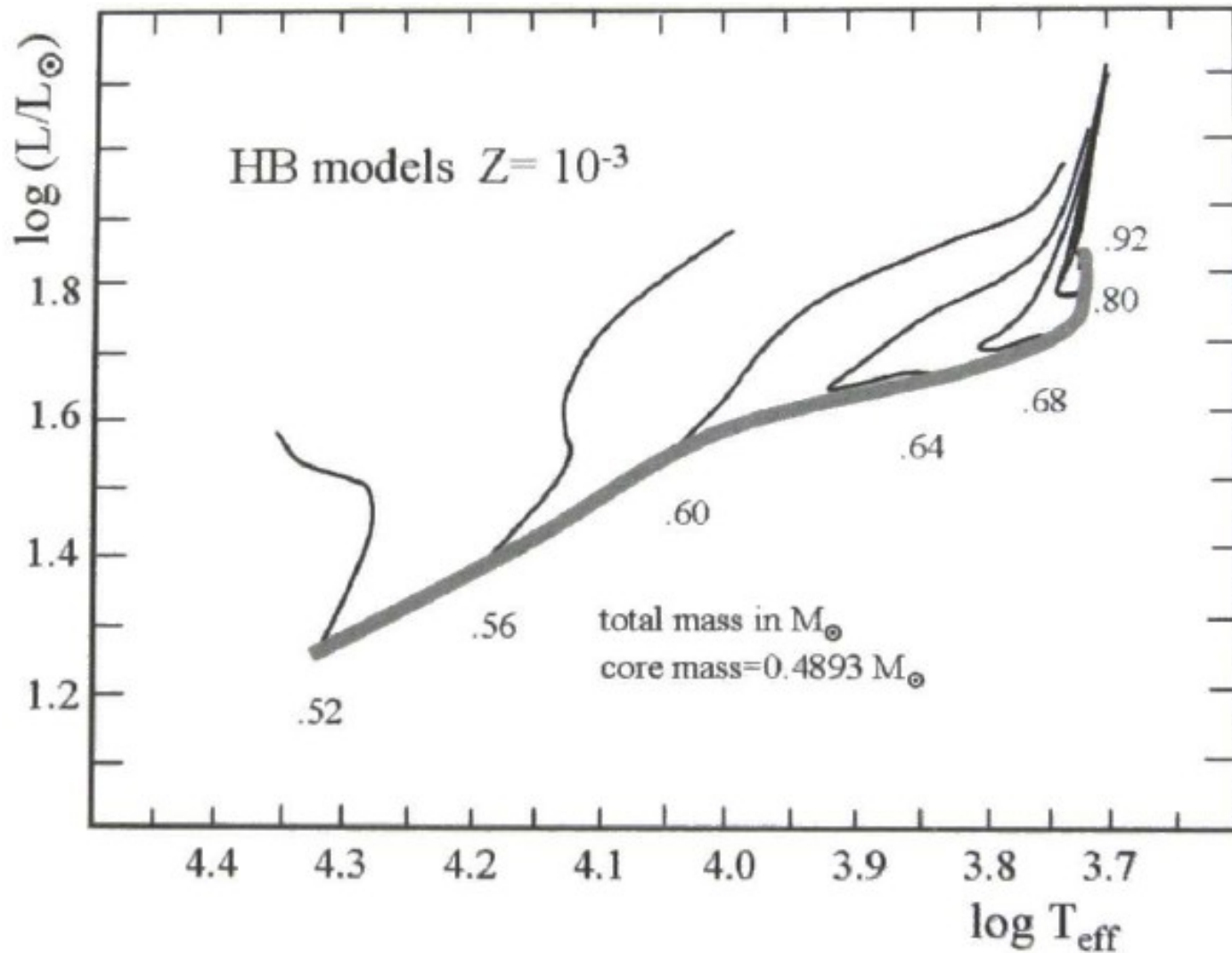
Mało-masywne gwiazdy zapalają He w błysku helowym i mają wszystkie tą samą początkową masę zdegenerowanego jądra: $\sim 0.45 M_{\text{sun}}$.

Z tej przyczyny jasność absolutna tych gwiazd jest niemal identyczna!

horyzontalna gałąź olbrzymów



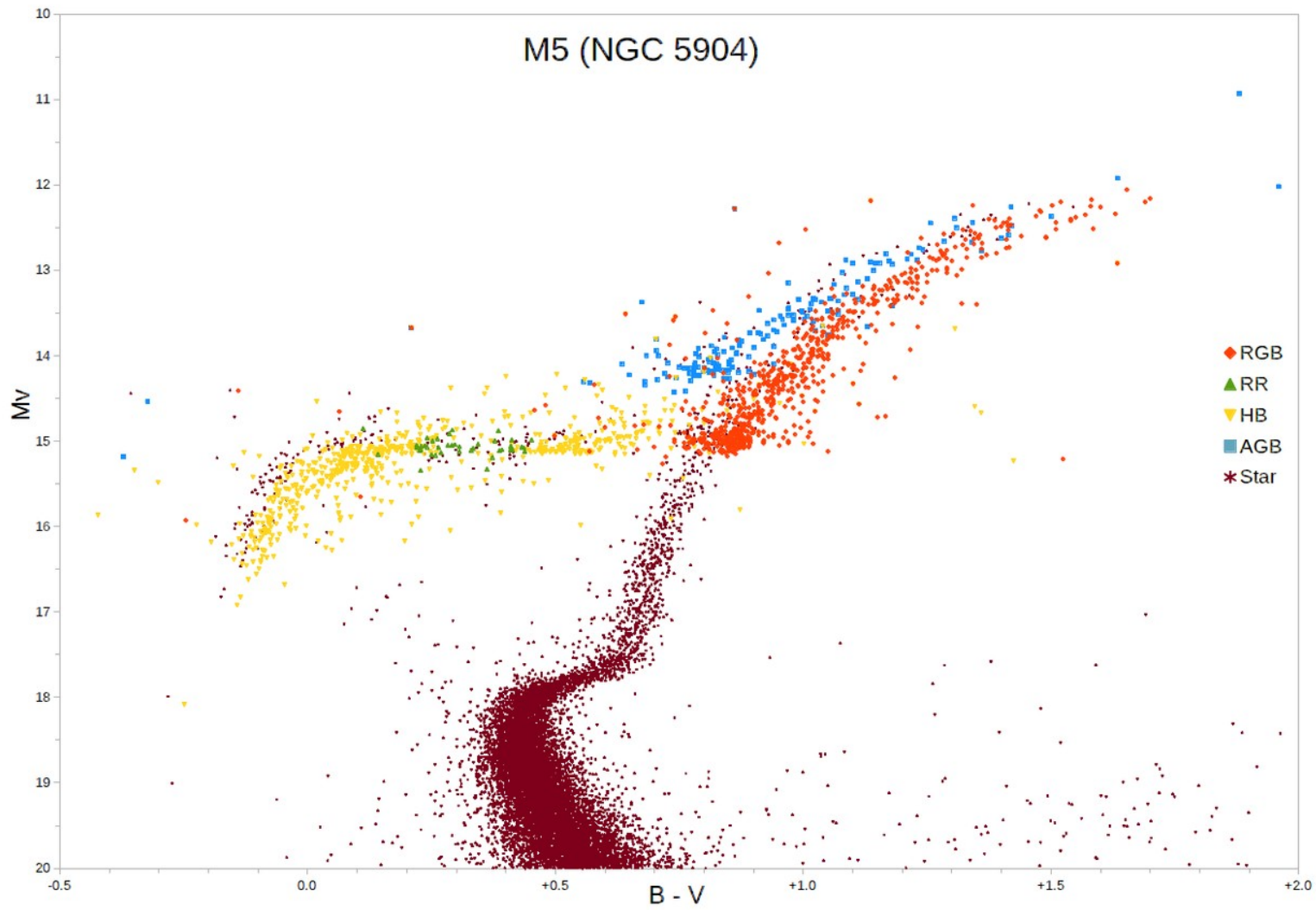
Gałąź horyzontalna olbrzymów



Czerwone zgęszczenie – gałąź horyzontalna wieku zerowego w zależności od masy gwiazdy, przy stałej masie jądra.

ZEHB

Gałąź horyzontalna olbrzymów



Błysk helowy

Zapłon helu w zdegenerowanym jądrze gwiazdy przebiega bardzo gwałtownie, ze względu na niezależność ciśnienia materii od temperatury – brak ekspansji.

Zapłon następuje przy $T \sim 10^8$ K, $\rho_c \sim 10^6$ g/cm³

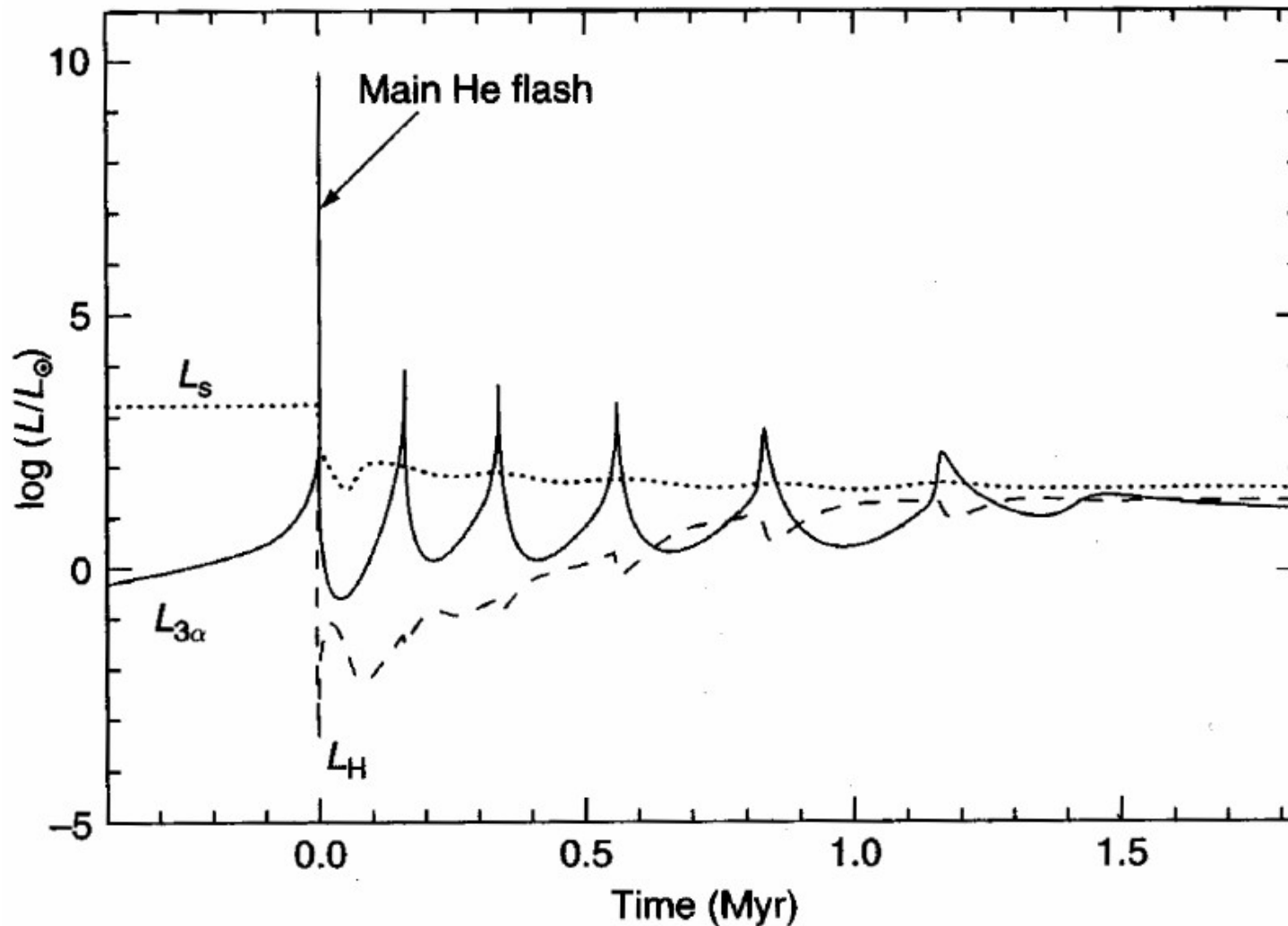
Dzielność promieniowania jądra osiąga w maksimum $L \sim 10^{10} L_{\text{Sun}}$!!!

Materia przestaje być zdegenerowana przy $T \sim 3 \cdot 10^8$ K

W wyniku dalszego podgrzewania rośnie ciśnienie i jądro pęcznieje.

Sytuacja stabilizuje się przy $T \sim 10^8$ K, $\rho_c \sim 2 \cdot 10^4$ g/cm³

Błysk helowy



Wynik symulacji numerycznych błysku helowego:

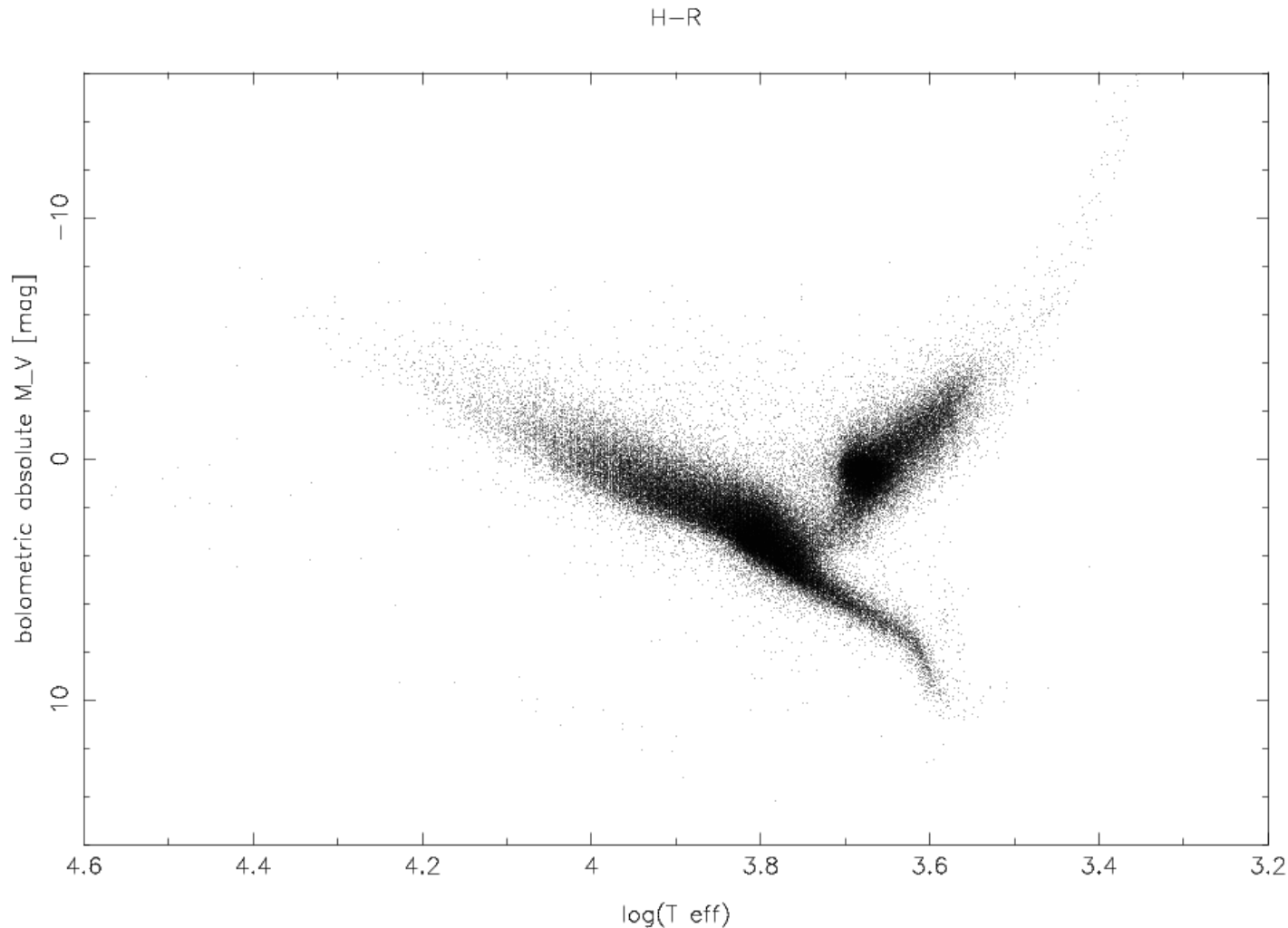
Pierwszy błysk zachodzi w zewnętrznej części jądra, a centrum pozostaje zdegenerowane (ze względu na efektywne chłodzenie neutrinami).

W trakcie błysku kilka % He w jądrze zostaje zużyte.

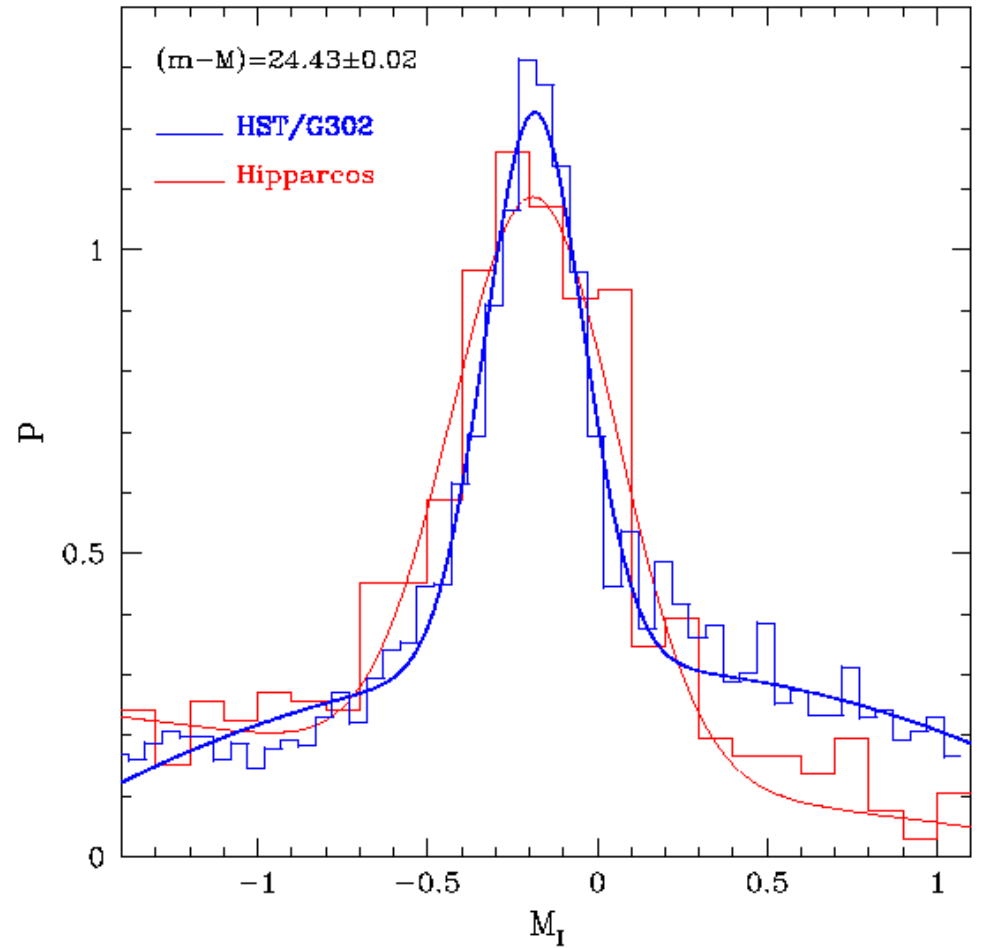
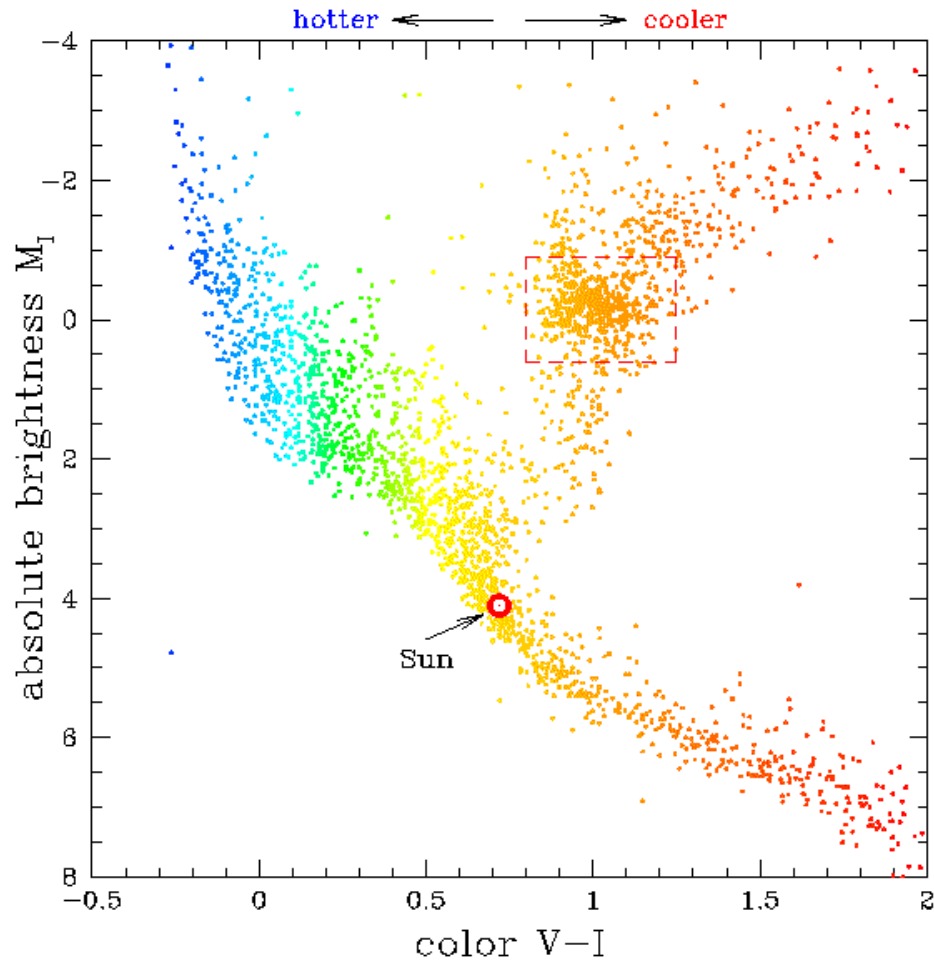
Po błysku helowym

Spalanie He wszystkich mało masywnych gwiazd zaczyna się od niemal tego samego punktu na diagramie HR, gdyż mają jądra o tej samej masie ($0.45M_{\text{Sun}}$). Punkty G \rightarrow H na wcześniejszym diagramie.

To jest przyczyna istnienia „**czerwonego zgęszczenia**” (red clump) na diagramie HR, które pokrywa się z początkowym fragmentem gałęzi horyzontalnej.



Red clump jako świeca standardowa?



Paczyński & Stanek (1998)

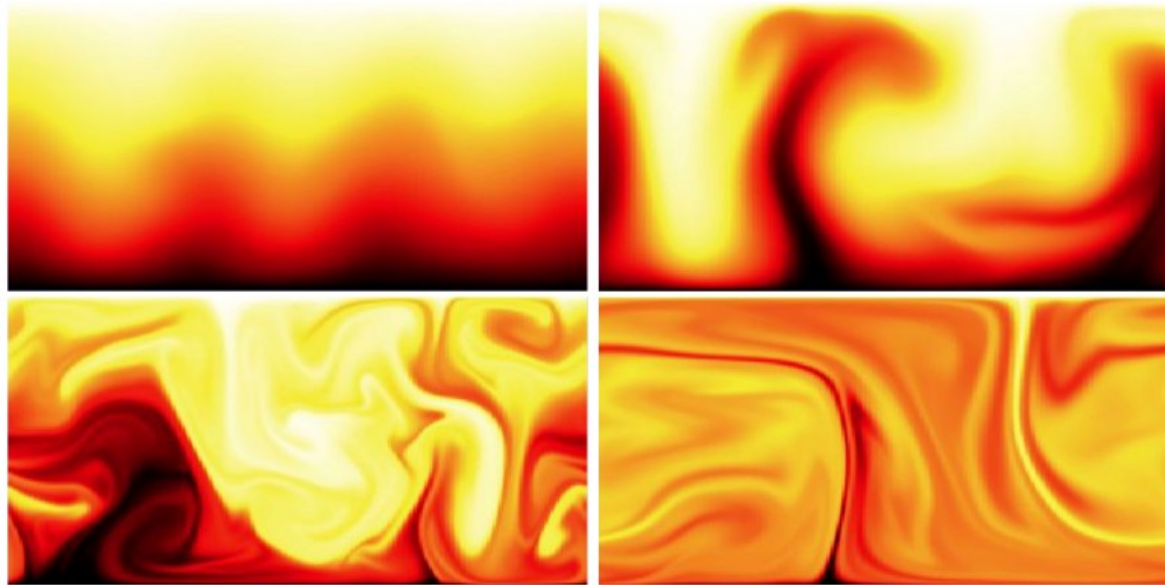
Po błysku helowym

Ze względu na niemal identyczną masę jądra helowego wszystkie mało-masywne gwiazdy spalają He podobnie długo, ok. 120 Mlat.

Ewolucja gwiazd mało-masywnych na etapie spalania He jest ogólnie podobna do masywnych gwiazd. Najważniejsze różnice to:

Breathing pulses – gwałtowne skoki jasności i zmiany składu w jądrze.

Powstawanie obszarów częściowo konwektywnych (semi-convective).



Symulacja numeryczna obszaru częściowo konwektywnego (Zaussinger 2013)