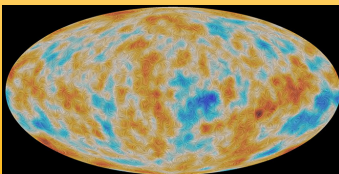
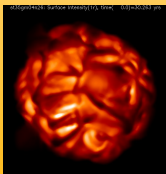


Podstawy astrofizyki i astronomii

Andrzej Odrzywołek

Zakład Teorii Względności i Astrofizyki, Instytut Fizyki UJ

14 maja 2019



Gwiazdy: reakcje termojądrowe

Kompletny układ równań

Cztery równania struktury gwiazdy:

$$\begin{cases} \frac{dP}{dr} = -\frac{Gm\rho}{r^2} & \text{równowaga hydrostatyczna} \\ \frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho & \text{równanie ciągłości/prawo zachowania masy} \\ \frac{dT}{dr} = -\frac{L}{16\pi aDr^2 T^3} \quad \text{lub} \quad \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} & \text{transport energii} \\ \frac{dL}{dm} = \epsilon & \text{tempo i miejsce produkcji energii} \end{cases}$$

Układ uzupełniają funkcje określające własności materii w zależności od jej gęstości ρ , temperatury T oraz składu chemicznego/izotopowego X_i :

- równanie stanu $P(\rho, T, X_i)$
- nieprzeźroczystość $\kappa(\rho, T, X_i)$ (współczynnik dyfuzji D)
- tempo produkcji energii $\epsilon(\rho, T, X_i)$

Niewiadomymi są 4 funkcje: $\rho(r)$ lub $P(r)$, $m(r)$, $T(r)$ oraz $L(r)$.

- warunki początkowe:

$$\begin{cases} m(0) = 0, m(R_{\odot}) = M_{\odot} \\ P(0) = P_C, \rho(0) = \rho_C, \quad p(R_{\odot}) = \rho(R_{\odot}) = 0 \\ T(R_{\odot}) = T_{\odot} \end{cases}$$

- część warunków zadana jest w centrum, część na powierzchni: w praktyce bardzo trudno „trafić” w szukane rozwiązanie (np: metodą strzałów)
- konieczne rozwiązanie całego układu na raz, np: konwertując do układu algebraicznego metodą różnic skończonych (metoda Henyey-a)
- rozwiązanie wymaga „doklejenia” atmosfery gwiazdy
- nie jest to zadanie typu „wpisz w *Mathematicę* i użyj ***NDSolve***”

Współczesny model gwiazdy domyka obliczenie tempa produkcji energii w reakcjach syntezy termojądrowej i powiązanej z nimi produkcji neutrin.

- co do zasady wzór $E = mc^2$ dobrze wyjaśnia źródło energii
- cztery atomy wodoru przekształcają się w atom helu
- masa atomu helu/cząstki α jest mniejsza niż masa 4 atomów wodoru/protonów
- różnica masy $(4m_H - m_{He})c^2$ przekształcana jest na fotony γ i neutrina elektronowe ν_e
- neutrina z prędkością światła uciekają od razu, dlatego odejmuje się je od tempa produkcji energii (dla Słońca jest to 2%, ale dla presupernowej praktycznie 100%)

Powtórka z chemii jądrowej

| Liczba protonów | Nazwa | Symbol | Name | Izotopy |
|-----------------|--------|--------|-----------|---------------------------------|
| Z=1 | Wodór | H | Hydrogen | ^2H , ^3H |
| Z=2 | Hel | He | Helium | ^3He , ^4He , |
| Z=3 | Lit | Li | Lithium | |
| Z=4 | Beryl | Be | Beryllium | |
| Z=5 | Bor | B | Boron | |
| Z=6 | Węgiel | C | Carbon | |
| Z=7 | Azot | N | Nitrogen | |
| Z=8 | Tlen | O | Oxygen | |
| ... | ... | ... | ... | |

- Z – liczba protonów = ładunek elektryczny jądra
- N – liczba neutronów
- A = N+Z – liczba masowa
- symbol: AZ

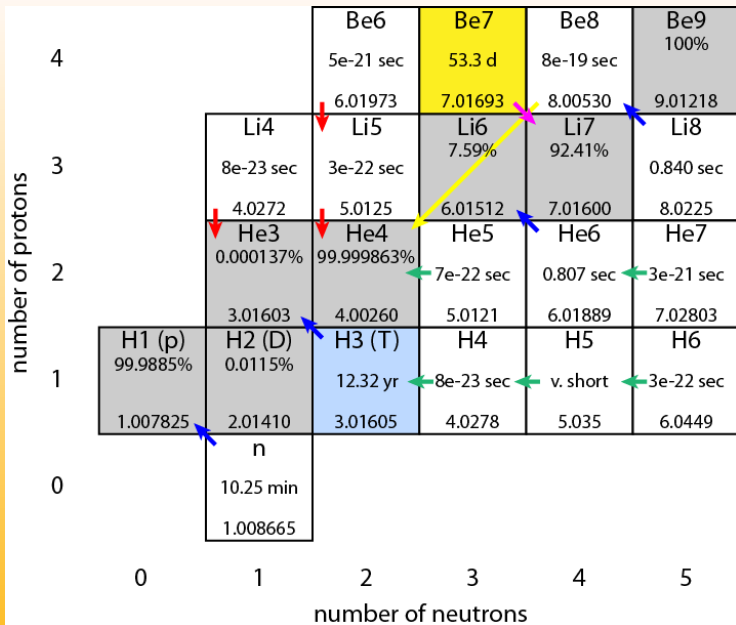


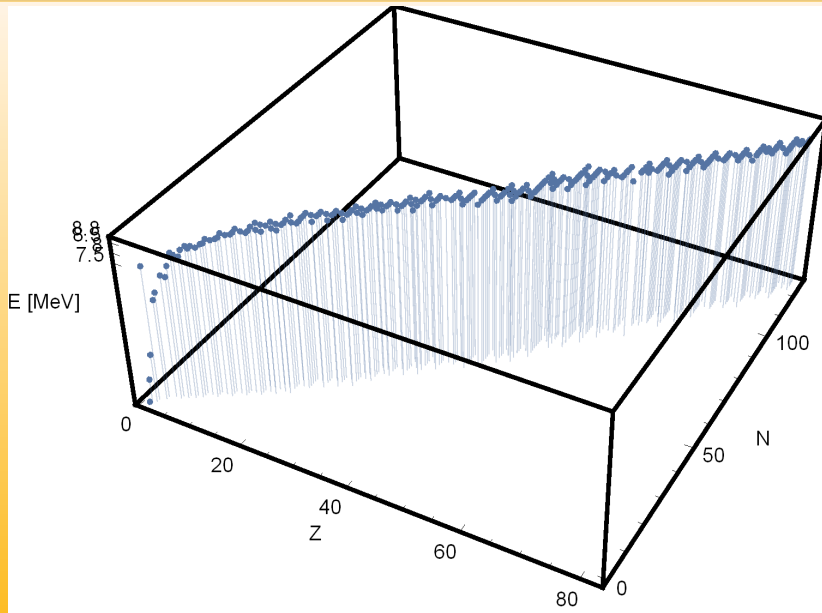
TABLE 4.1
Energy Release for Burning Stages

| <i>Process</i> | $q(10^{18} \text{ erg/g})$ | $q(\text{MeV/nucleon})$ |
|---|----------------------------|-------------------------|
| $\text{H} \rightarrow {}^4\text{He}$ | 5 to 7 | 5 to 7 |
| $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ | 0.585 | 0.606 |
| $4\alpha \rightarrow {}^{16}\text{O}$ | 0.870 | 0.902 |
| $2 {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{24}\text{Mg}$ | 0.5 | 0.52 |
| $2 {}^{20}\text{Ne} \rightarrow {}^{16}\text{O} + {}^{24}\text{Mg}$ | 0.11 | 0.11 |
| $2 {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{32}\text{S}$ | 0.5 | 0.52 |
| ${}^{28}\text{Si} \rightarrow {}^{56}\text{Ni}$ | 0 to 0.3 | 0 to 0.31 |

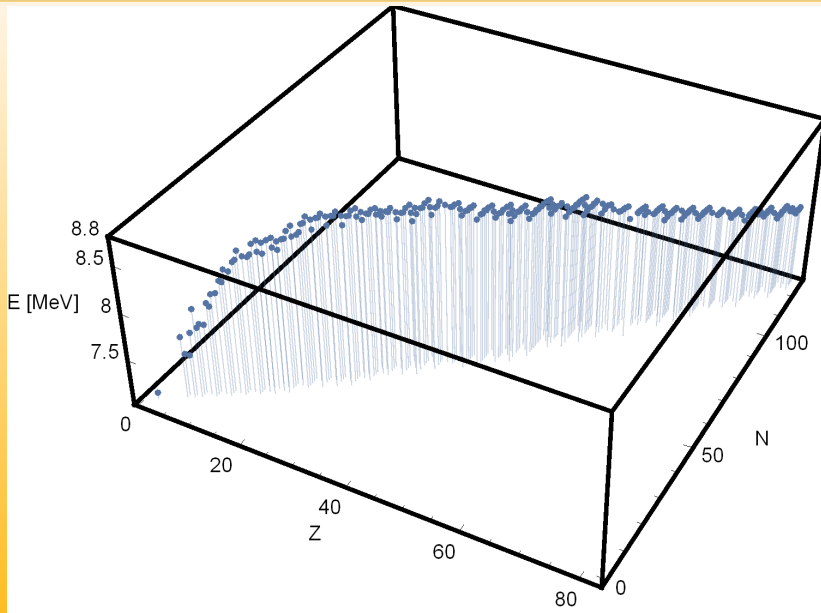
Note: $1 \text{ MeV/Nucleon} = 0.964844 \times 10^{18} \text{ erg/g}$

Źródło: D. Arnett, *Supernovae & nucleosynthesis*, str. 112.

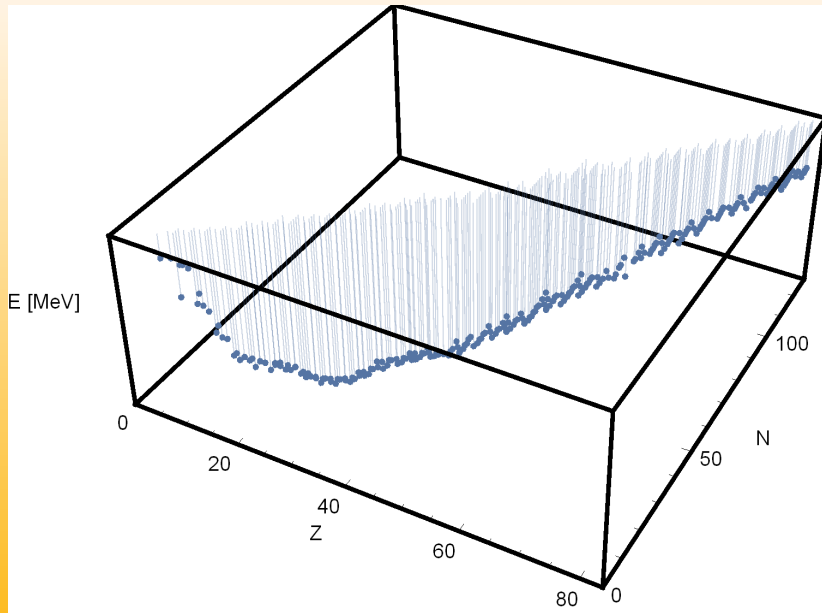
Energia wiązania jąder



Energia wiązania jąder



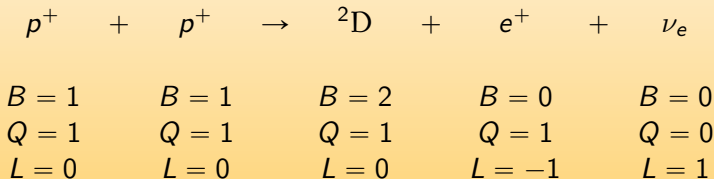
Energia wiązania jąder



Kluczowe dla zrozumienia procesu syntezy jądrowej z wodoru w gwiazdach są następujące fakty:

- jądro wodoru to proton
- nie istnieją stabilne jądra atomowe, które nie posiadają neutronów
- oddziaływania silne nie zamieniają protonów w neutrony
- proces zamiany protonu w neutron zachodzi przez oddziaływania słabe i jest związany z emisją neutrino ν_e
- zachowanie ładunku elektrycznego Q jest oczywiste
- zachowana musi być liczba barionowa B i leptonowa L_e
- zachowana jest energia, pęd i moment pędu (wliczając spin)
- „reguła kciuka”: reakcja zachodzi najszybciej przez oddziaływania silne, chyba że jest zabroniona przez prawa zachowania – drugie w kolejności są oddziaływania elektromagnetyczne, na końcu słabe

Rozważmy podstawową (pierwszą) reakcję cyklu pp , w której produkowany jest deuter (${}^2\text{H}$, czasem oznaczany jako d lub D):



Kolejna reakcja zachodzi przez oddziaływania elektromagnetyczne:



Hel ${}^3\text{He}$ wchodzi w różne reakcje, co powoduje rozgałęzienie się cyklu, np:

- 1 cykl ppI : ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p^+$
- 2 cykl $ppII$, $ppIII$: ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$

Formalnie mogą występować wszystkie możliwe reakcje dozwolone przez prawa zachowania. W praktyce tempo większości z nich jest pomijalnie małe, co uzasadnia użycie tempa reakcji równego zero, czyli całkowite pominięcie danej reakcji w dalszych rozważaniach.

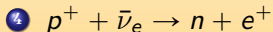
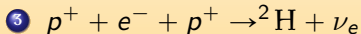
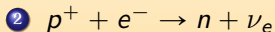
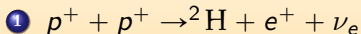
Przykład: przyjmujemy, że w Słońcu **nie zachodzą** możliwe w innych warunkach reakcje:

- ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n + 3.27 \text{ MeV}$
- ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + p + 4.03 \text{ MeV}$
- ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma (= 23.85 \text{ MeV})$

Sieć reakcji tego typu określamy jako **hardwired network**.

„Wyprowadzenie” cyklu pp

Wypiszmy możliwe do pomyślenia reakcje jądrowe w czystym wodorze, zgodne z zasadami zachowania:



Reakcja 1 wymaga pokonania bariery potencjału elektrostatycznego, co jest możliwe poprzez tunelowanie kwantowe.

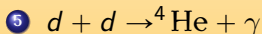
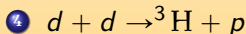
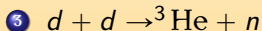
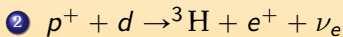
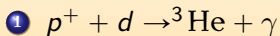
Reakcja 2 jest endotermiczna, czyli wymaga dostarczenia energii około 0.8 MeV w postaci temperatury lub/i potencjału chemicznego.

Reakcja 3 jest bardzo mało prawdopodobna, gdyż wymaga spotkania 3 cząstek.

Reakcja 4 nie może zachodzić z braku źródła antyneutrin; przekrój czynny jest przynajmniej 20 rzędów wielkości mniejszy niż dla pozostałych reakcji.

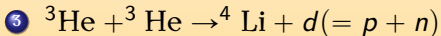
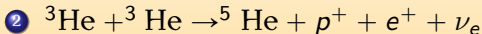
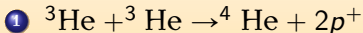
„Wyprowadzenie” cyklu pp

Wypiszmy możliwe do pomyślenia reakcje jądrowe z udziałem deuteru i wodoru:



- ① reakcja zachodzi szybko, przez oddziaływania elektromagnetyczne
- ② reakcja zachodzi wolno, przez oddziaływania słabe
- ③ reakcja mało prawdopodobna, z powodu małego stężenia deuteru
- ④ jak wyżej
- ⑤ proces elektromagnetyczny wolniejszy $\alpha \simeq 1/137$ razy od procesów „silnych” podanych wyżej

Wypiszmy niektóre możliwe do pomyślenia reakcje jądrowe z udziałem deuteru, wodoru i ${}^3\text{He}$:



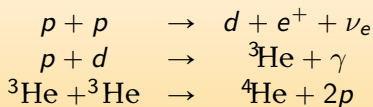
① reakcja zachodzi bardzo szybko, przez oddziaływania silne

② reakcja zachodzi bardzo wolno, przez oddziaływania słabe

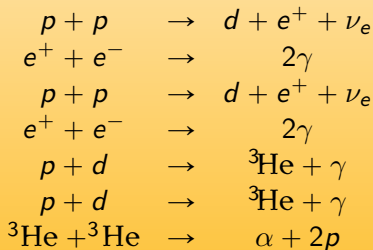
③ reakcja endotermiczna

④ proces elektromagnetyczny; produkt czyli ${}^6\text{Be}$ natychmiast (0.5×10^{-20} sekundy) rozpada się na ${}^5\text{Li}$ wyrzucając proton, po czym ${}^5\text{Li}$ w taki sam sposób rozpada się do ${}^4\text{He}$ — reakcja okazuje się równoważna pierwszej

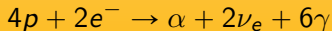
Wynik powyższych rozważań daje cykl $p-p$:



lub raczej:



W skrócie:



Rola fotonów, neutrin, neutronów i pozytonów

W procesie syntezy termojądrowej, oprócz jąder, biorą udział inne cząstki:

- fotony γ ulegają termalizacji i uwzględniamy je pośrednio poprzez własności termodynamiczne materii
- neutrina natychmiastowo opuszczają wnętrze gwiazdy i można po prostu odjąć ich energię od sumarycznego ciepła reakcji; dla Słońca ich strumienie i rozkład energetyczny są starannie liczone, gdyż stale je obserwujemy na Ziemi – zwykle **nie są** uwzględniane w sieci reakcji, za wyjątkiem supernowych typu „II”
- swobodne neutrony w Słońcu praktycznie nie są produkowane i nie wchodzi w skład sieci reakcji; w innych gwiazdach bywają stale obecne i muszą być uwzględniane
- pozytony zaraz po wytworzeniu anihilują z elektronami:
 $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$; dla $kT \sim m_e$ są stale obecne

Bilans energetyczny cyklu *ppl*

Na masę atomu składa się:

- 1 masa jądra atomowego – dominująca część
- 2 masa **elektronów** – mała, ale istotna część
- 3 energia wiązania powłok elektronowych – pomijalnie mała

Masę jąder/atomów można podać na kilka równoważnych sposobów:

- w atomowych jednostkach masy, *amu* lub *u*, równych $\frac{1}{12}m_{12\text{C}}$
- poprzez energię wiązania *Q*:

$$m_{AZ} = Nm_n + Zm_H - Q/c^2$$

Energia wiązania często podawana jest na nukleon, i we wzorze powyżej musimy ją przemnożyć przez $A = N + Z$

- jako deficyt masy $\Delta m = \Delta E/c^2$, poniżej mierzony względem ^{12}C :

$$(Z\Delta m_H + N\Delta m_n - \Delta m_{AZ}) \equiv A \frac{Q}{A}$$

Bilans energetyczny cyklu *ppl* c.d.

Bilans masy cyklu *ppl* można zapisać w skrócie jako:

$$4m_p + 2m_e - m_\alpha = Q$$

gdzie m_p – masa protonu, m_e – masa elektronu, m_α – masa cząstki alfa, natomiast Q to energia w postaci promieniowania: fotonów i neutrin.

Pamiętając, że masy atomów to:

$$m_H = m_p + m_e, \quad m_{4\text{He}} = m_\alpha + 2m_e$$

otrzymujemy po prostu:

$$4m_H - m_{4\text{He}} = Q \simeq 26.73 \text{ MeV}$$

Odjęcie energii neutrin jest możliwe tylko w sensie uśrednionym, gdyż w każdym pojedynczym zdarzeniu jest ona inna. Jest to około 0.5 MeV, przypadkowo wartość bliska masy elektronu, relatywnie 2% całej produkowanej energii.

Układ równań różniczkowych: wprowadzenie

Rozważmy reakcję:



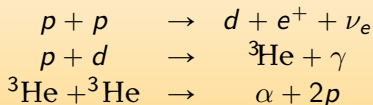
Ilości pozytonów i neutrin nie śledzimy. Zostają ilości protonów n_p i deuteronów n_d . Ich zmiana w czasie wynosi:

$$\begin{aligned}\dot{n}_d &= +\lambda_{pp}n_p^2 + \dots \\ \dot{n}_p &= -2\lambda_{pp}n_p^2 + \dots\end{aligned}$$

gdzie $\lambda_{pp}(T, \rho)$ to tempo zachodzenia reakcji pp , a kropkami zaznaczono inne reakcje

- tempo ubywania protonów musi być równe podwojonemu tempu produkcji deuteronów
- liczba barionowa jest zachowana, czyli $n_p + 2n_d = \text{const}$: odpowiednie wyrazy po prawej stronie kasują się
- podobne wyrazy musimy napisać dla każdej z reakcji tworzącej lub niszczącej p , d itd.
- układ jest nieliniowy nawet dla $T, \rho = \text{const}$
- układ jest sztywny (stiff), co wymusza rozwiązywanie numeryczne metodami uwikłanymi (implicit)
- da się to robić np: w *Mathematica*: `Method`→"BDF", `MaxDifferenceOrder`→2

Układ równań różniczkowych cyklu ppl



Obliczamy tempo zmian ilości protonów n_p , deuteronów n_d , jąder helu-3 n_3 oraz cząstek alfa n_α :

$$\begin{aligned}\dot{n}_p &= -2\lambda_{pp}n_p^2 - \lambda_{pd}n_p n_d + 2\lambda_{33}n_3^2 \\ \dot{n}_d &= +\lambda_{pp}n_p^2 - \lambda_{pd}n_p n_d \\ \dot{n}_3 &= +\lambda_{pd}n_p n_d - 2\lambda_{33}n_3^2 \\ \dot{n}_\alpha &= \lambda_{33}n_3^2\end{aligned}$$

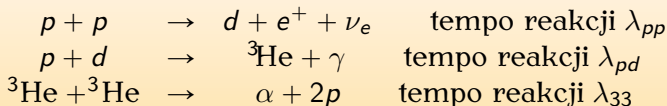
Sensowność wypisanego układu równań można sprawdzić np: za pomocą zasady zachowania liczby barionowej:

$$\sum_{i=1}^4 A_i n_i = n_p + 2n_d + 3n_3 + 4n_\alpha = \text{const},$$

lub równoważnie:

$$\dot{n}_p + 2\dot{n}_d + 3\dot{n}_3 + 4\dot{n}_\alpha = 0.$$

Układ równań różniczkowych cyklu ppl



Obliczamy tempo zmian ilości protonów n_p , deuteronów n_d , jąder helu-3 n_3 oraz cząstek alfa n_α :

$$\begin{aligned} \dot{n}_p &= -2\lambda_{pp}n_p^2 - \lambda_{pd}n_p n_d + 2\lambda_{33}n_3^2 \\ \dot{n}_d &= +\lambda_{pp}n_p^2 - \lambda_{pd}n_p n_d \\ \dot{n}_3 &= +\lambda_{pd}n_p n_d - 2\lambda_{33}n_3^2 \\ \dot{n}_\alpha &= \lambda_{33}n_3^2 \end{aligned}$$

Sensowność wypisanego układu równań można sprawdzić n_p : za pomocą zasady zachowania liczby barionowej:

$$\sum_{i=1}^4 A_i n_i = n_p + 2n_d + 3n_3 + 4n_\alpha = \text{const},$$

lub równoważnie:

Wyznaczenie współczynników określających szybkość reakcji wymaga wykonania kilku kroków:

- 1 obliczenie lub zmierzenie przekroju czynnego na reakcję, np: σ_{pp}
- 2 uwzględnienie poprawek „kulombowskich”
- 3 uśrednienie w warunkach równowagi termicznej: gazu doskonałego

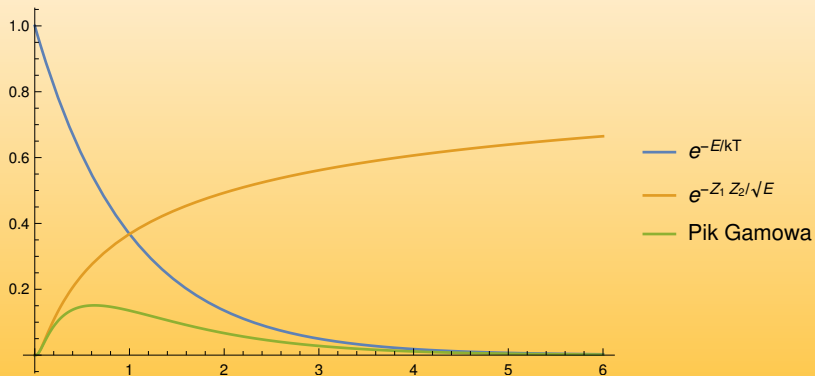
W obliczeniach tempa reakcji często decydujące są dwa przeciwstawnie działające wyrazy, zależne od energii $E = Mv^2/2$ zderzających się jąder w układzie środka masy:

$$\lambda \propto \int_0^{\infty} e^{-\frac{E}{kT}} \sigma(E) E dE = \int_0^{\infty} e^{-\frac{E}{kT}} \frac{S(E)}{E} e^{-2\pi\eta} E dE$$

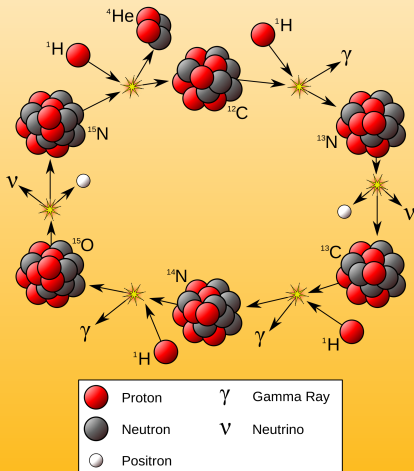
- rozkład Boltzmanna $e^{-\frac{E}{kT}}$: ilość cząstek o dużych energiach maleje wykładniczo (tzw: ogon termiczny)
- parametr Sommerfelda ($v = \sqrt{2E/m}$ - prędkość):

$$\eta = \alpha \frac{Z_1 Z_2}{v/c} = \frac{Z_1 Z_2}{2\epsilon_0 v}$$

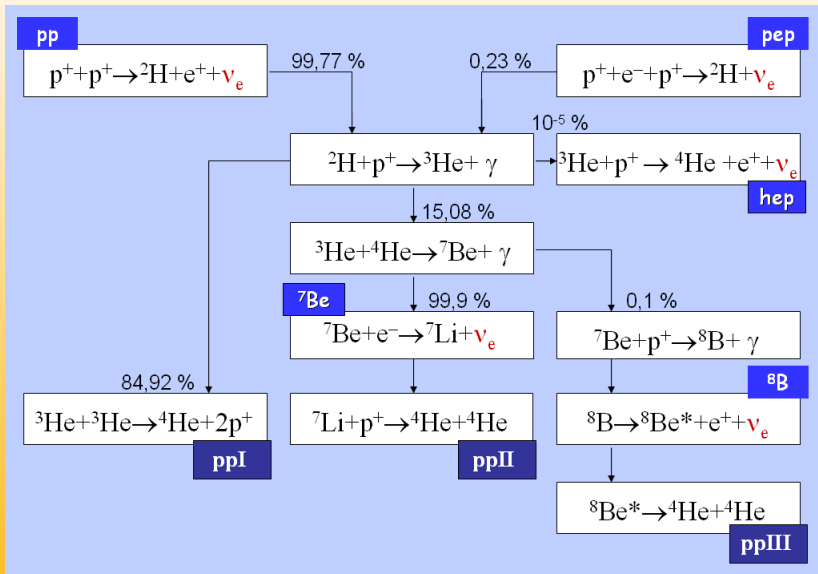
Pik Gamowa



Zupełnie odmiennym od opisanego wcześniej mechanizmem spalania wodoru jest cykl katalityczny CNO. Dominuje w gwiazdach o masie większej niż słoneczna.



- Gdyby jedyną rolą reakcji termojądrowych było produkowanie energii, to wystarczyłoby obliczyć jej wydajność w danej temperaturze T i gęstości ρ .
- Reakcje jądrowe zmieniają także powoli skład izotopowy/chemiczny materii
- powyższe tak naprawdę decyduje o ewolucji gwiazdy w długiej skali czasowej: życia i śmierci gwiazdy.
- Także neutrina elektronowe ν_e emitowane przez gwiazdy na etapie spalania wodoru są pochodzenia nuklearnego.



Definicja gwiazdy

Obiekt, który przez większość życia spala wodór w reakcjach termojądrowych.

Minimalna masa kuli „wodorowej” powodująca zapłon reakcji spalania wodoru:

$$M_* > 0.08M_{\odot} \simeq 84M_J$$

Minimalna masa pozwalająca na spalanie deuteru:

$$M_b > 0.01M_{\odot} \simeq 13M_J$$

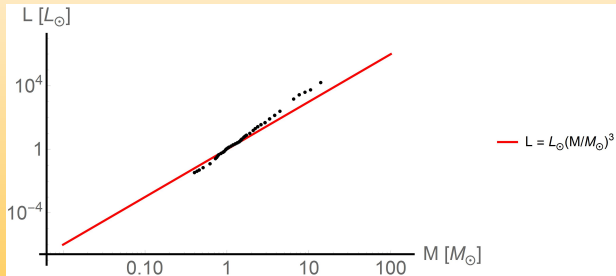
Obiektu o masie $0.01M_{\odot} < M < 0.08M_{\odot}$ ($13M_J < M < 80M_J$) nie zaliczamy do gwiazd. Określany jest jako *brązowy karzeł*. Jeszcze lżejsze obiekty gazowe zaliczamy do planet typu Jowisza (ang. *Jupiters*). Granice te nie są ostro zdefiniowane.

Maksymalna obserwowana masa gwiazd to około $100 M_{\odot}$.

Zależność masa - jasność

Charakterystyczną cechą gwiazd jest szybki wzrost jasności L z masą M :

$$L \propto M^3$$



Jasność krytyczną, przy której przyspieszenie nadawane materii przez pochłonięte promieniowanie jest równe przyspieszeniu grawitacyjnemu nazywamy *jasnością Eddingtona*:

$$g_{\text{grav}} = g_{\text{rad}}, \quad g_{\text{grav}} = \frac{GM}{R^2}, \quad g_{\text{rad}} = \frac{\kappa}{c} \frac{L}{4\pi R^2}$$

Ponieważ ilość dostępnego paliwa jest ułamkiem rzędu 0.1 masy M , a jasność rośnie jak M^3 , czas życia gwiazdy masywniejszej jest krótszy:

$$t = \frac{10^{10}}{(M/M_{\odot})^2} \text{ [lat]}$$

np:

- $M = 0.1M_{\odot}$, $t = 1$ bilion lat (znacznie więcej od wieku Wszechświata 14 mld lat)
- $M = 1M_{\odot}$, $t = 10$ mld lat
- $M = 10M_{\odot}$, $t = 100$ mln lat
- $M = 100M_{\odot}$, $t = 1$ mln lat

Masywne gwiazdy stosują się do maksymy: żyj szybko, umieraj młodo!

- Prawdopodobieństwo powstania gwiazdy o masie w zadanym przedziale, np: $1M_{\odot} < M < 2M_{\odot}$ określa funkcja IMF (*initial mass function*).
- Masę gwiazdy w momencie narodzin określamy jako masę ZAMS (Zero Age Main Sequence)

Konkretna postać IMF powinna wynikać z teorii powstawania gwiazd. W praktyce stosuje się rozkłady potęgowe:

$$\frac{dN}{dM} \propto m^{\alpha}$$

- $\alpha = -2.35$ dla $m > M_{\odot}$ (tzw. IMF Salpetera)
- $\alpha = -1.3$ dla $m < M_{\odot}$

Ilość gwiazd gwałtownie maleje z masą. Całkując IMF od 1 do $100 M_{\odot}$, dostajemy że: 60% gwiazd ma masę od 1 do $2 M_{\odot}$, 96% poniżej $10 M_{\odot}$ i tylko 4% powyżej $10 M_{\odot}$.

Sposobem na uporządkowanie zbioru gwiazd jest *klasyfikacja widmowa*.

Jest ona technicznym określeniem na przypisanie oznaczeń literowo-liczbowych temperaturze gwiazdy

Zapamiętanie sekwencji ułatwia zdanie:

Oh

Be

A

Fine

Girl

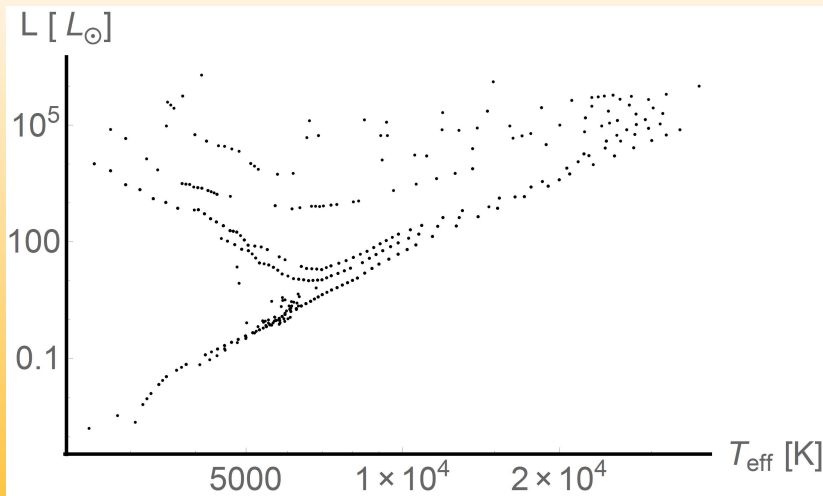
Kiss

Me

Table 6.1. Relationship between spectral class and surface temperature (T_{ef}) for the main sequence stars (ms), giants (g) and supergiants (sg)

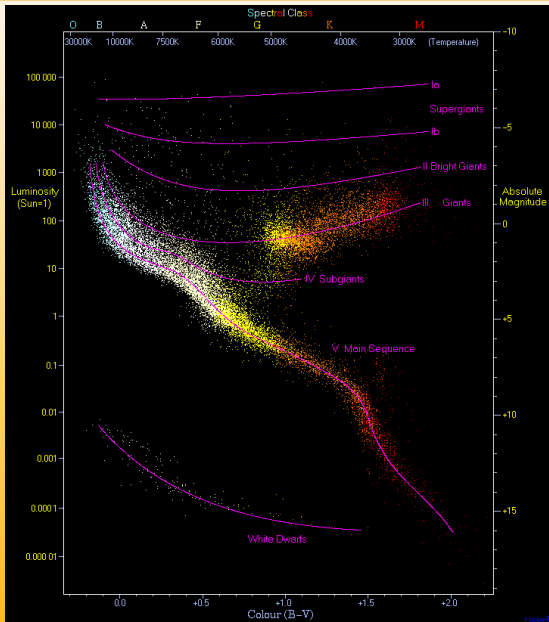
| Spectral Class | T_{ef} ms | T_{ef} g | T_{ef} sg |
|----------------|--------------------|-------------------|--------------------|
| O3 | 52 500 | 50 000 | 47 300 |
| O6 | 41 000 | 39 500 | 39 000 |
| O9 | 33 000 | 32 000 | 32 600 |
| B0 | 30 000 | 29 000 | 26 000 |
| B2 | 22 000 | 20 300 | 18 500 |
| B5 | 15 400 | 15 000 | 13 600 |
| B7 | 13 000 | 13 200 | 12 200 |
| B9 | 10 500 | 11 000 | 10 300 |
| A0 | 9 520 | 10 100 | 9 730 |
| A3 | 8 720 | 8 600 | 8 770 |
| A8 | 7 580 | 7 450 | 7 950 |
| F0 | 7 200 | 7 150 | 7 700 |
| F2 | 6 890 | 6 870 | 7 350 |
| F8 | 6 200 | 6 150 | 6 100 |
| G0 | 6 030 | 5 850 | 5 550 |
| G2 | 5 860 | 5 450 | 5 200 |
| G8 | 5 570 | 4 900 | 4 600 |
| K0 | 5 250 | 4 750 | 4 420 |
| K2 | 4 900 | 4 420 | 4 250 |
| K5 | 4 350 | 3 950 | 3 850 |
| K7 | 4 060 | 3 850 | 3 700 |
| M0 | 3 850 | 3 800 | 3 650 |
| M3 | 3 470 | 3 530 | 3 200 |
| M6 | 3 050 | 3 240 | 2 600 |
| M8 | 2 640 | - | - |

Diagram HR (Hertzsprunga–Russella)



UWAGA: typowo na diagramie HR oś temperatury ma przeciwny zwrot!

Ciąg główny



Charakterystyczną cechą licznych typów gwiazd, szczególnie masywnych, jest szybka utrata masy. Jej powodami mogą być:

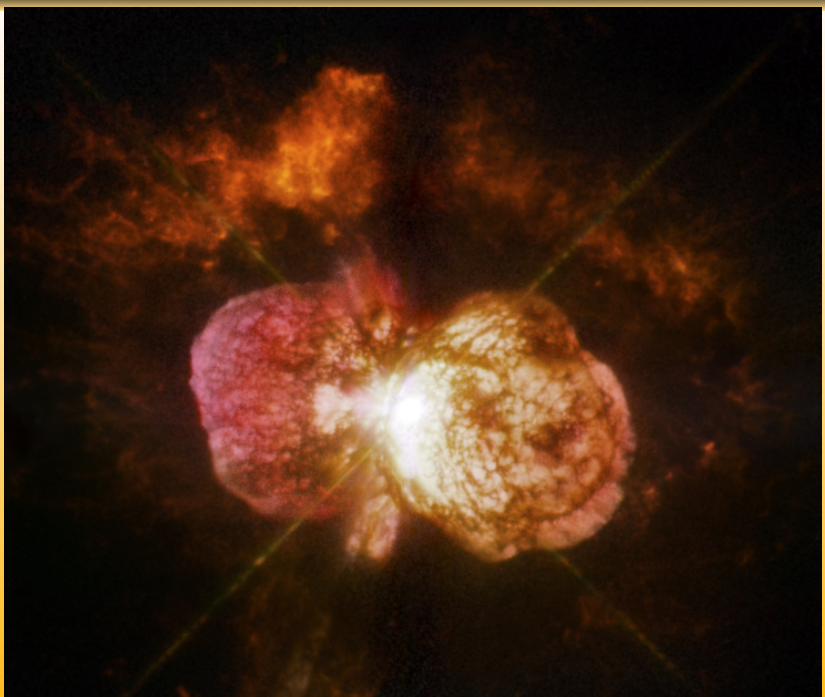
- 1 wiatr gwiazdowy, ciśnienie promieniowania
- 2 wymiana masy w układzie podwójnym
- 3 aktywność magnetyczna, rotacja

Tempo stacjonarnej utraty masy oznaczamy jako \dot{M} i wyrażamy w M_{\odot}/rok . Dla Słońca (obecnie):

$$\dot{M} \simeq 3 \times 10^{-14} M_{\odot} [1/\text{rok}]$$

Przykłady:

- gdy masa ZAMS gwiazdy pojedynczej wynosi $15 M_{\odot}$, opuszcza ona ciąg główny z masą $12 M_{\odot}$ po czasie 45 mln lat – $\dot{M} \simeq 10^{-7} M_{\odot}/\text{rok}$
- istnieją gwiazdy, np: LBV (Luminous Blue Variable), które w podobny sposób tracą większość masy, a tempo sięga $\dot{M} \simeq 10^{-4} M_{\odot}/\text{rok}$



Gwiazdy podwójne: ewolucja

Większość (>50%) gwiazd występuje w układach grawitacyjnie związanych z innymi gwiazdami.

- 1 gdy gwiazdy są dostatecznie odległe, ewolucja zachodzi tak samo jak dla gwiazd pojedynczych
- 2 w ciasnych układach, gwiazdy mogą na siebie wpływać poprzez siły pływowe i wymianę masy, a także wiatr gwiazdowy czy napromieniowanie
- 3 \dot{M} może być dodatnie lub ujemne
- 4 w skrajnych sytuacjach może dojść do pochłonięcia (tzw. inspiral) lub rozerwania towarzysza

Obserwujemy liczne gwiazdy zmieniające jasność w sposób okresowy. Przyczyny tego mogą być:

- geometryczne, np: zmienne zaćmieniowe
- fizyczne, np: pulsacje gwiazd lub ich niestabilność
- katastroficzne: nowe, supernowe

Świece standardowe

Ważną cechą niektórych klas gwiazd pulsujących (np: Cefeidy), jest dobrze znana zależność okres-jasność. Pozwala ona wyznaczyć m.in. odległość do takich gwiazd.

Chcesz wiedzieć więcej?



Seminarium Astrofizyczne, każda środa 12:30, A-1-08