

Astrofizyka IV

Wnętrza, ewolucja i pulsacje gwiazd.

Krzysztof Kamiński

Temat wykładu

Ewolucja gwiazd pre-supernowych
i supernowe

W poprzednim odcinku

Asymptotyczna gałąź olbrzymów (AGB).

Drugi i trzeci etap odgrzebania (ang. dredge-up).

„Spalanie” w dwóch warstwach.

Pulsacje termiczne.

Etap odgrzebania (ang. dredge-up)

Reakcje termojądrowe na etapie AGB.

Utrata masy gwiazd AGB.

Gwiazdy OH/IR, mirydy.

Ewolucja post-AGB, białe karły.

Prawo Mestela.

Kilka pytań (z odpowiedziami)

Czy możliwe jest powstanie białych karłów o dowolnej masie?

Górna granica – masa Chandrasekchara.

Dolna granica – minimalna masa zapłonu helu ($0.45 M_{\text{sun}}$), ale są wyjątki.

Czy możliwa jest obserwacja zimnych białych karłów?

Nie – Wszechświat jest na to zbyt młody.

Dlaczego ewolucja gwiazd o masach $0.8 - 8 M_{\text{sun}}$ jest jakościowo identyczna?

Gdyż wszystkie mają wystarczająco dużo masy by doprowadzić do zapłonu He, i zbyt mało by nie doszło do degeneracji jądra C-O.

Jakie są skutki istnienia pulsacji termicznych gwiazd AGB?

Występuje większe mieszanie materii przez zmienność obszarów konwektywnych. Przyspiesza „spalanie” He ze względu na niestabilność w tej warstwie. Umożliwia powstanie metali ciężkich.

Ewolucja gwiazd masywnych

Gwiazdy o masach większych niż ok. $8 M_{\text{Sun}}$ różnią się od gwiazd mniej masywnych pod następującymi względami:

W ich jądrach osiągnąta jest znacznie większa temperatura, która pozwala na zapłon C w gazie NIEZDEGENEROWANYM. Minimalna masa jądra C-O niezbędna do tego wynosi ok. $1.06 M_{\text{Sun}}$, co odpowiada masie początkowej całej gwiazdy ok. $8 M_{\text{Sun}}$.

Gwiazdy o początkowych masach większych od ok. $11 M_{\text{Sun}}$ przerabiają również pierwiastki cięższe niż C, dochodząc aż do Fe.

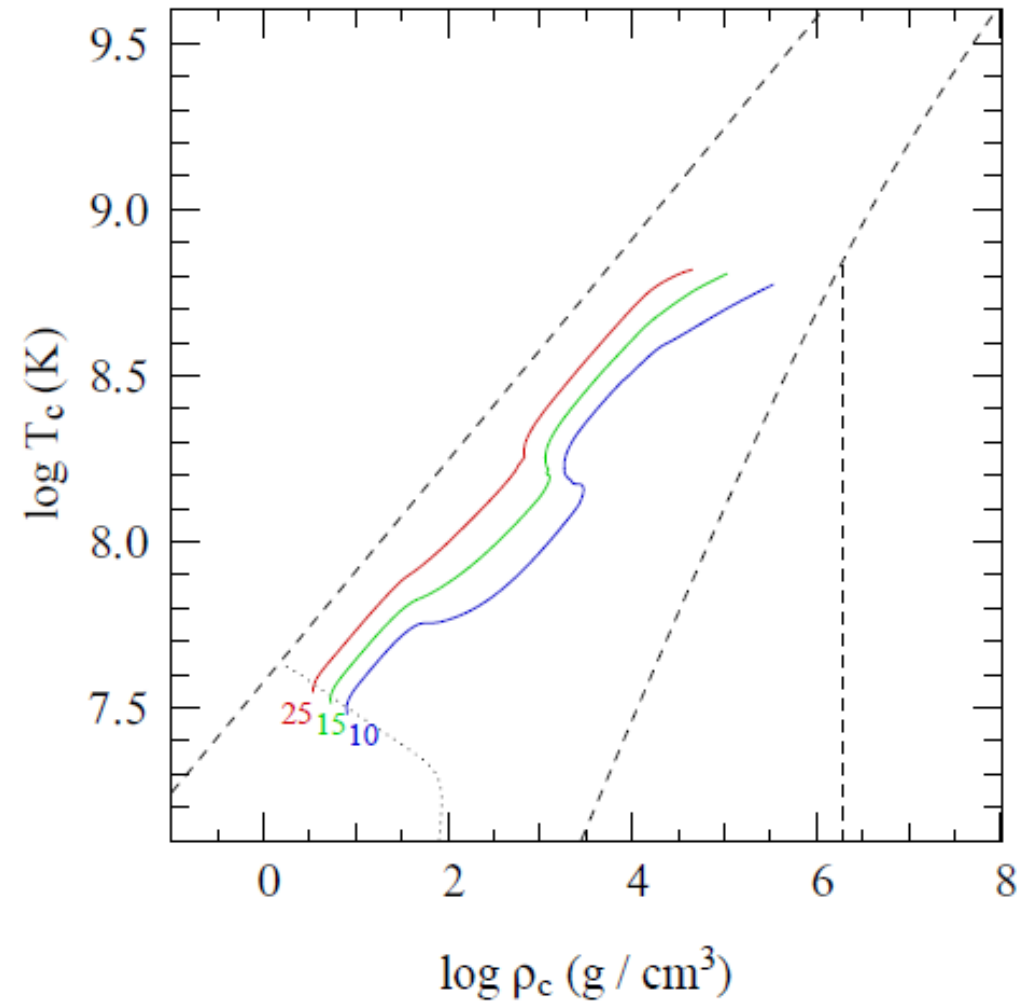
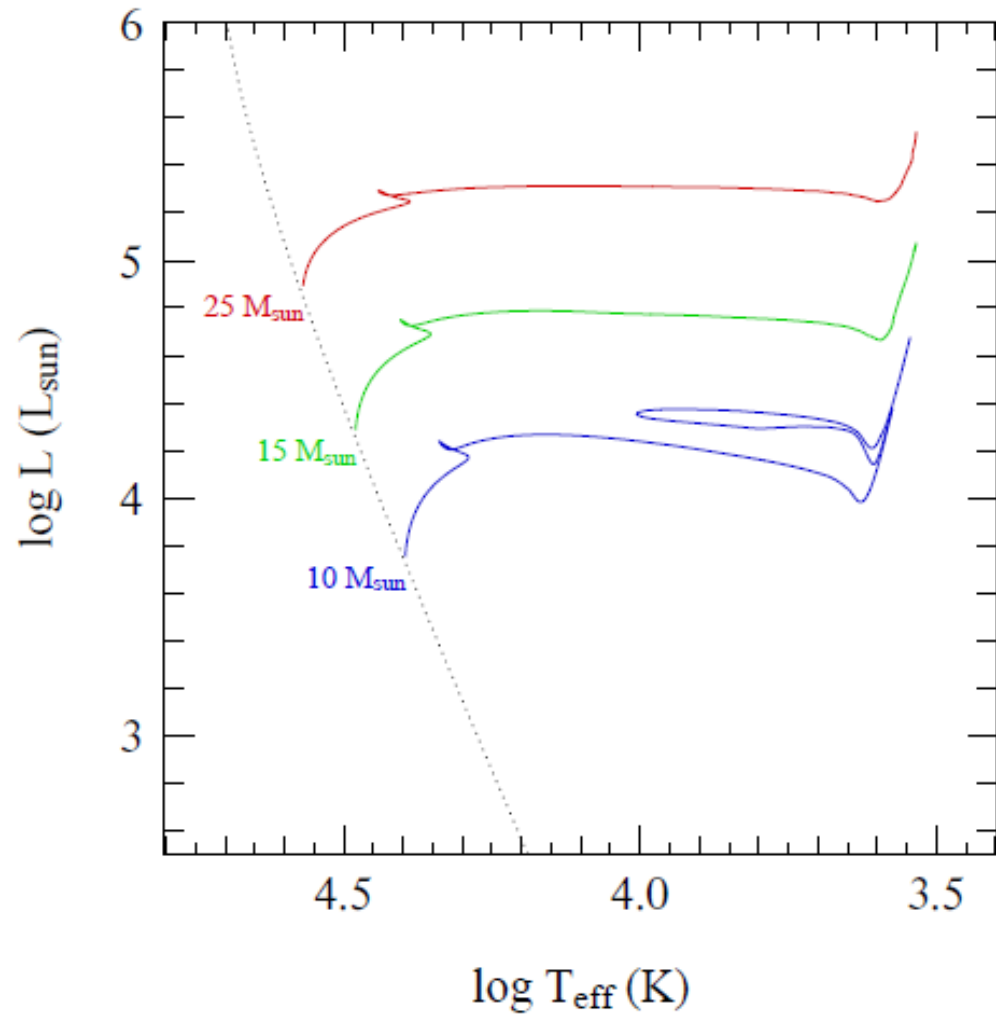
Ewolucja gwiazd o początkowych masach większych od ok. $15 M_{\text{Sun}}$ jest silnie naznaczona utratą masy poprzez wiatr gwiazdowy już na ciągu głównym.

Tempo utraty masy gwiazd o początkowych masach większych niż ok. $30 M_{\text{Sun}}$ jest tak duże, że:

$$\tau_{ml} = \frac{M}{\dot{M}} < \tau_{nuk}$$

Sala czasu utraty masy

Ewolucja gwiazd masywnych



Ścieżki ewolucyjne dla gwiazd masywnych aż do momentu zapłonu węgla.

Silne wiatry gwiazdowe

Obserwowana zależność tempa utraty materii dla gwiazd $L > 10^3 L_{Sun}$ (De Jager 1988):

$$\log(-\dot{M}) \approx -8.16 + 1.77 \cdot \log\left(\frac{L}{L_{Sun}}\right) - 1.68 \cdot \log\left(\frac{T_{eff}}{K}\right) \quad M_{Sun}/rok$$

Przykładowo dla gwiazdy o masie $25 M_{Sun}$:

Dla ZAMS: $-\dot{M} = 5 \cdot 10^{-8} \quad M_{Sun}/rok$

Dla TAMS: $-\dot{M} = 5 \cdot 10^{-7} \quad M_{Sun}/rok$

W momencie
zapłonu C: $-\dot{M} = 5 \cdot 10^{-5} \quad M_{Sun}/rok$

Przyczyny utraty masy na różnych etapach ewolucji mogą być jednak różne.

Silne wiatry gwiazdowe

Wiatr gwiazdowy napędzany ciśnieniem promieniowania (radiation driven stellar wind).

Górnym limitem tempa utraty masy jest sytuacja w której cały pęd fotonów emitowanych przez gwiazdy zostałby przekazany materii otoczki gwiazdowej.

$$\dot{M} v_{\infty} < \frac{L}{c}$$

Gdzie v_{∞} oznacza prędkość końcową wiatru gwiazdowego „w nieskończoności”, która typowo wynosi (dane z obserwacji):

$$v_{\infty} \approx 3 v_{esc} \approx 3000 - 9000 \text{ km/s}$$

Porównując maksymalne i obserwowane tempo utraty masy widzimy, że jest niewiele mniejsze, a więc transfer pędu musi być efektywny.

Obserwacje i teoria wskazują na zależność od metaliczności: $\dot{M} \propto Z^{0.7}$

Silne wiatry gwiazdowe

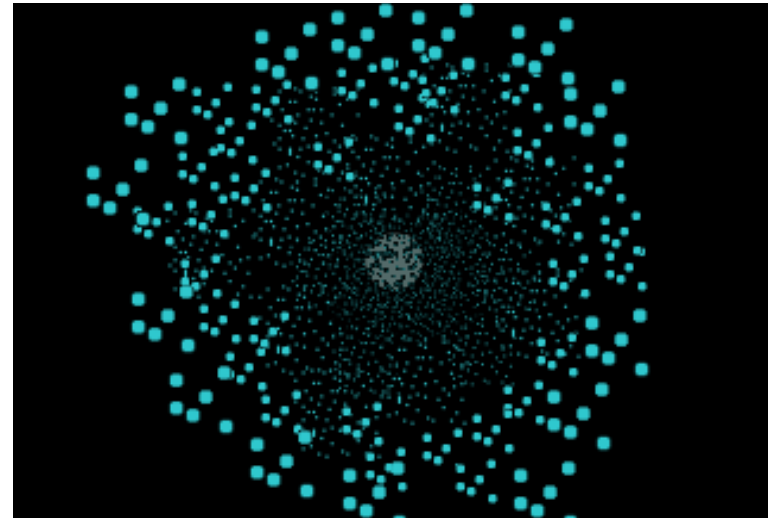
Wiatr gwiazdowy napędzany ciśnieniem promieniowania (radiation driven stellar wind).

Choć teoria wiatrów gwiazdowych napędzanych ciśnieniem promieniowania jest dobrze rozwinięta, to tempo utraty masy trudno oszacować, ze względu na niejednorodności w strumieniu materii (ang. clumping)

„grudkowanie”



Jednorodny wiatr gwiazdowy.



Niejednorodny wiatr gwiazdowy.

Silne wiatry gwiazdowe

Wiatr gwiazdowy chłodnych nadolbrzymów.

W tym przypadku mechanizm jest podobny jak dla gwiazd AGB:
pulsacje + ciśnienie promieniowania działające na cząstki pyłu
powstających spontanicznie w chłodnych rozległych otoczkach tych gwiazd.

Brak dobrej teorii: obserwacje wskazują na tempo utraty masy do mac $10^{-4} M_{\text{Sun}}/\text{rok}$.

Limit Humphreys'a-Davidsona

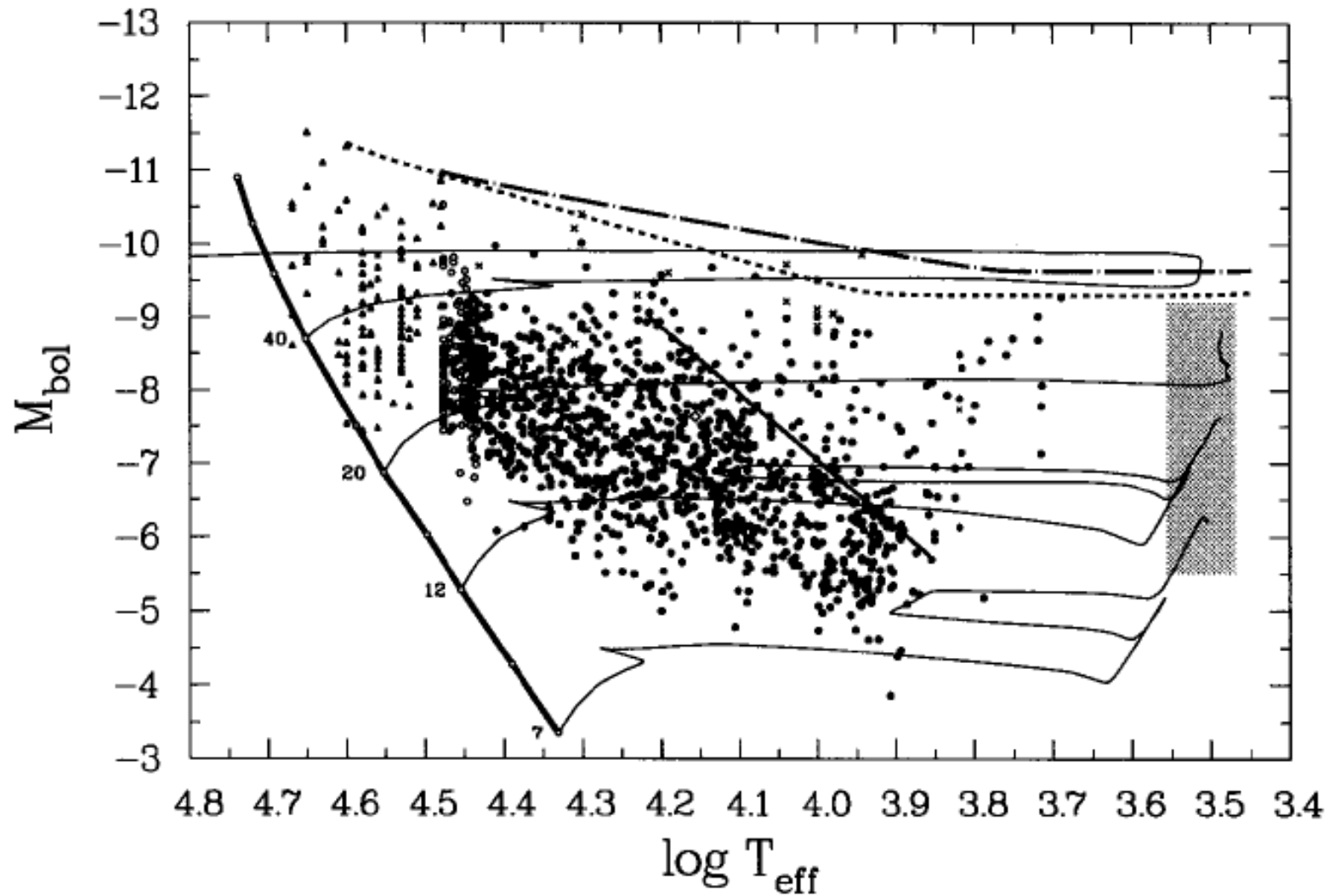


Diagram HR dla najjaśniejszych gwiazd w LMC. Zacieniono obszar występowania czerwonych nadolbrzymów. Linią kropkowaną zaznaczono limit H-D. Przykładowo nie ma czerwonych nadolbrzymów jaśniejszych niż $\log(L/L_{\text{Sun}}) > 5.8$.

Limit Humphreys'a-Davidsona

Limit H-D (odkryty obserwacyjnie w 1979) jest płaski w części czerwonej i nachylony w części niebieskiej diagramu HR.

Jest to generalizacja limitu jasności Eddingtona:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi c G M}{\kappa}$$

Na nieprzezroczystość κ składają się wszystkie źródła nieprzezroczystości, która w grubym przybliżeniu maleje wraz ze wzrostem temperatury otoczki. To tłumaczy nachylenie limitu H-D na diagramie HR.

Gwiazdy znajdujące się w pobliżu niebieskiego limitu H-D nazywane są LBV: Jasne błękitne gwiazdy zmienne (luminous blue variable) = zmienne typu S Dor

Gwiazdy S Dor cechuje duża niestabilność:

- pojawiające się nieregularnie wyrzuty materii $> 10^{-3} M_{\text{Sun}}/\text{rok}$;
- wędrówki po diagramie H-R;

Etap LBV trwa zaledwie ~ 40 tyś. lat i prowadzi do powstania gwiazd W-R.

Eta Carinae

Pierwszy raz skatalogowana przez Edmunda Halley'a w 1677r jako gwiazda 4-tej wielkości gwiazdowej.

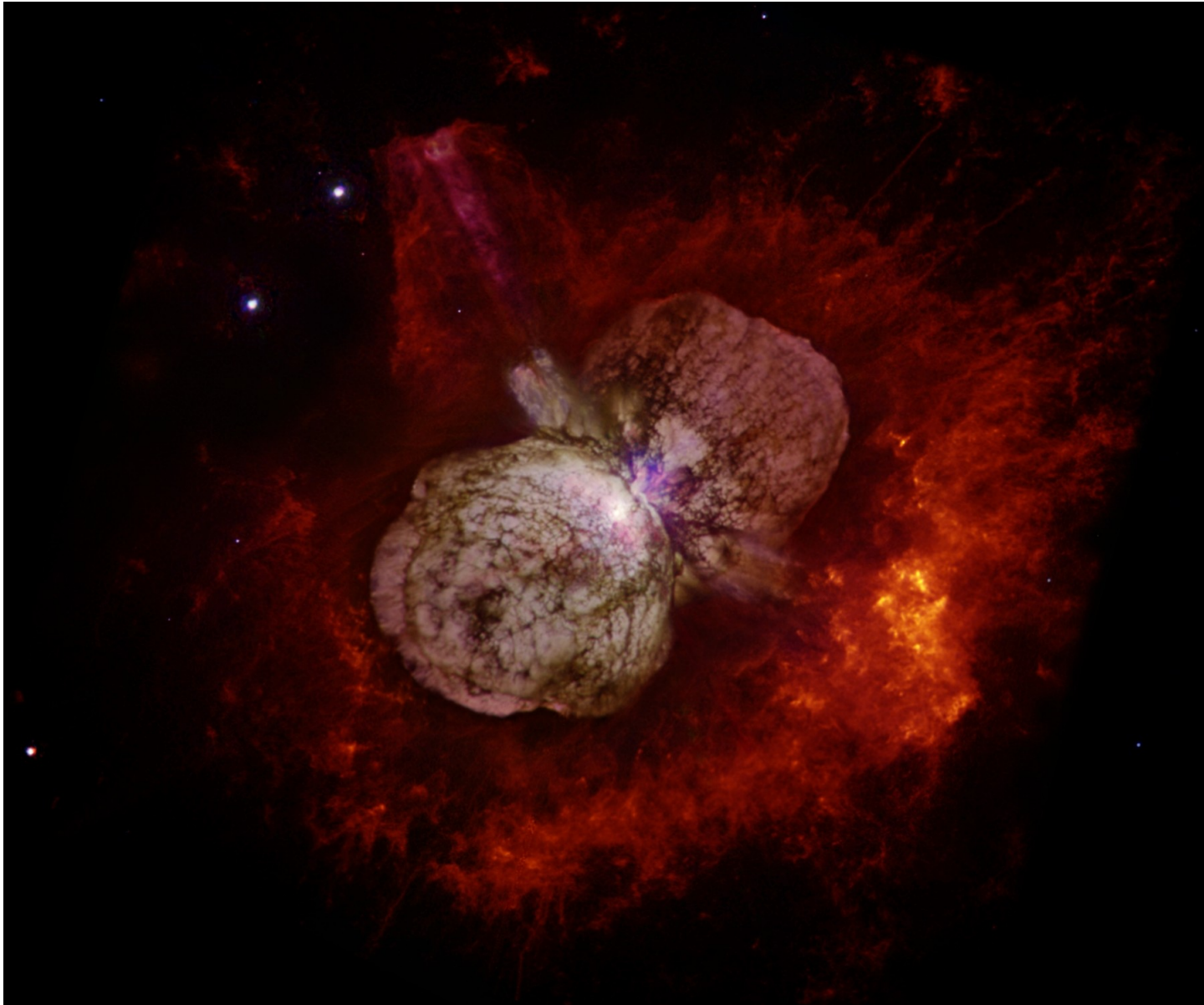
W 1730r była drugą najjaśniejszą gwiazdą w Kilu, później osłabła.

W 1843r była drugą najjaśniejszą gwiazdą na nocnym niebie (-0.8mag). Przez ok. 10 lat przekraczała swoją jasność Eddingtona.

W latach 1900-1940r jasność gwiazdy spadła do ok 8 mag.

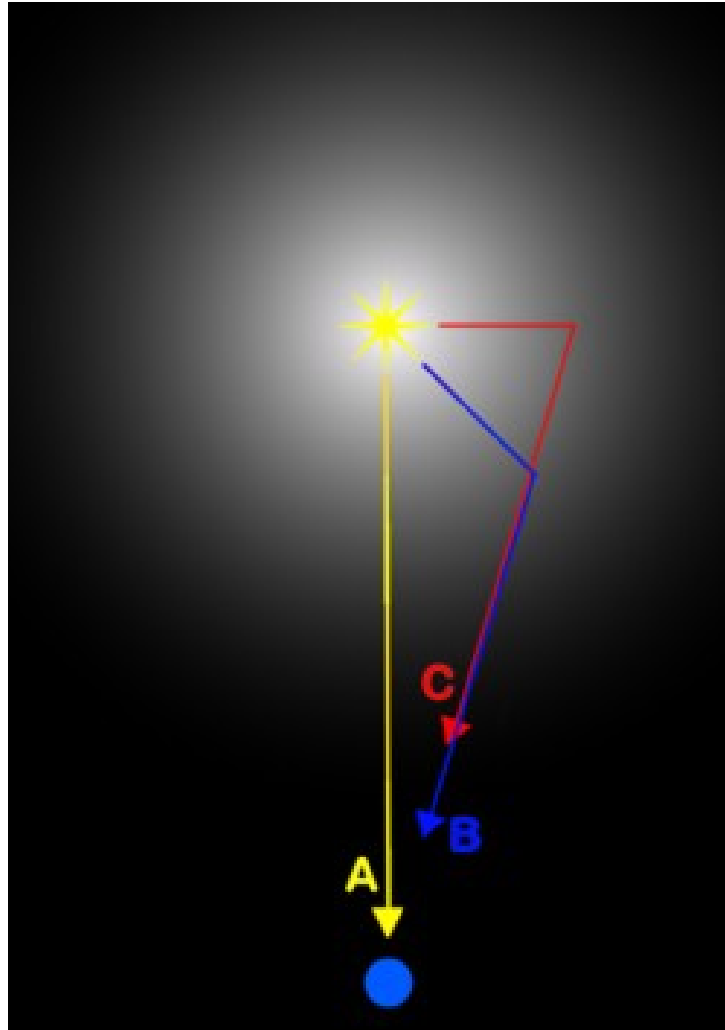
Od 2007r jest ponownie widoczna gołym okiem (4.5 mag).

Eta Carinae



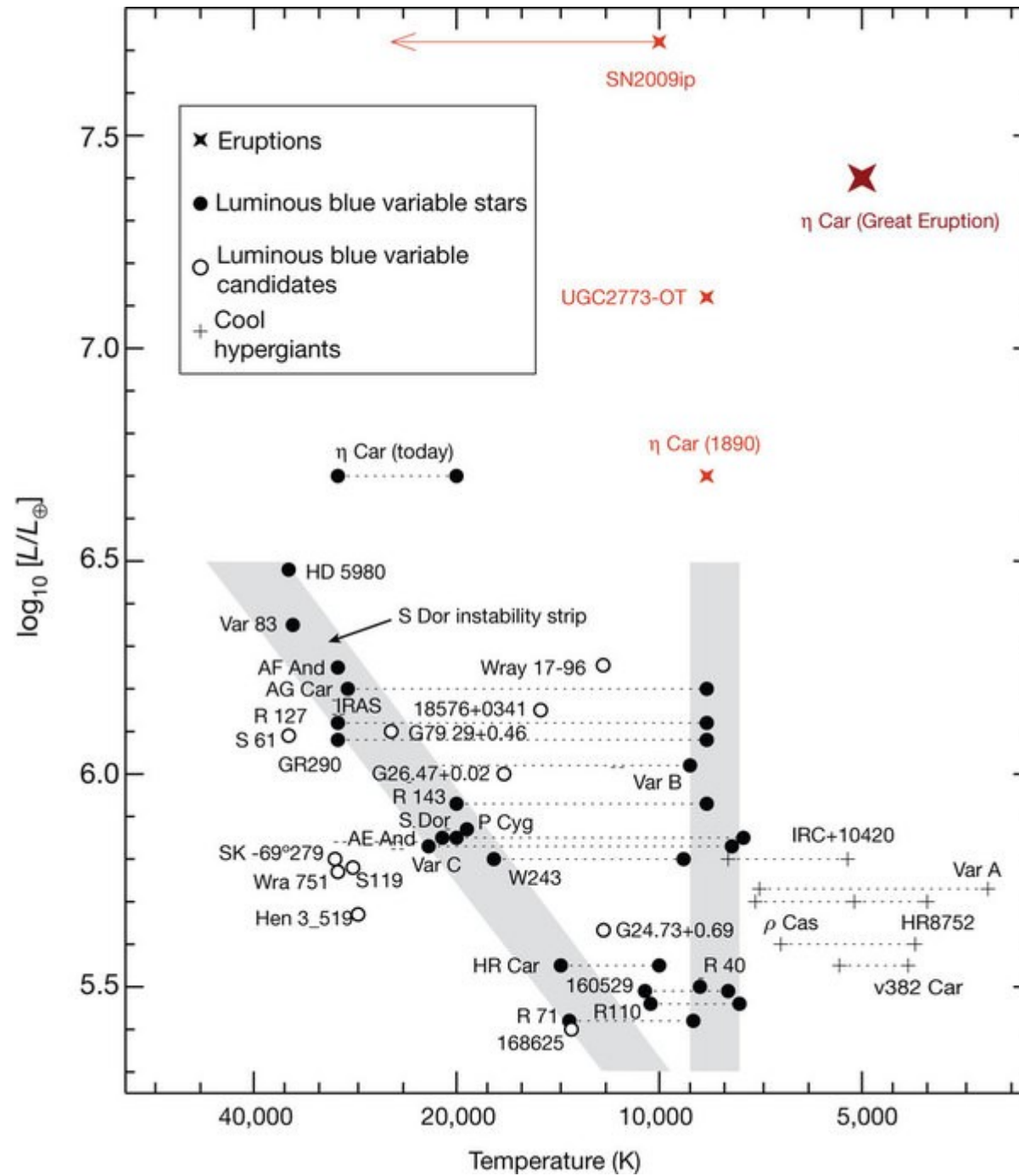
Mgławica powstała po wyrzuceniu ok. $10M_{\text{Sun}}$ ok. 200 lat temu.
Jasność od -0.8 do 8 mag (obecnie ok. 4.5 mag).

Eta Carinae

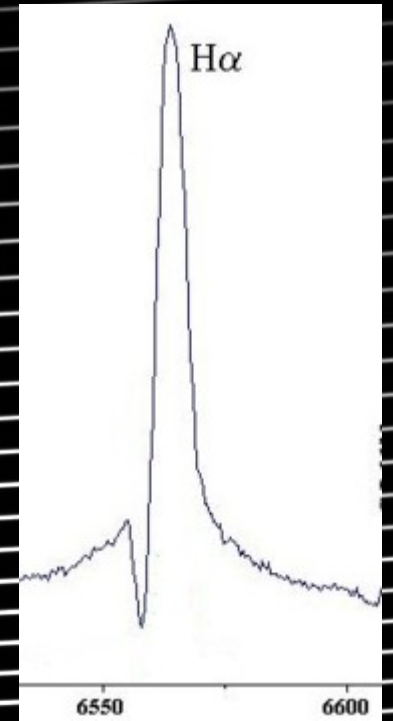
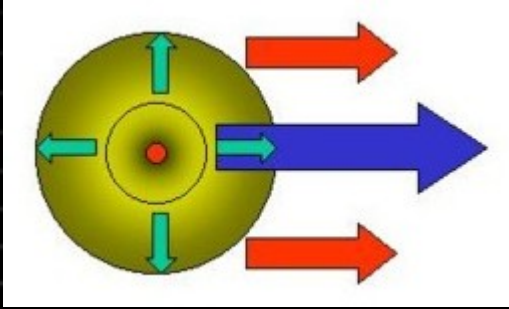


Echo świetlne – pozwoliło zmierzyć widmo gwiazdy z czasów rozbłysku z XIX wieku.

Gwiazdy typu S Dor (LBV)



Gwiazdy typu S Dor (LBV)



P Cygni – gwiazda LBV

Gwiazdy Wolfa-Rayeta

Masywne gwiazdy, które utraciły lub tracą większość otoczki, bardzo gorące i mają silne linie emisyjne w widmach.

Najprawdopodobniej znajdują się na dalszym niż LBV etapie ewolucji, posiadają silniejsze wiatry gwiazdowe i mniej przezroczyste.

Rozróżnia się podtypy: WNL, WNE, WC, WO odpowiednio wraz z malejącą ilością wodoru w widmie i rosnącą zawartością metali.

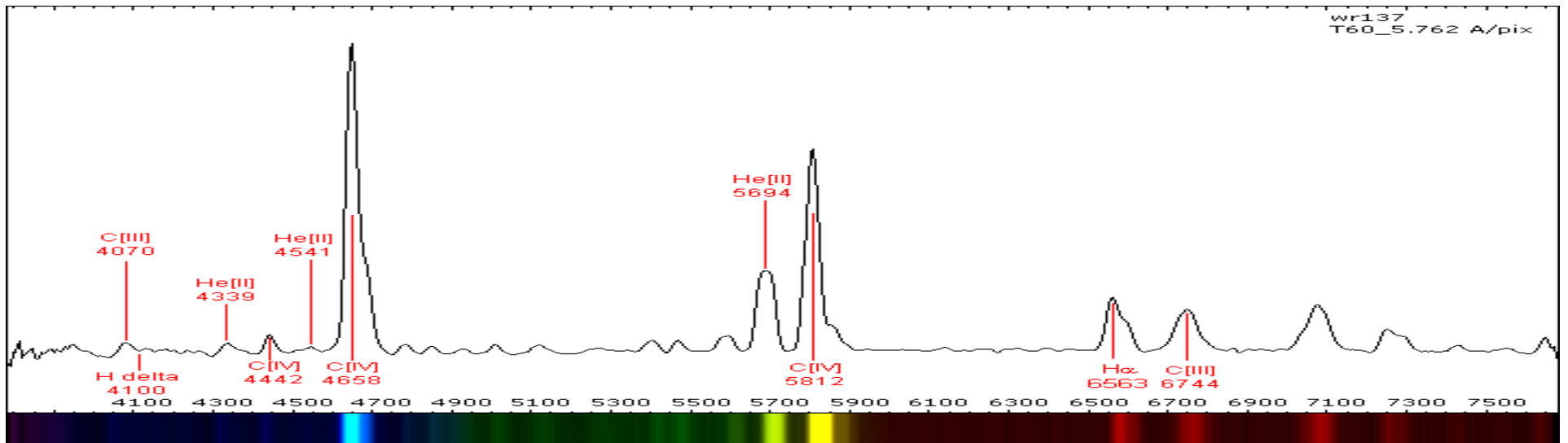
Gwiazdy Wolfa-Rayeta



Mgławica Półksiężyc (Crescent)
WR 136

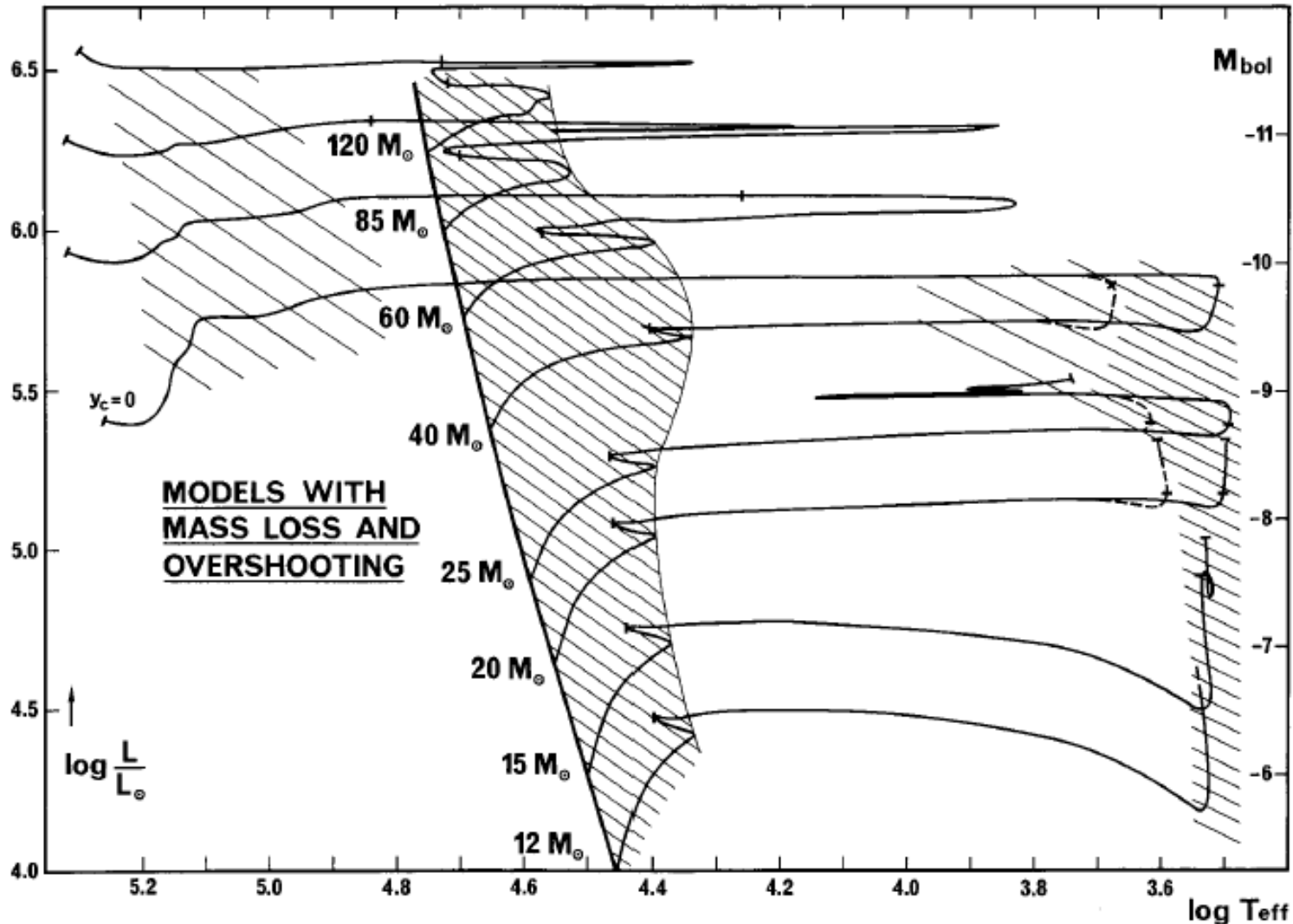


WR 124



Widmo gwiazdy WR 137.

Ewolucja gwiazd masywnych

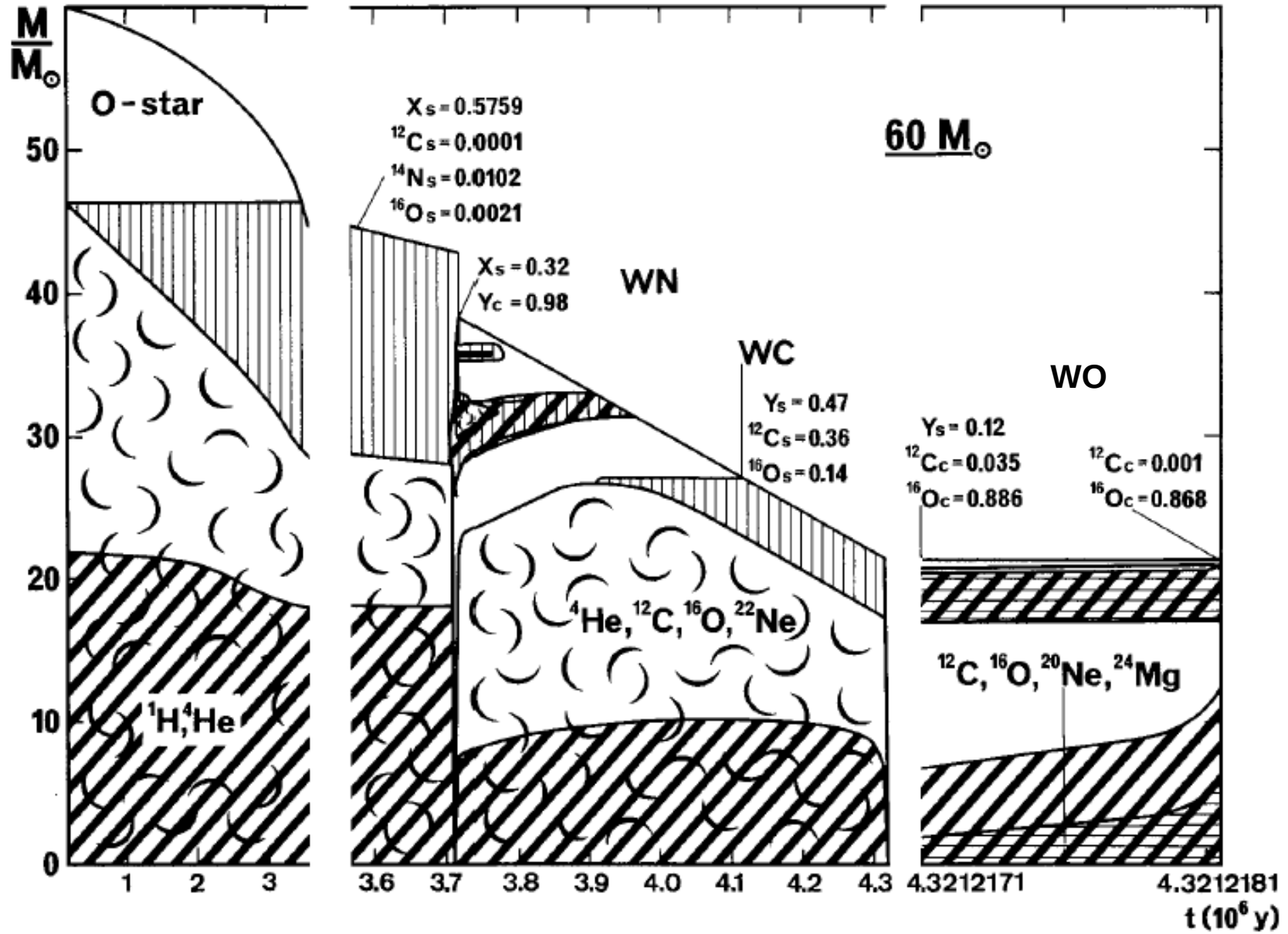


Ewolucja gwiazd o $Z=0.02$. Najmasywniejsze gwiazdy nie wytwarzają zdegenerowanego jądra i mają przez to niemal stałą jasność. Obszary zacienione to obszary na których gwiazdy przebywają długo. Gwiazdy najmasywniejsze tracą tak dużo masy na etapie LBV, że nie osiągają etapu olbrzyma i przechodzą do etapu Wolfa-Rayeta.

Ewolucja gwiazd masywnych

$M \lesssim 15 M_{\odot}$	MS (OB) \rightarrow RSG (\rightarrow BSG in blue loop? \rightarrow RSG) \rightarrow SN II mass loss is relatively unimportant, \lesssim few M_{\odot} is lost during entire evolution
$15 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 25 M_{\odot}$	MS (O) \rightarrow BSG \rightarrow RSG \rightarrow SN II mass loss is strong during the RSG phase, but not strong enough to remove the whole H-rich envelope
$25 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 40 M_{\odot}$	MS (O) \rightarrow BSG \rightarrow RSG \rightarrow WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC \rightarrow SN Ib the H-rich envelope is removed during the RSG stage, turning the star into a WR star
$M \gtrsim 40 M_{\odot}$	MS (O) \rightarrow BSG \rightarrow LBV \rightarrow WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC \rightarrow SN Ib/c an LBV phase blows off the envelope before the RSG can be reached

Ewolucja gwiazd masywnych



Ewolucja gwiazd masywnych

Po zapłonie węgla ewolucja gwiazd cechuje się:

Gwałtownym przyspieszeniem ze względu na intensywną emisję neutrin.

Otoczką, która nie ma czasu na reakcję na zmiany w jądrze!
Ewolucja jądra i otoczki jest na tym etapie niemal niezależna.

Pozycja na diagramie HR ulega tylko niewielkim zmianom.

A wszystko to jest „zaburzane” przez utratę masy.

Ewolucja gwiazd masywnych

Emisja neutrin powstaje w wyniku:

Anihilacja par elektron – pozytron (raz na 10^{19} nie powstają fotony):

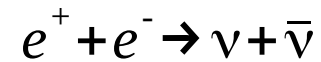


Foto-neutrino:



Plazma-neutrino:

„plazmony”

Neutrino hamowania (bremsstrahlung):

Para neutrino – antyneutrino zamiast fotonu.

Ewolucja gwiazd masywnych

Emisja neutrin staje się dominującym procesem transportu energii przy temperaturze jądra $\sim 5 \cdot 10^8$ K.

$$L_\nu \gg L$$

$$L_{nuk} = \dot{E}_{nuk} \approx L_\nu$$

$$\tau_{nuk} = E_{nuk} / L_\nu \ll E_{nuk} / L$$

$$\tau_{term} = E_{gr} / L_\nu \ll E_{gr} / L$$

Skale czasu termiczna i jądrowa znacząco się skracają.

Ewolucja gwiazd masywnych

Gwiazdy o masach $8 - 11 M_{\text{sun}}$ wchodzą w etap syntezy C z jądrem częściowo zdegenerowanym.

Synteza C rozpoczyna się w procesie serii „słabych” błysków helowych i potem przebiega spokojnie.

Dalsze etapy syntezy nie występują, gdyż emisja neutrin zbyt efektywnie chłodzi materię w jądrze.

Jądro kończy syntezę C złożone z O-Ne-Mg i ponownie zdegenerowane.

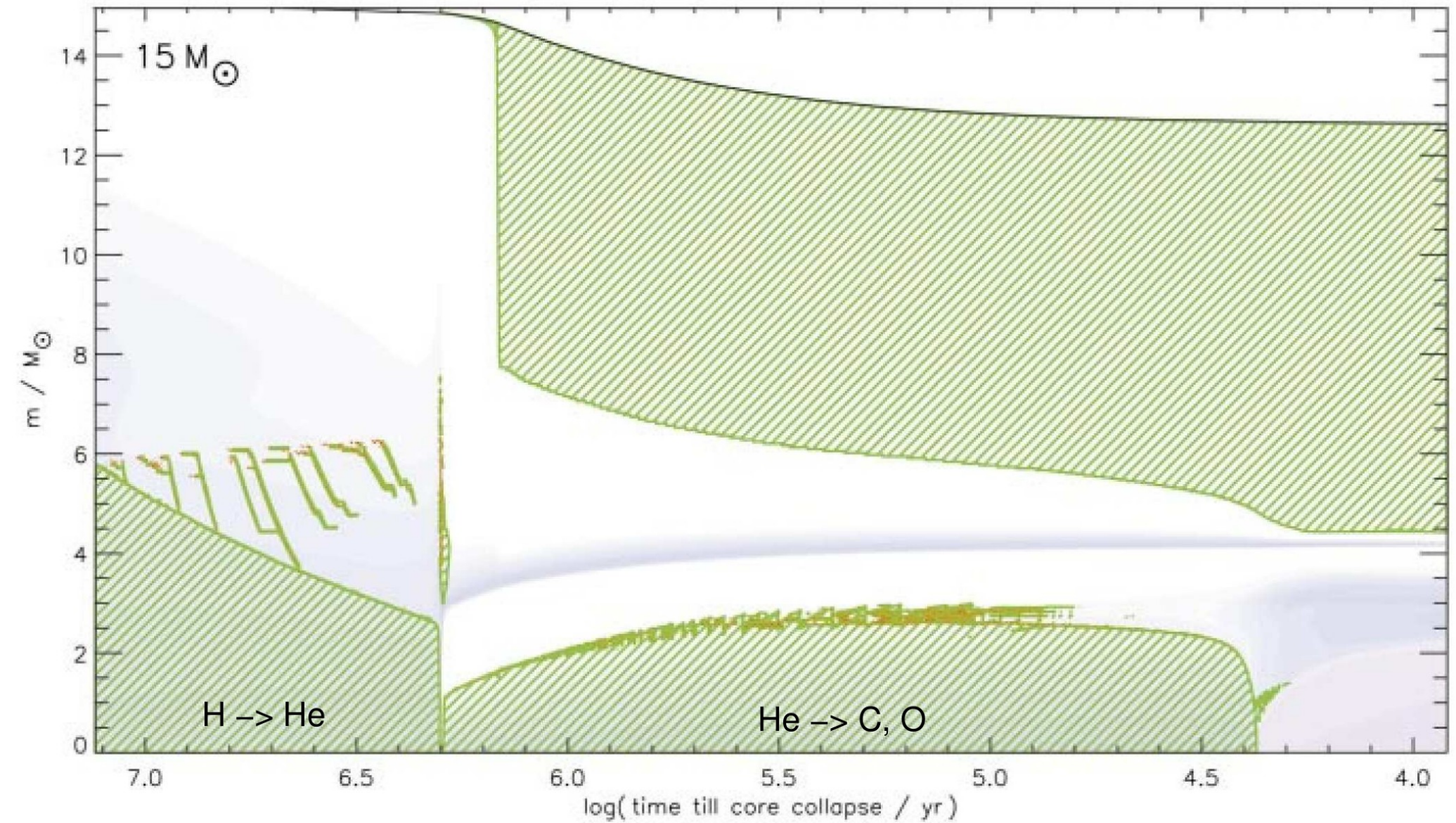
Nie jest pewne czy przekroczone zostaje Masa Chandrasekhara (na etapie „spalania” w otoczce), czy otoczka rozwiewana jest dostatecznie szybko i powstaje biały karzeł.

Ewolucja gwiazd masywnych

burning stage	T (10^9 K)	ρ (g/cm ³)	fuel	main products	timescale
hydrogen	0.035	5.8	H	He	1.1×10^7 yr
helium	0.18	1.4×10^3	He	C, O	2.0×10^6 yr
carbon	0.83	2.4×10^5	C	O, Ne	2.0×10^3 yr
neon	1.6	7.2×10^6	Ne	O, Mg	0.7 yr
oxygen	1.9	6.7×10^6	O, Mg	Si, S	2.6 yr
silicon	3.3	4.3×10^7	Si, S	Fe, Ni	18 d

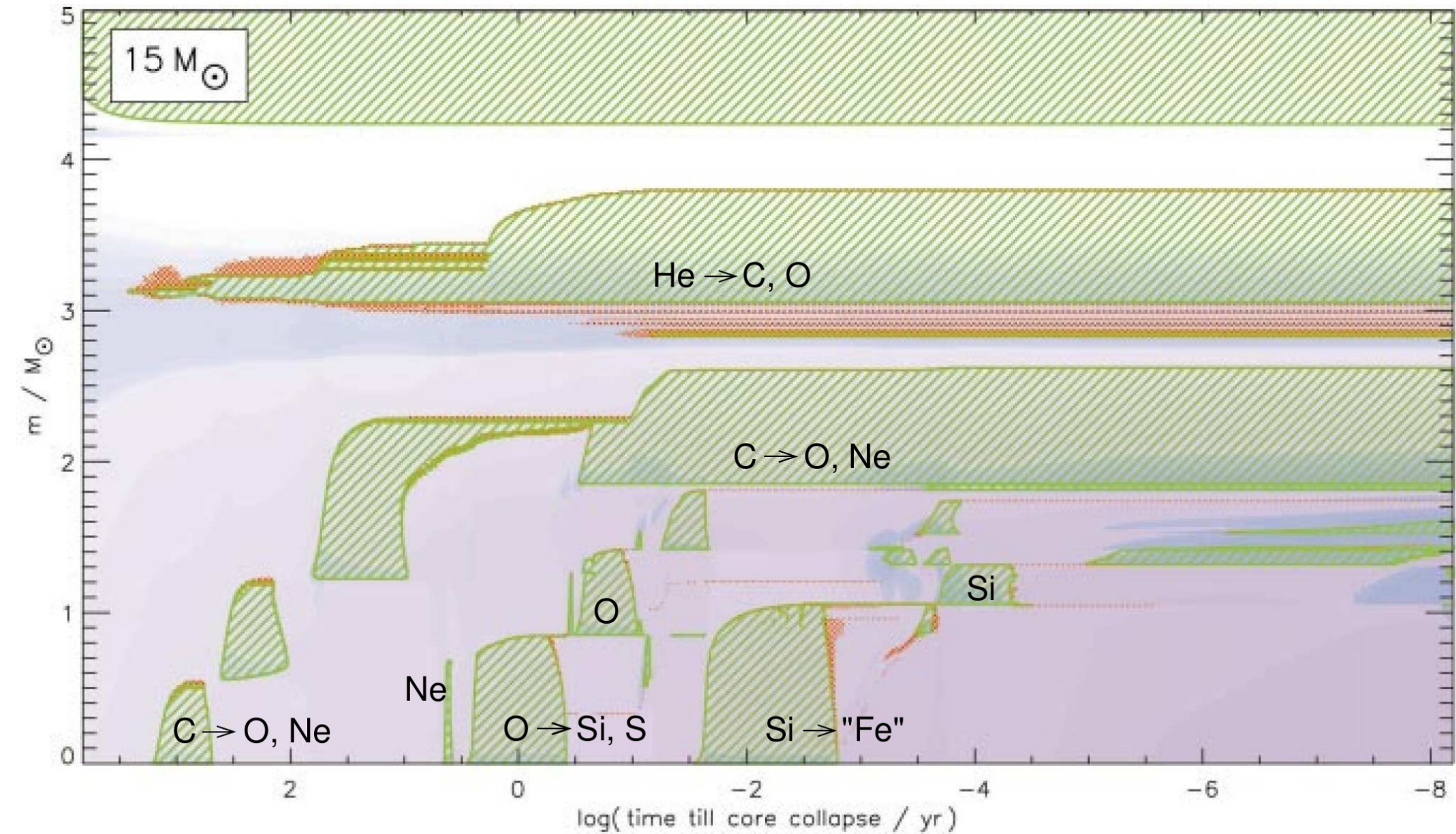
Etapy ewolucji gwiazdy o masie $15 M_{\text{Sun}}$.

Ewolucja gwiazd masywnych



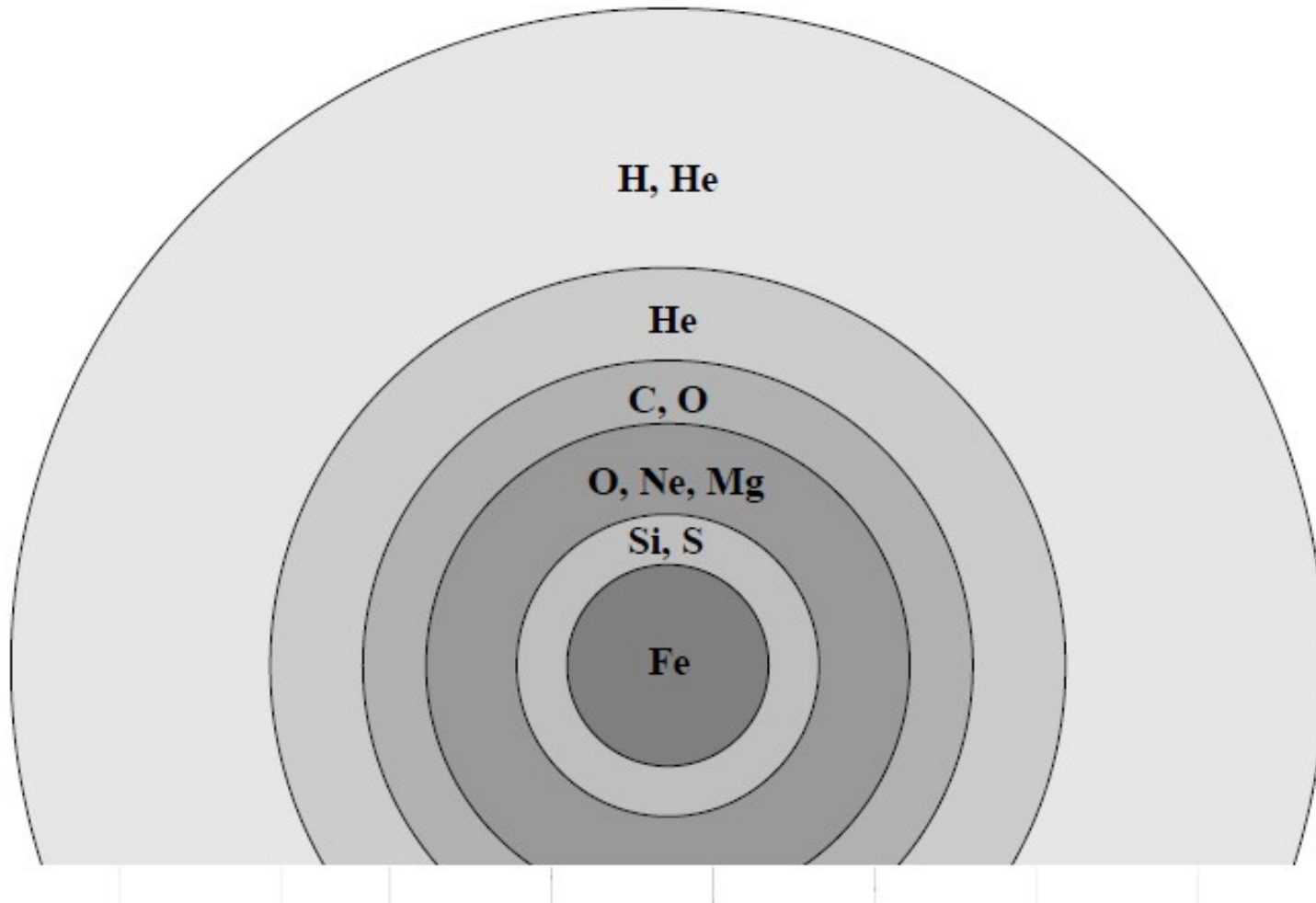
Etapy ewolucji gwiazdy o masie $15 M_{\text{Sun}}$.

Ewolucja gwiazd masywnych



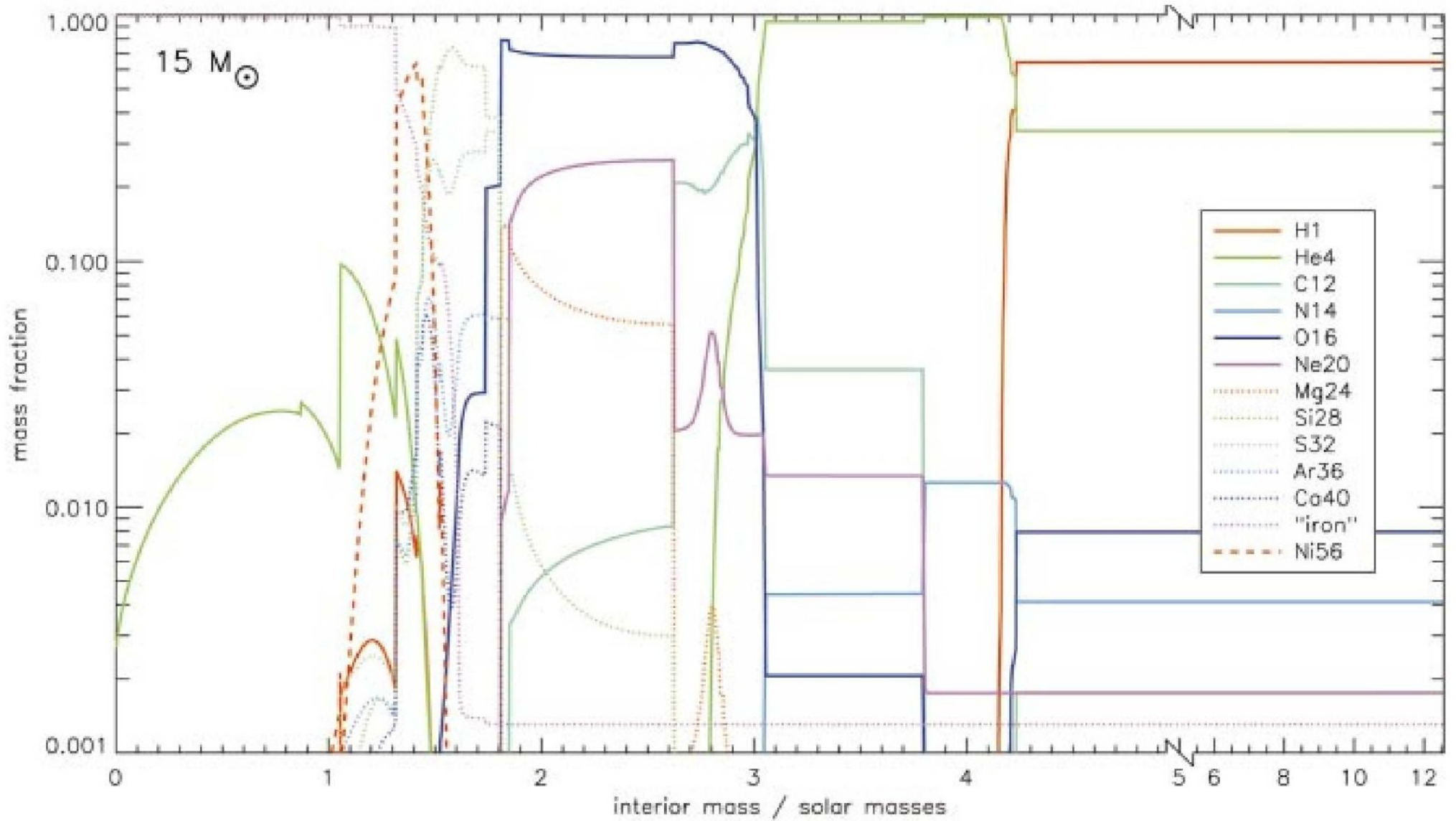
Etapy ewolucji gwiazdy o masie $15 M_{\text{Sun}}$.

Ewolucja gwiazd masywnych



Końcowa struktura gwiazdy o masie $15 M_{\text{Sun}}$

Ewolucja gwiazd masywnych



Końcowa struktura gwiazdy o masie $15 M_{\text{Sun}}$.

Kolaps jądra

Pod koniec syntezy Si temperatura w jądrze sięga: $4 \cdot 10^9$ K

Skład jądra gwiazdy ustala się w minimum energii wiązania w jądrach atomowych, głównie ^{56}Fe .

Stan jądra: gęstość jest bardzo wysoka ($>10^9$ g/cm³), elektrony są zdegenerowane i relatywistyczne, a więc równanie stanu ma postać:

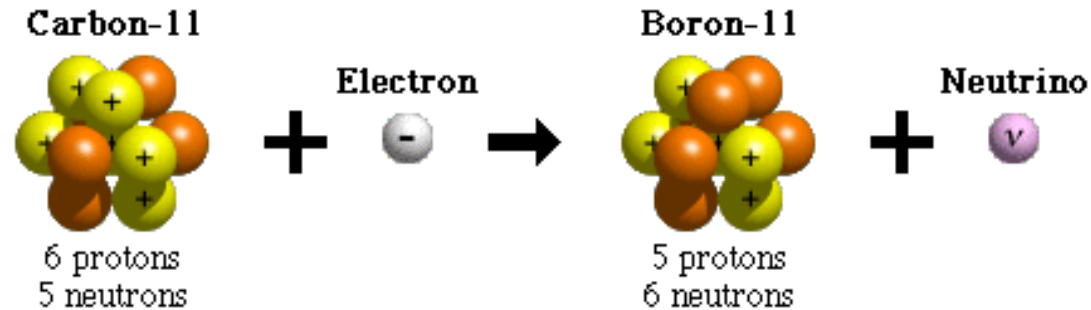
$$P_e = K_{ER} \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{4/3}$$

Ze względu na wykładnik adiabatyczny = 4/3 jądro jest blisko niestabilności dynamicznej.

Jądro w takim stanie powinno się zapadać w termicznej skali czasu, ale dwa procesy przyspieszają kolaps do skali dynamicznej.

Kolaps jądra

Odwrotny rozpad beta = wychwytywanie wolnych elektronów
– efektywne tylko przy wysokich gęstościach.



Neutronizacja materii powoduje spadek ciśnienia gazu elektronowego, co może zaburzyć równowagę dynamiczną.

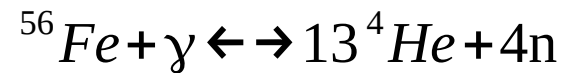
Obniża się masa Chandrasekchara (bo rośnie μ_e):

$$M_{Ch} \propto \mu_e^{-2}$$

Kolaps jądra

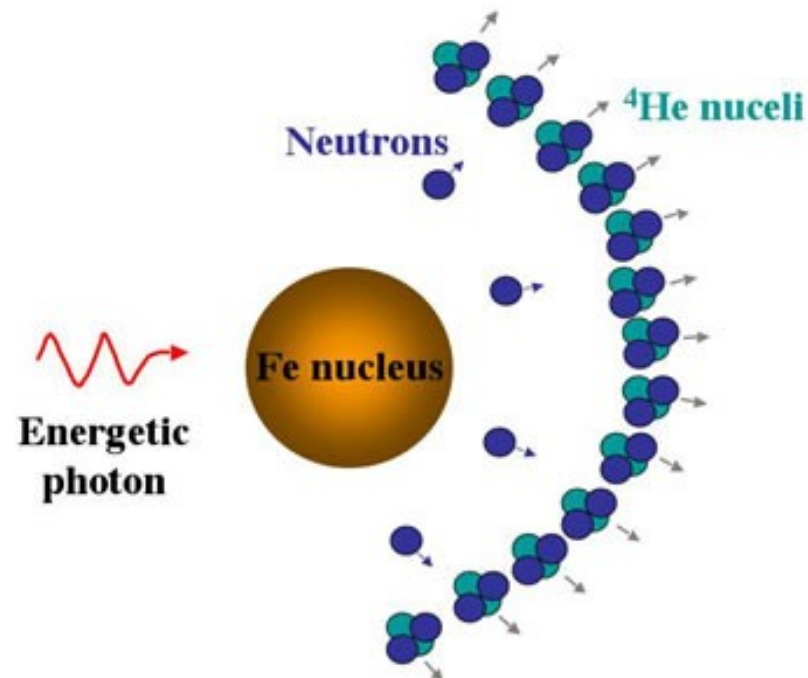
Fotodezintegracja – rozpad jądra atomowego pod wpływem bardzo wysokoenergetycznych fotonów.

Możliwy dla $T \sim 10^{10}$ K.



Reakcja ta jest w równowadze i prowadzi do sytuacji podobnej do jonizacji, obniżany jest wykładnik adiabaty γ_{ad} poniżej limitu stabilności 4/3.

W rezultacie jądra zapada się z prędkością niemal spadku swobodnego!

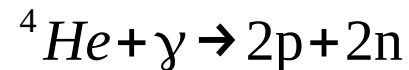


Kolaps jądra

Skala czasu zapadania się jądra żelazowego ~ 10 ms!

Rosnąca temperatura i ciśnienie przyspiesza fotodezintegrację Fe.

Fotodezintegracja ogarnia również cząstki He, co wymaga ~7 MeV.



W efekcie powstaje jedno wielkie jądro atomowe złożone z samych neutronów, o gęstości $\sim 10^{14}$ g/cm³.

Gaz neutronowy jest zdegenerowany – niemal nieściśliwy.

Promień gwiazdy neutronowej: $R \sim 20$ km.

Kolaps jądra

Energia grawitacyjna wyzwolona podczas zapadania grawitacyjnego jądra:

Zakładamy: $M_c = 1.4 M_{\text{Sun}}$, $R_{c,i} = R_{\text{WD}}$, $R_{c,f} = 20\text{km}$.

$$E_{\text{graw}} \approx -\frac{GM_c^2}{R_{c,i}} + \frac{GM_c^2}{R_{c,f}} \approx \frac{GM_c^2}{R_{c,f}} \approx 3 \cdot 10^{53} \text{ erg}$$

Energia niezbędna do odrzucenia otoczki w nieskończoność:

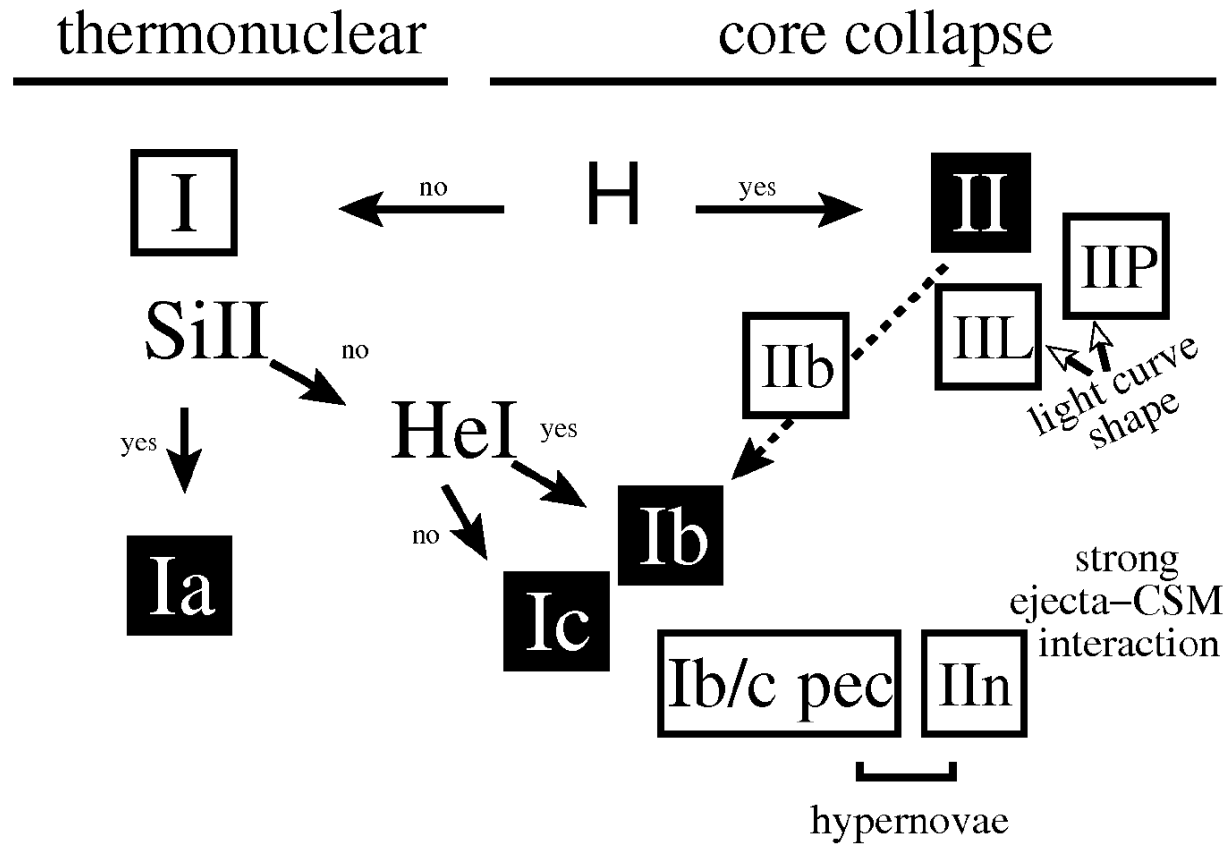
$$E_{\text{oto}} = \int_{M_c}^M \frac{Gm}{r} dm \ll -\frac{GM^2}{R_{c,i}} \approx 3 \cdot 10^{52} \text{ erg}$$

Dokładniejsze obliczenia pokazują, że $E_{\text{oto}} \sim 10^{50} \text{ erg}$.

A więc tylko znikomy ułamek energii kolapsu jest potrzebny do eksplozji:

$$E_{\text{ph}} \sim 0.01 E_{\text{oto}} \sim 0.0001 E_{\text{graw}}$$

Wybuch supernowej



Obserwacyjny podział supernowych.

Wybuch supernowej – obraz kanoniczny

Centrum jądra gwiazdy zapada się najszybciej i sprężyste odbija gdy osiąga gęstość ~ 1.5 gęstości jądra atomowego.

Następuje „super-elastyczne” odbicie spadającej materii zewnętrznej jądra i powracającej materii centrum jądra.

Powstaje naddźwiękowa fala uderzeniowa, która rozdmuchuje otoczkę gwiazdy.

Ten model ma dwa główne problemy:

Duża część energii fali zostałaby zużyta na fotodezintegrację spadających jąder Fe.

Większość energii unoszą ze sobą neutrina powstałe podczas wychwytu elektronów.

W efekcie fala uderzeniowa rozprasza się zanim dotrze na powierzchnię.

Wybuch supernowej – neutrina

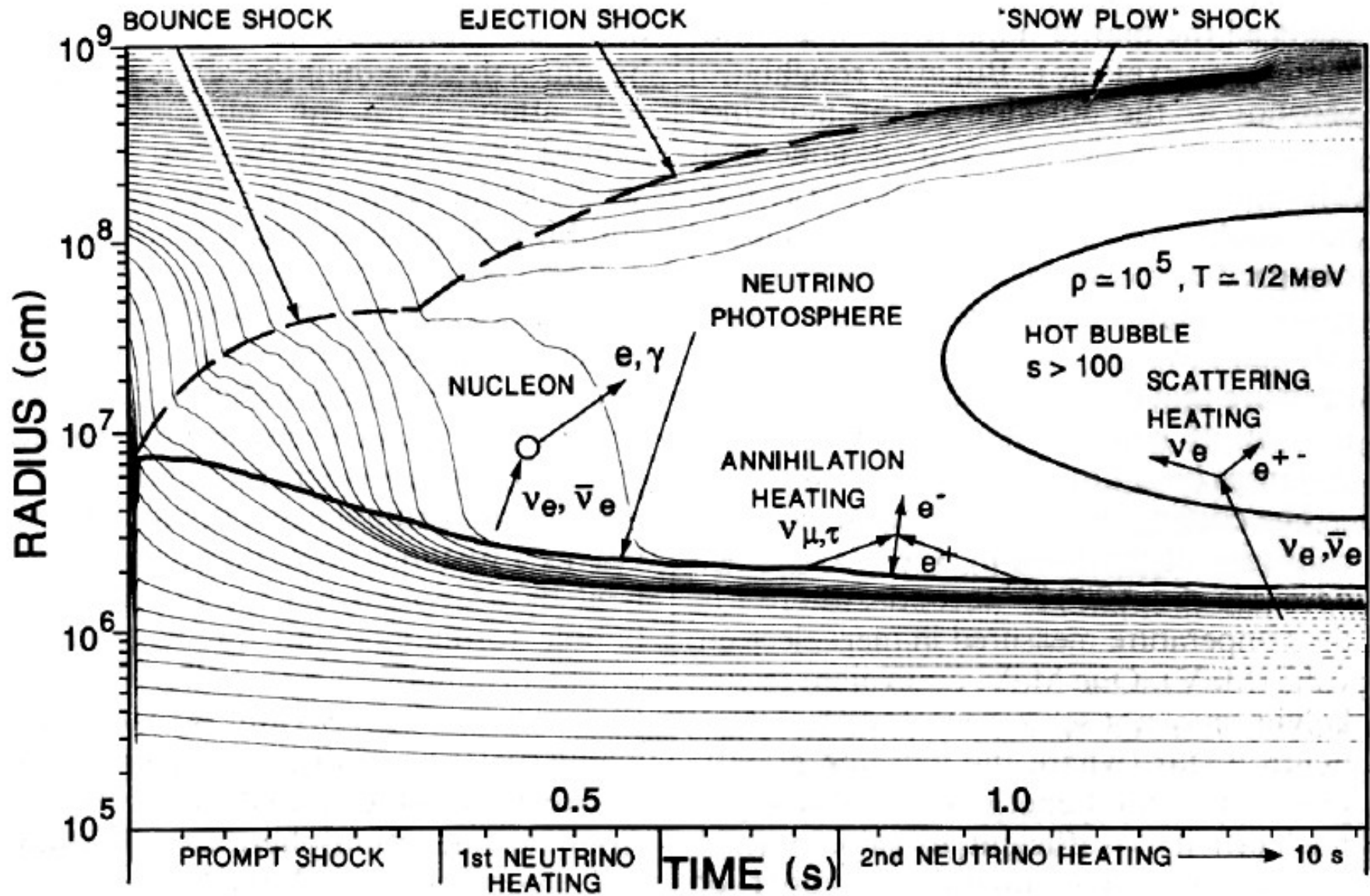
Uwięzienie neutrin.

Neutrinosfera.

Spowolnienie neutronizacji do kilku sekund.

Dyfuzja neutrin i wzbudzenie ruchów materii.

Wybuch supernowej – neutrina



Wybuch supernowej – modele numeryczne

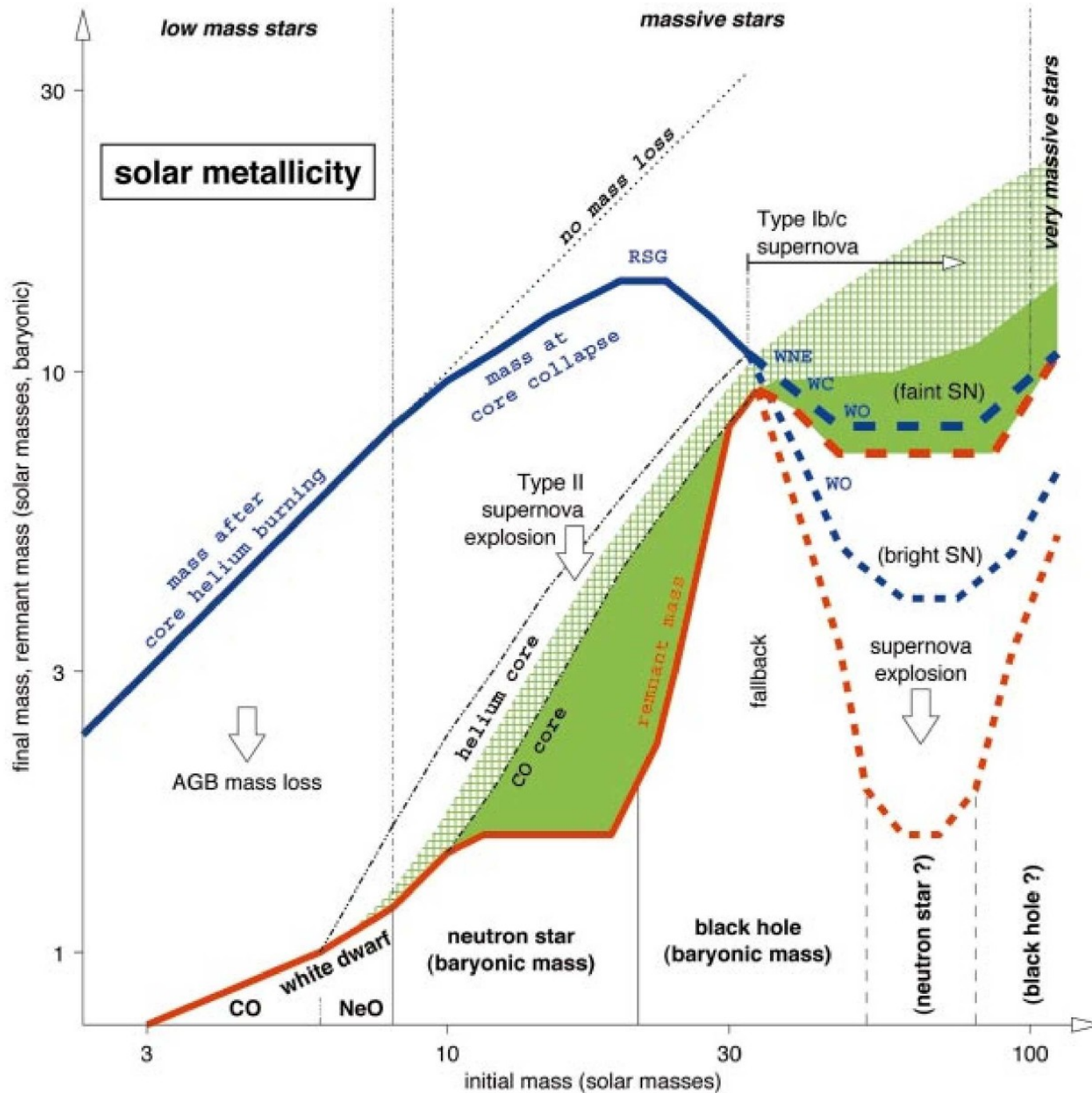
Gwiazda o masie $11 M_{\text{Sun}}$, pierwsze 0.4s po uformowaniu fali uderzeniowej. [film](#)

Gwiazda o masie $15 M_{\text{Sun}}$, pierwsze 0.7s po uformowaniu fali uderzeniowej. [film](#)

W centrum widać niebieskawo/białą gwiazdę neutronową.

Materia w końcowym etapie porusza się z prędkością 10000 km/s > druga prędkość kosmiczna.

Symulacje: Max Planck Institut



Pierwotna i końcowa masa gwiazd.

Gwiazdy kwarkowe

