12 Zaawansowane fazy ewolucji

12.1 Emisja neutrin

W gęstych i gorących jądrach gwiazd zaawansowanych w ewolucji neutrina tworzone są nie tylko w wyniku reakcji jądrowych. Są inne procesy prowadzące do ich tworzenia i emisji. Wnętrza gwiazd są przezroczyste dla neutrin. Powstające neutrina są natychmiast emitowane poza gwiazdę, a ich energia jest lokalnym ubytkiem. Jeżeli w jądrze gwiazdy nie zachodzą reakcje jądrowe to mamy $\epsilon < 0$. W ewolucyjnych modelach gwiazd, zwyle od wypalenia wodoru w centrum, uwzględnia się tworzenie neutrin w wyniku anihilacji par elektron+pozyton, rozpraszania Comptona , przejść swobodno-swobodnych oraz w procesach plazmowych.

12.1.1 Anihilacja par

Przy $T_9 \sim 1$ znacząca ilość fotonów ma energię

$$h\nu > 2m_e c^2,$$

umożliwiającą spontaniczną kreację par elektron+pozyton. Pary są anihilowane w reakcji odwrotnej lub w reakcji

$$\mathrm{e}^- + \mathrm{e}^+ \to \nu_e + \bar{\nu}_e.$$

Energia pary neutrino-antyneutrino jest lokalną stratą energii istotną zwłaszcza przy względnie niskich gęstościach ($\rho < 10^6$).

12.1.2 Fotoneutrina

Para neutrino-antyneutrino może powstawać w wyniku rozpraszania Comptona, w reakcji

$$\mathrm{e}^- + \gamma \to \mathrm{e}^- + \nu_e + \bar{\nu}_e.$$

Straty neutrinowe związane z efektem Comptona są istotne przy względnie niskich temperaturach i gęstościach. Neutrino może też zostać wyemitowane w wyniku przejść swobodno-swobodnych elektronu w polu jądra Ten efekt jest najważniejszym źródłem chłodzenia przy $\rho > 10^8$ i $T_9 < 0.3$.

12.1.3 Proces plazma-neutrino

W gęstej zdegenerowanej plazmie, skwantowane fale elektromagnetyczne (*plazmony*) zachowują się jak bozony o energii $E_p = 2\pi h\omega_p$ i masie E_p/c^2, gdzie ω_p jest częstotliwością plazmową. Rozpad plazmonu produkuje parę $\mathrm{e}^- + \mathrm{e}^+$ lub $\nu_e + \bar{\nu}_e$. To jest najważniejsze źródło chłodzenia dla $\rho > 10^7$ i $T_9 > 1$.

Obliczenia prawdopodobieństwa tych procesów wykonuje się w ramach teorii oddziaływań elektro-słabych. W kodach korzysta się z przybliżonych wzorów na ϵ_ν.

12.2 Reakcje jądrowe w zaawansowanych fazach ewolucji

Syntezę jądrową w helowym jądrze inicjuje reakcja

(3α a) ^{4}He $+^4$He $\rightarrow^8$Be,

odwrotna do (pi), reakcji kończącej gałąź PPIII cyklu p-p. Jest to reakcja endotermiczna zużywająca 91.8 keV. Jądra ^{8}Be rozpadają się w czasie 2.6×10^{-16} sekund z powrotem na dwa jądra ^{4}He. Jednakże przy temperaturach $\sim 10^8$K osiąga się równowagową ofitość Be wystarczającą do efektywnego zainicjowania syntezy węgla.

Ze wzoru Boltzmana (118) wynika następujące wytażenie na obfitość ^{8}Be

$$\frac{N(^8\mathrm{Be})}{N_{\mathrm{He}}^2} = 6 \times 10^{-35} T_9^{-3/2} \exp\left(-\frac{1.065}{T_9}\right). \tag{303}$$

Dla gwiazdy o masie $1M_\odot$ błysk helowy zachodzi przy $T_9 \approx 0.11$ i $\rho \approx 10^6$ g/cm^3 czyli $N_{\mathrm{He}} \approx 1.5 \times 10^{29}$. Stąd

$$N(^8\mathrm{Be}) = 1.5 \times 10^{-8} N_{\mathrm{He}}.$$

Ta śladowa ilość jąder ^{8}Be wystarcza dla efektywnego wydzielania energii w rezonansowej reakcji

(3α b) ^{4}He $+^8$Be $\rightarrow^{12}$C $+ \gamma$.

Reakcje (3α a) + (3α b) tworzą cykl 3α, w którym

$$Q_{\mathrm{eff}} = 7.367 - 0.0918 = 7.275\mathrm{MeV}$$

Szybkość cyklu, którą wyznacza 3α, dana jest wzorem (250), właściwym dla reakcji rezonansowych (251). Z uwzględnieniem (258) i po podstawieniu odpowiednich stałych, otrzymuje się

$$\epsilon_{3\alpha} \approx \frac{5.1 \times 10^8 \rho^2 Y^3}{T_9^3} \exp\left(-\frac{4.4027}{T_9}\right) \text{ erg g}^{-1}\text{ s}^{-1}. \tag{304}$$

Wykładnik temperaturowy dla tego cyklu jest

$$\epsilon_T \approx \frac{4.4}{T_9} - 3,$$

Co daje 37 dla gwiazd o masie $1M_\odot$ i ok 30 dla gwiazd o masie $10M_\odot$, dla których cykl 3α staje się efektywny przy $T_9 = 0.13$

Następna ważną reakcją w helowych jądrach jest

^{4}He $+^{12}$C $\rightarrow^{12}$O $+ \gamma$.

Dla tej, nierezonansowej, reakcji mamy $Q_{\mathrm{eff}} = 7.162$ MeV i, w grubym przybliżeniu, tempo produkcji energii dla tej reakcji dane jest wzorem

$$\epsilon_{\alpha,C} \approx \frac{1.5 \times 10^{25} \rho Y X_{12}}{T_9^2} \exp\left(-\frac{32.12}{T_9^{1/3}}\right) \text{ erg g}^{-1}\text{ s}^{-1}. \tag{305}$$

Rola tej reakcji wzrasta ze wzrostem ilości jąder ^{12}C. Po zakończeniu palenia helu w jądrze gwiazdy najobfitszymi pierwiastkami są węgiel i tlen. Wyższa tempertatura i niższa gęstość, co odpowiada większej początkowej masie jądra helowego, implikuje wyższą obfitość tlenu. Produkowana jest też pewna ilość neonu w reakcji $^4\mathrm{He} +^{16}\mathrm{O} \rightarrow^{20}\mathrm{Ne} + \gamma$.

zadanie: Wyprowadzić wzory opisujące ewolucję obfitości węgla i tlenu w wyniku działania reakcji 3α i α+C przy złożeniu stałości ρ i T. Znaleźć końcowy stosunek obfitości O/C.

Pierwszą możliwą syntezą po wyczerpaniu helu w jądrze, jest nierezonansowa reakcja

$$^{12}\mathrm{C} +^{12}\mathrm{C}.$$

Jest ona efektywna przy temperaturze $T_9\tilde{>}0.5$. Jej produktem jest wzbudzone jądro magnezu, które ma kilka kanałów rozpadu. W ten sposób tworzone są alternatywnie ^{20}Ne, ^{23}Na, ^{23}Mg i ^{24}Mg.

Przy $T_9\tilde{>}1$ zaczyna się palenie tlenu w reakcji

$$^{16}\mathrm{O} +^{16}\mathrm{O}.$$

Jej głównymi produktami są krzem ^{28}Si i siarka ^{32}S Gdy temperatura w centrum gwiazdy osiąga $T_9 \approx 3$ rozpoczyna się palenie krzemu, prowadzące do powstania niestabilnego żelaznego jądra gwiazdy, co daje początek wybuchowi supernowej typu II. W bardzo masywnych jądrach gwiazd fazę wybuchową inicjuje niestabilność dynamiczna związana z kreacją par elektron+pozyton, występująca już gdy najobfitszym pierwiastkiem jest tlen.

12.3 Gwiazdy w fazie palenia helu

Jądra gwiazd, w których zachodzi reakcja spokojnego palenia helu są zawsze konwektywne. To jest względnie wolna faza ewolucji. Trwa, w zależności od masy, o rząd wielkości krócej niż faza ciągu głównego. Na diagramach Shallera i in. modele w tej fazie są zakreskowne liniami SW-NE (UWAGA: Tak samo oznaczona jest faza palenia wodoru nad zdegenerowanym jądrem. Fazę palenia helu dla gwiazd o małych masach rozpoznamy po charakterystycznej pętli.) Po zapaleniu helu w jądrze tory ewolucyjne tworzą pętle o orientacji bądź horyzontalnej – jak w przypadku $Z = 0.02$ – dla mas w przedziale $M = 7 \div 12 M_\odot$, oraz – jak w przypadku $Z = 0.001$– dla mas w przedziale $M = 3 \div 12 M_\odot$, bądź orientacji wertykalnej – dla gwiazd o odpowiednio niższych masach. Orientacja zależy też od masy otoczki gwiazdy. Jeżeli ta masa jest dostatecznie mała, to po zapaleniu helu gwiazdy zawsze przesuwają się w kierunku wyższych temperatur i tworzą *gałąź horyzontalną* na diagramach H-R.

Wyliczenie jaka część pierwotnej masy gwiazdy jest tracona na gałęzi olbrzymów jest trudne. Zwykle w kodach ewolucyjnych omija się błysk helowy. Modelowanie gwiazd po błysku helowym inicjuje się modelami wieku zero gałęzi horyzontalnej (ZAHB). Zakłada się dla nich profil $X(M_r)$ taki, jak w momencie zapalenia helu, a masę otoczki traktuje jako wolny parametr.

W czasie wykonywania pętli horyzonatlej gwiazdy przekraczają pas niestabilności pulsacyjnej, znajdujący się przy $\log T_{\text{eff}} \approx 3.8$. Gwiazdy pulsujące typu RR Lyrae to obiekty gałęzi horyzontalnej o aktualnych masach $\sim 0.6-0.8 M_\odot$ i pierwotnych masach o ok. $0.1-0.3 M_\odot$ większych . Cefeidy to obiekty o masach większych od $\sim 3M_\odot$ dla $Z = 0.001$ i od $\sim 6M_\odot$ dla $Z = 0.02$. Pulsowanie nie ma wpływu na przebieg ewolucji. Jest natomiast źródłem dodatkowej informacji o obiektach. Gwiazdy wykonujące pętlę wertykalną w czasie palenia helu są odpowiedzialne za wyraźne zagęszczenie obiektów na gałęzi olbrzymów (*red clump*,RC) na obserwacyjnych diagramach H-R.

Cefeidy, gwiazdy typu RR Lyrae oraz gwiazdy tworzące RC są traktowane jako *świece standardowe* do wyznaczania odległości systemów gwiazdowych. W przypadku gwiazd pulsujących wykorzystuje się tu zależność *okres – jasność absolutna*, a w przypadku gwiazd z RC, to że jasności absolutne gwiazd w tej fazie ewolucji są słabo zależne od masy i składu chemicznego

12.4 Zależność Okres - Jasność

Istnienie empirycznej zależności okres - jasność jest znane od 90 lat. Po dziś dzień stanowi ona podstawę wyznaczania odległości we wszechświecie. Podobną zależność tę można uzyskać z teorii w oparciu o obliczenia modeli gwiazd i odpowiednie okresy pulsacji. Można też, przynajmniej w zasadzie, wyliczyć przedziały temperatur efektywnych w których pulsacje powinny występować. Porównanie z obserwacjami stanowi test teorii ewolucji i pulsacji gwiazd.

W tabeli 3, z pracy Alibert i in. (1999), podane są średnie parametry i okresy modu podstawowego pulsacji (Π_1) dla modeli położonych na czerwonym (Cze) i niebieskim (Nie) krańcu pasa niestabilności, dla dwóch przejść przez ten pas w fazie palenia helu w jądrze konwektywnym. Okresy pierwszych owertonów w tych modelach są dobrze przybliżone wzorem

$$\Pi_2 = \Pi_1 (0.733 - 0.034 \log \Pi_1). \tag{306}$$

Przy ustalonych wartościach X_0 i Z_0 modele dają oddzielne zależności $\Pi_1 - L - T_{\text{eff}}$ dla dolnego (1) i górnego (2) przejścia przez pas niestabilności. Z modeli ewolucyjnych mamy

$$L_k = L_k(M, T_{\text{eff}}), \quad k = 1, 2, \tag{307}$$

a łącząc wzory (74) i (297)

$$\Pi_1 = Q_1 \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{0.5} \left(\frac{L}{L_\odot}\right)^{0.75} \left(\frac{T_{\text{eff},\odot}}{T_{\text{eff}}}\right)^3 . \tag{308}$$

Table 3: Modele gwiazd populacji I ($X_0 = 0.7$, $Z_0 = 0.02$) o początkowych masach $M_0 = 6$ i $10 M_\odot$ na krańcach pasa niestabilności Cefeid

kraniec	$M/M_\odot$	$\log T_{\rm eff}$	$\log(L/L_\odot)$	$t/10^7$l	$\log \Pi_1/1$d
Cze	5.965	3.7068	3.219	6.2371	0.821
Nie	5.965	3.7730	3.268	6.2627	0.630
Nie	5.963	3.7717	3.361	6.8159	0.713
Cze	5.963	3.7090	3.331	6.8683	0.908
Cze	9.822	3.6703	4.053	2.0969	1.534
Nie	9.822	3.7438	4.080	2.0973	1.284
Nie	9.791	3.7471	4.135	2.3821	1.322
Cze	9.790	3.6617	4.089	2.3835	1.602

Z modeli pulsacji wyznacza się numerycznie słabą zależność $Q_1 = Q_1(M, L, T_{\rm eff})$. Przyjmując przybliżenia $Q_1 = const.$ i $L \sim M^{q_i}$ dla (307), dostajemy

$$\Pi_1 \sim L^{0.75-0.5/q_i} T_{\rm eff}^{-3}.$$

Dla obydwu przejść mamy $q_i \approx 3.5$

Dla porównania teoretycznych i empirycznych zależności potrzebne jest przejście od L i $T_{\rm eff}$ do fotometrycznych wielkości absolutnych i wskaźników barwy . Wykorzystuje się do tego celu tablice oparte na modelach atmosfer gwiazdowych. Mały rozrzut empirycznej zależności okres – jasność wynika z tego, że dla Cefeid zakres wartości L jest szeroki, a zakres $T_{\rm eff}$ dla danego L bardzo wąski.

12.5 Fazy końcowe

Po wypaleniu helu w jądrze, jeżeli tylko masa otoczki nie jest zbyt mała gwiazdy rozpoczynają fazę palenia helu w warstwie wokół węglowo-tlenowego jądra. Palenie helu w cienkiej warstwie jest niestabilne w cieplnej skali czasowej. Skutkiem niestabilności są quasi-okresowe pulsy cieplne w wyniku których tor ewolucyjny gwiazdy na wykresie H-R opisuje pętlę o znacznej, sięgającej 3 mag., amplitudzie jasności bolometrycznej. Tory tworzą gałąź asymptotyczną na teoretycznych diagramach H-R.

W tej fazie ewolucji zewnętrzna warstwa konwetywna ponownie wnika do obszarów w których zachodziła nukleosynteza. Otoczka zostaje wzbogacona nie tylko w hel, ale i w węgiel. W przypadku gwiazd bardziej masywnych dochodzi do tego, że znaczna część energii produkowna jest na dnie otoczki konwektywnej. Rozmaite osobliwości chemiczne czerwonych nadolbrzymów tłumaczy się mieszaniem produktów nukleosyntezy w obrębie otoczki.

Na ogół przyjmuje się, że dla gwiazd o masie początkowej

$$M_{\rm ZAMS} \tilde{<} 9M_\odot$$

ewolucja w fazie AGB prowadzi do powstania białych karłów. Początkowe masy węglowo-tlenowych jąder takich gwiazd nie przekraczają $1M_\odot$.

W tej fazie oberwuje się wysokie tempo utraty masy, do $\sim 10^{-4}M_\odot$/rok i długookresowe pulsacje typu *Mira Ceti*. Kończy tę fazę wyrzucenie otoczki, widocznej później jako *mgławica planetarna*. Szczegółowy przebieg tego zjawiska, a w szczególności jego związek z pulsacjami nie jest jeszcze dobrze wyjaśniony. Po odrzuceniu otoczki gwiazda ewoluuje w lewą stronę na diagramie H-R. Przez pewien - stosunkowo krótki okres w jej otoczce zachodzi jeszcze nukleosynteza. Może zdarzyć się epizod powrotu do obszaru niskich temperatur w wyniku niestabilności cieplnej. W końcu jednak, reakcje jądrowe ustają i gwiazda staje się powoli stygnącym białym karłem o stałym promieniu i malejącej jasności.

Ważnymi epizodem w ewolucji białych karłów jest wzbudzanie oscylacji, co zdarza się w pewnych przedziałach $T_{\rm eff}$, zależnych od składu chemicznego warstw zewnętrznych (obiekty DOV, DBV, DAV). Dane o pulsacjach wykorzystuje się do wyznaczania mas gwiazd i parametrów charakteryzujących ich wewnętrzną strukturę. Akrecja materii na białe karły znajdujące się w układach podwójnych prowadzi do wybuchów gwiazd nowych różnych typów i supernowych typu I.

Dla gwiazd o masch początkowych

$$M_{\rm ZAMS} > 9M_\odot,$$

osiągane są temperatury $T_9 \tilde{>} 0.5$. Jądra gwiazd są zbudowane z niezdegenerowanego gazu,a z zatem nukleosynteza zaczyna się w sposób niewybuchowy. Proces palenia węgla w jądrze konwektywnym trwa $\sim 10^2$ lat. Kolejne fazy ewolucji: synteza Si, następnie cięższych jąder aż do Fe, zachodzą w skali miesięcy i dni. Jądro (rdzeń) żelazny jest dynamicznie niestabilny (efekty foto-dezintegracji Fe i odwrotnego rozpadu β). Skutkiem jest wybuch gwiazdy jako supernowej typu II związany z odrzuceniem otoczki zawierającej produkty nukleosyntezy. Fotony i ekspandująca otoczka unoszą niewielki ułamek wyzwolonej energii. Większość przypada na neutrina. Kolapsujące jądro tworzy gwiazdę neutronową lub, przy większych masach, czarną dziurę. Młode gwiazdy neutronowe obserwowane są jako pulsary rentgenowskie, starsze tylko jako radiowe.

12.6 Izochrony

Najważniejszym zastosowaniem teorii ewolucji gwiazd jest wyznaczanie wieku systemów gwiazdowych. Znajomość parametrów dla indywidualnych obiektów przeważnie nie wystacza by w oparciu o obliczenia modelowe wyznaczyć ich wiek. Podstawowym sposobem mierzania wieku jest porównanie obserwacyjnych diagramów H-R z wykresami *izochron*, czyli teoretycznymi liniami równego wieku.

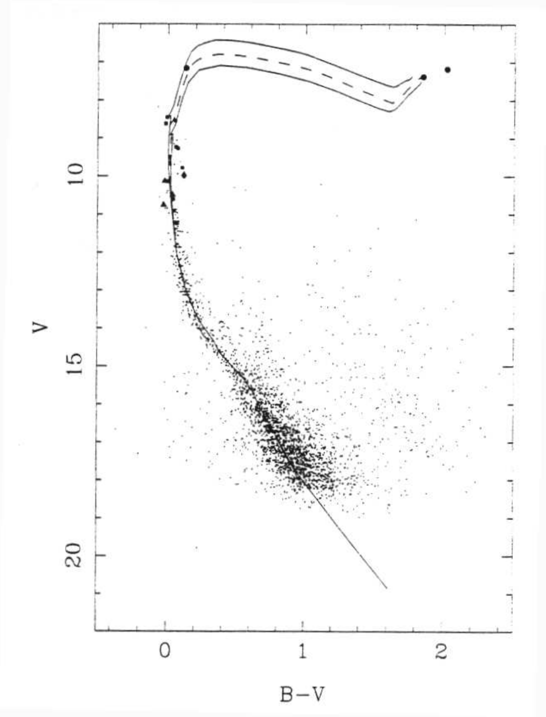

Figure 13: Wyznaczenie wieku gromady otwartej NGC 3766 metodą dopasowania izochron do obserwacyjnego wykresu H-R. Narysowane izochrony odpowiadają $(2.0, 2.4, 2.8) \times 10^7$ lat. Rysunek z pracy Mintinho i in. (1998)

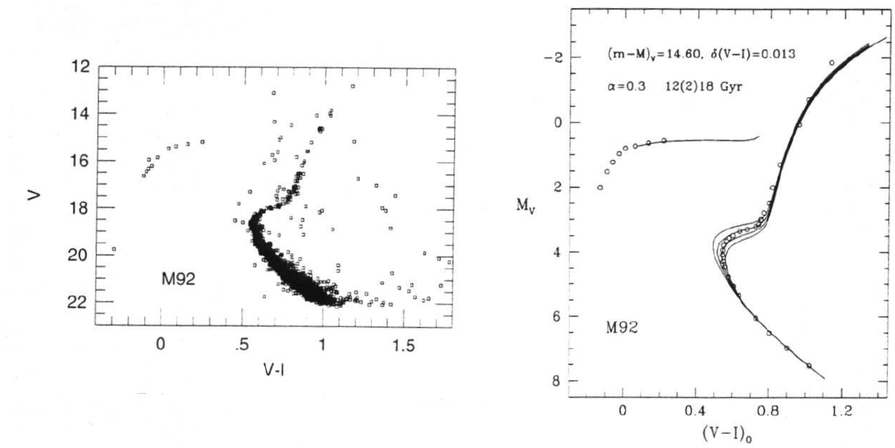

Figure 14: Wykres H-R dla gromady kulistej M92 (z pracy Johnson & Bolte, 1998). Dobrze zaznaczona gałąź horyzonalna. Obok, dopasowanie izochron (z pracy Harrisa i in., 1997). Wiek gromady oceniony na $(1.4-1.6) \times 10^{10}$ lat.

Gromady kuliste należą do najstarszych obiektów galaktyk. Ocena ich wieku ma fundamentalne znaczenie dla kosmologii