

Astrofizyka IV

# **Wnętrza, ewolucja i pulsacje gwiazd.**

Krzysztof Kamiński

Temat wykładu

Wczesne etapy ewolucji gwiazd

## Kilka pytań (z odpowiedziami)

**Czy ewolucja gwiazd jest homologiczna?**

Nie, ale jest to czasem użyteczne przybliżenie.

**Dlaczego więc można przybliżyć niektóre etapy ewolucji gwiazd kurczeniem/pęcznieniem homologicznym?**

Gdyż gwiazdy większość czasu nie zmieniają gwałtownie rozkładu masy.

**Które gwiazdy mają zdegenerowane jądra podczas „zapłonu” He?**

Gwiazdy o masie jądra mniejszej niż masa Chandrasekhara.

## Powstawanie gwiazd – omówienie problemu

W zależności od warunków początkowych w mgławicy chcielibyśmy określić np:

Funkcja początkowego rozkładu masy IMF – rozkład prawdopodobieństwa powstania gwiazd o danej masie.

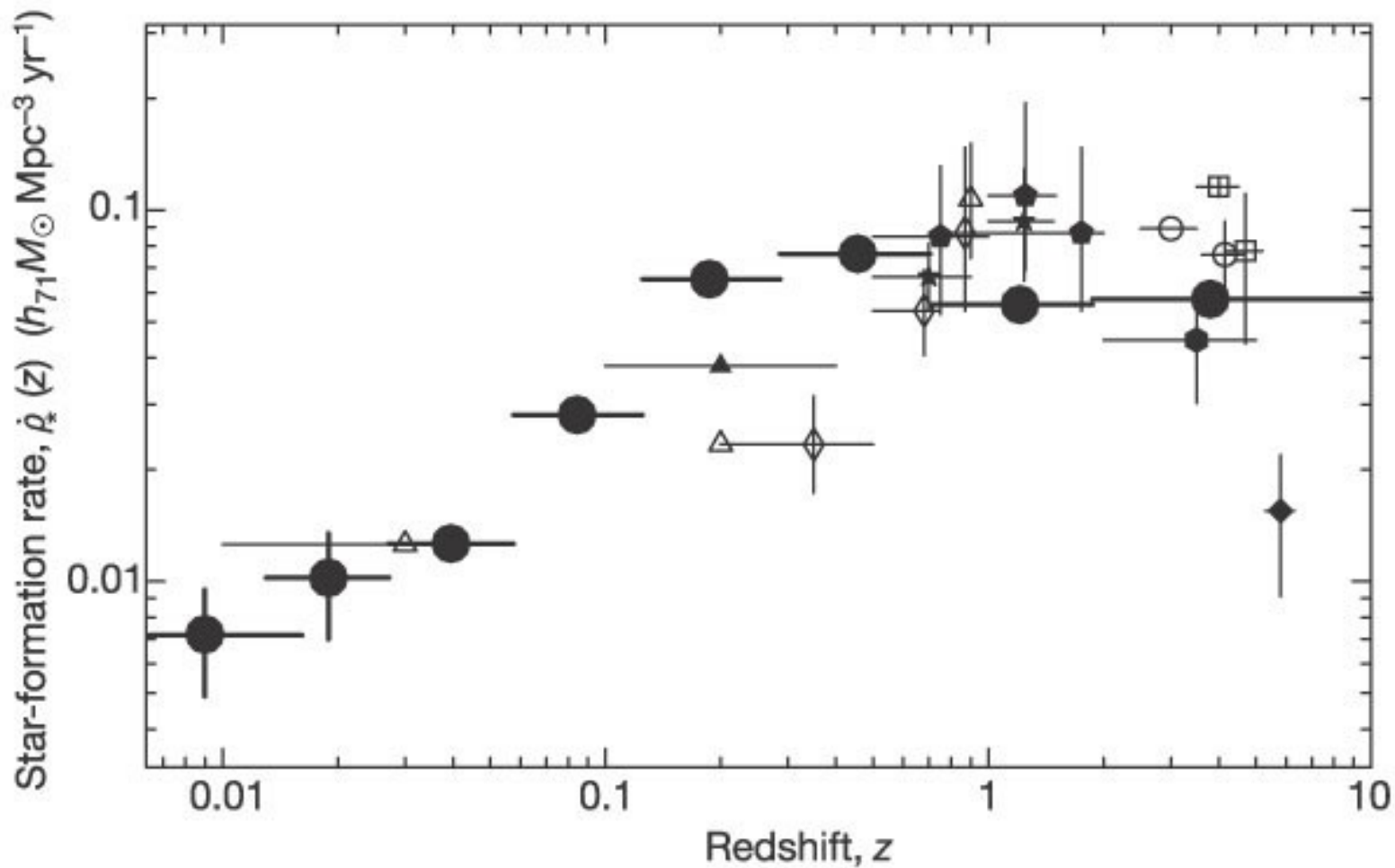
Efektywność powstawania gwiazd – ułamek masy mgławicy „zużyty” na gwiazdy.

Takiej teorii niestety nie ma – bazujemy głównie na obserwacjach.

Dlaczego nie jest to istotny problem dla teorii ewolucji gwiazd po ich powstaniu?

Lepiej rozumiemy indywidualne gwiazdy niż całe populacje gwiazd!

# Tempo powstawania gwiazd „star formation rate”



Szacowane przeciętne tempo powstawania gwiazd we Wszechświecie (Nature, 2004).

## Masa Jeansa

Przyjmijmy mgławicę o masie  $M$  i promieniu  $R$ :

$$\rho \approx MR^{-3}$$

Przeciętna, całkowita energia atomu wodoru wyraża się wzorem:

$$E_{tot} \approx kT - \frac{GMm_u}{R}$$

Chmura jest związana grawitacyjnie gdy  $E_{tot} < 0$

$$kTR < GMm_u$$

Co daje graniczny promień mgławicy – promień Jeansa  $R_J$ :

$$R_J \approx \left( \frac{kT}{G \rho m_u} \right)^{1/2}$$

Oraz graniczną masę mgławicy – masę Jeansa  $M_J$ :

$$M_J = \frac{kTR_J}{G m_u} \approx 5 \cdot 10^{-10} \left( \frac{T^3}{\rho} \right)^{1/2} M_{Sun}$$

## Masa Jeansa

$$M_J \approx 5 \cdot 10^{-10} \left( \frac{T^3}{\rho} \right)^{1/2} M_{Sun}$$

Dla typowej mgławicy:  $T \sim 100\text{K}$      $\rho \sim 10^{-22} \text{g/cm}^3$

$$M_J \sim 10^4 M_{Sun}$$

Obłok gazu o masie  $>$  masa Jeansa nie może zachować równowagi hydrostatycznej i zacznie się zapadać grawitacyjnie (spadek swobodny).

Dynamiczna skala czasu spadku swobodnego:

$$\tau_{dyn} \sim \frac{1}{\sqrt{G \bar{\rho}}}$$

$$\tau_{dyn} \propto \rho^{-1/2} \sim \text{miliony lat!}$$

Jak zmienia się masa Jeansa wraz ze wzrostem temperatury i gęstości?

## 6 etapów powstawania gwiazd

### 1 etap – zaburzenie

Mgławica molekularna o masie  $\sim 10^5 M_{\text{Sun}}$ , rozmiarze  $\sim 10\text{pc}$ , temperaturze 10-100K i gęstości 10-300 molekuł/cm<sup>3</sup>.

Mgławica zawiera gaz cząsteczkowy i typowo 1% pyłu, który sprawia, że jest ona nieprzezroczysta dla światła widzialnego, ale nie dla IR.

Mgławica pozostaje w równowadze hydrostatycznej z otaczającą materią międzygwiazdową do momentu pojawienia się zaburzenia:

- wybuchu supernowej;
- kolizji z inną chmurą gazu (rotacja, zderzenia galaktyk);

Jeśli masa Jeansa zostanie przekroczona w całej bądź w części mgławicy wówczas nie wróci ona do stanu równowagi tylko rozpoczyna grawitacyjny spadek swobodny w kierunku środka masy.

Proces kurczenia jest początkowo izotermiczny, gdyż mgławica chłodzi się skutecznie dzięki promieniowaniu w dalekiej podczerwieni.

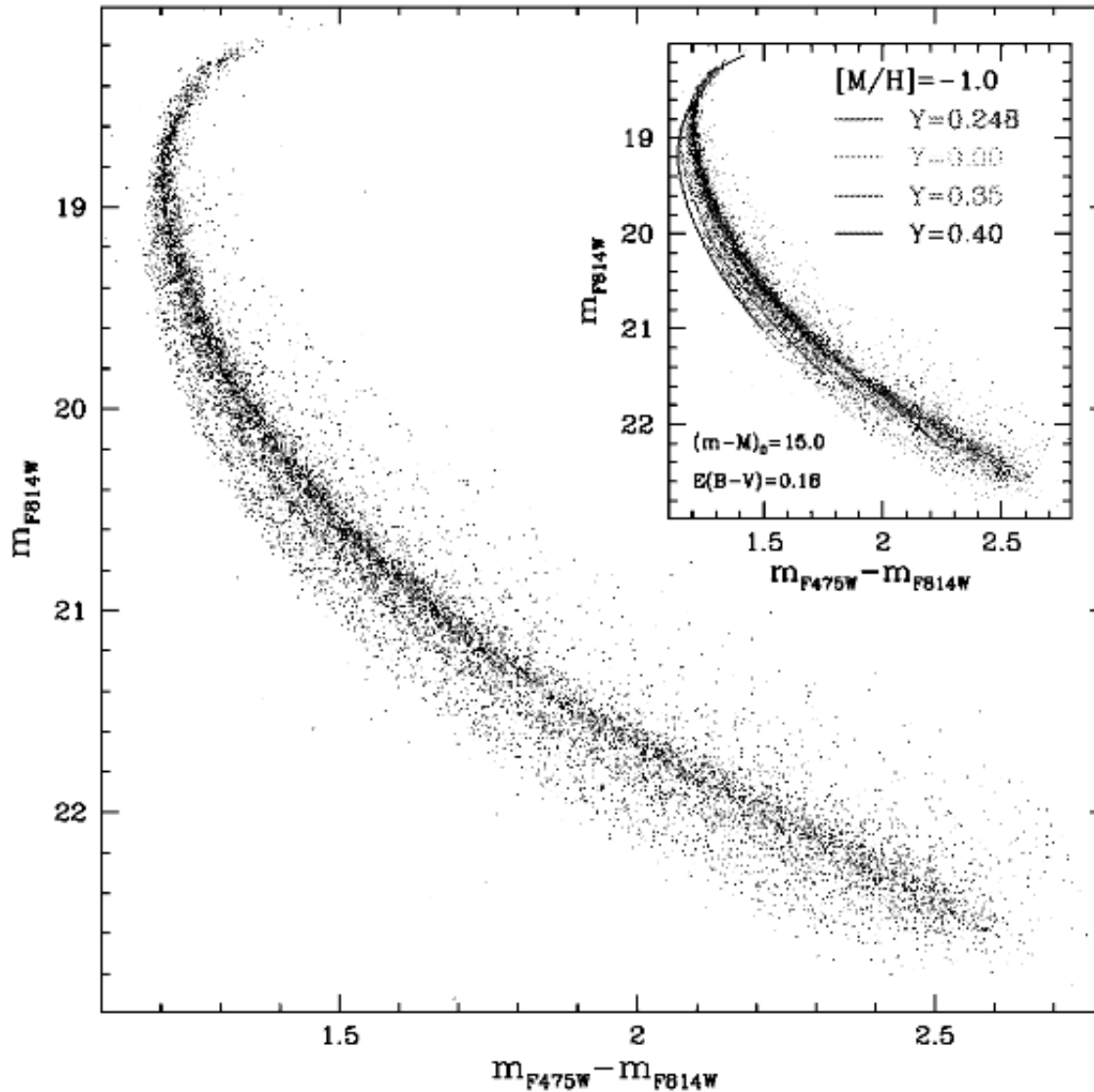


## 6 etapów powstawania gwiazd

Masa mgławicy niezbędna do rozpoczęcia kolapsu  $\sim 10^4 M_{\text{sun}}$ , jest:

- o 2-3 rzędy wielkości większa niż masy największych gwiazd;
- porównywalna do masy typowych gromad otwartych;
- mniejsza niż masa gromad kulistych;

## Nietypowa gromada kulista



Duża gromada kulista: 1 mln gw.

Trzy populacje gwiazd!!!  
Powstałe w ciągu 200 mln lat  
od powstania pierwszej.

Możliwe, że młodsze populacje  
powstały dzięki silnej  
grawitacji, która powstrzymała  
rozdmuchanie materii  
międzygwiazdowej przez pierwszą  
populację.

Możliwe też, że jest to resztką  
galaktyki karłowatej, która  
zderzyła się z Drogą Mleczną.

NGC 2808, (Piotto et al., 2007)

## 6 etapów powstawania gwiazd

### 2 etap – fragmentacja

Ponieważ wraz ze wzrostem gęstości masa Jeansa maleje kurcząca się chmura gazu ulega fragmentacji na mniejsze obłoki.

Fragmentacja trwa tak długo jak długo kolaps jest izotermiczny, prawdopodobnie aż do momentu gdy najmniejsze fragmenty osiągną masy poniżej 0.1 masy Słońca.

Innym mechanizmem fragmentacji jest związany z zasadą zachowania momentu pędu.

$$L = q M R^2 \omega_{rot} \quad q = 2/5 \text{ dla kuli}$$

$$\frac{g_{rot}}{g_{grav}} \approx \frac{R \omega_{rot}^2}{GM / R^2} \propto R^{-5}$$

## 6 etapów powstawania gwiazd

### 3 etap – kurczenie hydrostatyczne

Gdy materia obłoku staje się nieprzezroczysta rośnie wewnętrzna temperatura i ciśnienie.

Obłok osiąga równowagę hydrostatyczną, a dalsze kurczenie następuje quasi-statycznie (adiabatycznie).

Od tego momentu mamy do czynienia z **protogwiazdą!**

Izoterma:  $P \propto \rho$

Adiabata:  $P \propto \rho^{5/3}$

## 6 etapów powstawania gwiazd

### 4 etap – akrecja

Moc promieniowania akrecyjnego (accretion luminosity) przy założeniu, że połowa energii grawitacyjnej ulega dyssypacji:

$$L \sim L_{acc} = \frac{G M \dot{M}}{2 R}$$

Podstawiając parametry słoneczne:

$$L_{acc} [L_{Sun}] = 1.6 \cdot 10^7 \dot{M} [M_{Sun}/rok]$$

Czyli wystarczy akrecja w tempie rzędu  $10^{-7} M_{sun}/rok$  by proto-gwiazda o rozmiarach i masie Słońca generowała promieniowanie równe dzielnosci (mocy) promieniowania Słońca.

Realne tempa akrecji mogą być o kilka rzędów wielkości większe, ale protogwiazdy są znacznie większe.

## 6 etapów powstawania gwiazd

### 4 etap – akrecja

Skala czasu akrecji:

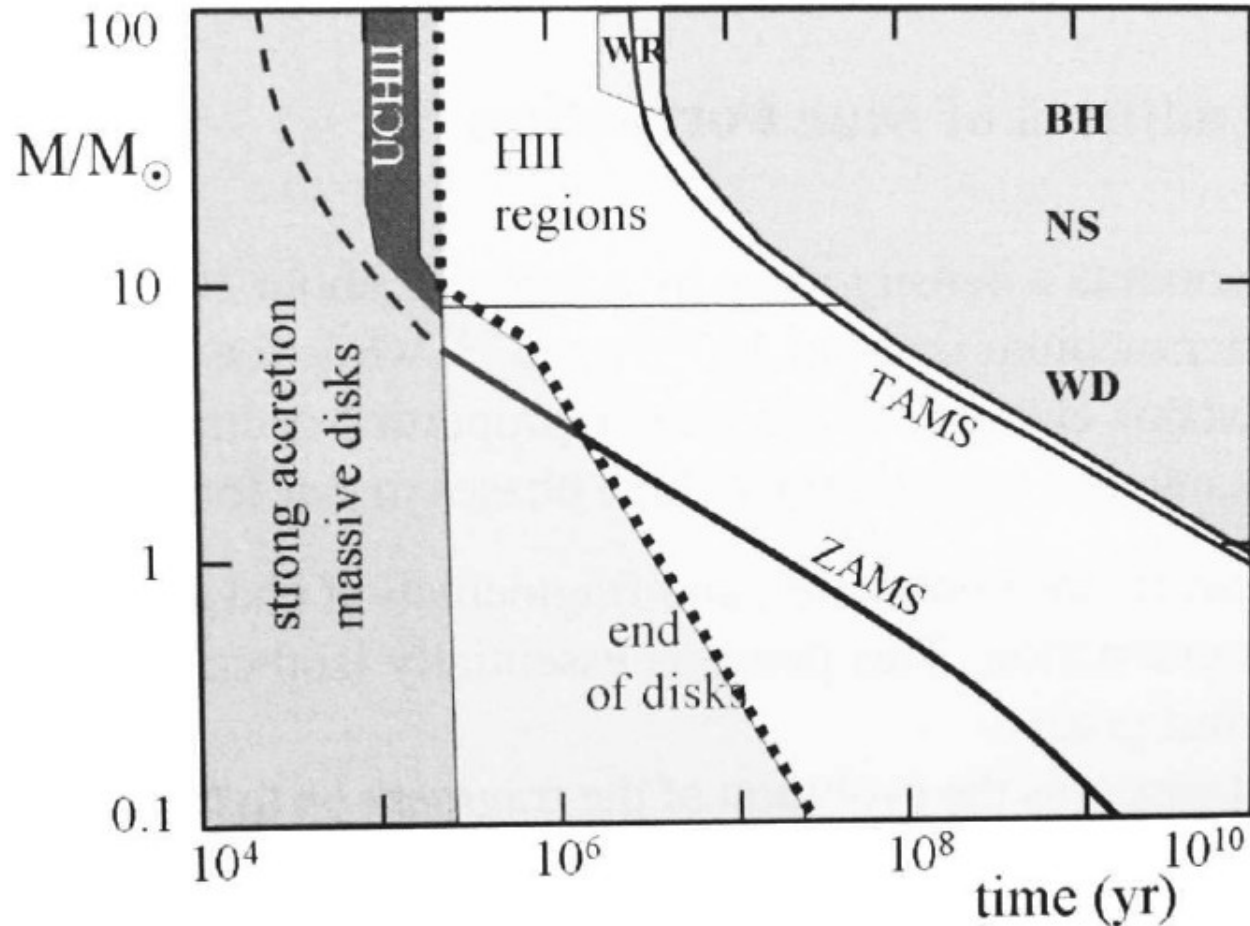
$$\tau_{acc} = \frac{M}{\dot{M}}$$

Skala czasu akrecji jest znacznie krótsza niż termiczna skala czasu, a więc jądro gwiazdy nagrzewa się na tym etapie niemal adiabatycznie.

$$\tau_{acc} < \tau_{KH}$$

## 6 etapów powstawania gwiazd

### 4 etap – akrecja



Czas ewolucji masywnej gwiazdy jest na tyle krótki, że wchodzi ona na ciąg główny zanim utraci pierwotny dysk akrecyjny. W przypadku gwiazd mało-masywnych dysk znika jeszcze na etapie protogwiazdy.

## 6 etapów powstawania gwiazd

### 5 etap – jonizacja materii

Aż do temperatury  $\sim 2000\text{K}$  wodór cząsteczkowy zachowuje się jak gaz doskonały i jest stabilny dynamicznie.

$$\gamma_{ad} = 5/3 > 4/3$$

W temperaturze  $\sim 2000\text{K}$  wodór cząsteczkowy, kosztem energii termicznej ulega dysocjacji – rozbiciu na gaz atomowy. Rośnie ciepło właściwe i maleje gradient adiabaticzny temperatury poniżej wartości krytycznej:

$$\gamma_{ad} < 4/3$$

Równowaga hydrostatyczna jest zaburzona – następuje kolejny etap spadku swobodnego w mniej więcej stałej temperaturze, aż wszystkie cząsteczki ulegną rozbiciu.

Analogiczny proces zachodzi w temperaturze  $\sim 4000\text{K}$ , w której atomy H ulegają jonizacji oraz w temperaturze  $\sim 10^4\text{K}$ , w której jonizuje się He.



## 6 etapów powstawania gwiazd

Średnica protogwiazdy, po zakończeniu ostatniego dynamicznego kolapsu:

$$\chi_{H_2} = 4.5 \text{ eV} \quad \chi_H = 13.6 \text{ eV} \quad \chi_{He} = 79 \text{ eV}$$

Przyjmując kolaps od nieskończoności:

$$\frac{\alpha}{2} \frac{G M^2}{R_{\text{proto-star}}} \approx \frac{M}{m_u} \left( \frac{X}{2} \cdot \chi_{H_2} + X \cdot \chi_H + Y \cdot \chi_{He} \right)$$

gdzie  $1/2$  wynika z twierdzenia o wiriale,

a  $\alpha = 3/5$  dla jednorodnej kuli

(i  $\alpha \rightarrow 1$  gdy masa jest bardziej skupiona w centrum)

$$\frac{R_p}{R_{\text{Sun}}} \approx \alpha 60 \frac{M}{M_{\text{Sun}}}$$

## 6 etapów powstawania gwiazd

### 6 etap – pre-main sequence star

Po zakończeniu akrecji formuje się gwiazda „pre-main sequence”, która charakteryzuje się równowagą hydrostatyczną i dalej kurczy się grawitacyjnie w termicznej skali czasu  $\tau_{\text{KH}}$ .

Średnią temperaturę „świeżo narodzonej” gwiazdy pre-MS można oszacować z twierdzenia o wiriale:

$$\bar{T} \approx \frac{1}{3} \frac{\mu}{\mathcal{R}} \frac{GM}{R_p} \approx 6 \cdot 10^4 \text{ K}$$

## Symulacje numeryczne

Masa obłoku: 50 mas Słońca

Rozmiar: 0.18 lub 0.37 pc

Temperatura: 10 K

Średnia masa cząsteczkowa: 2.38 u

Początkowe prędkości ruchu wygenerowane losowo zgodnie z prawami Larsona.

Masa Jeansa: 1 masa Słońca

Dynamiczna skala czasu: 190 lub 64 tyś. lat

Czas symulacji: 266 lub 89 tyś lat

Symulacje hydrodynamiczne, 3D, 3.5 mln cząstek (początkowo).

Model zakłada, że poniżej pewnej odległości cząstki się łączą w cząstki o większej masie.

Znacznie skraca to obliczenia.

Granica jest ustawiana zwykle w okolicy 0.5AU.

Źródło: Matthew R. Bate

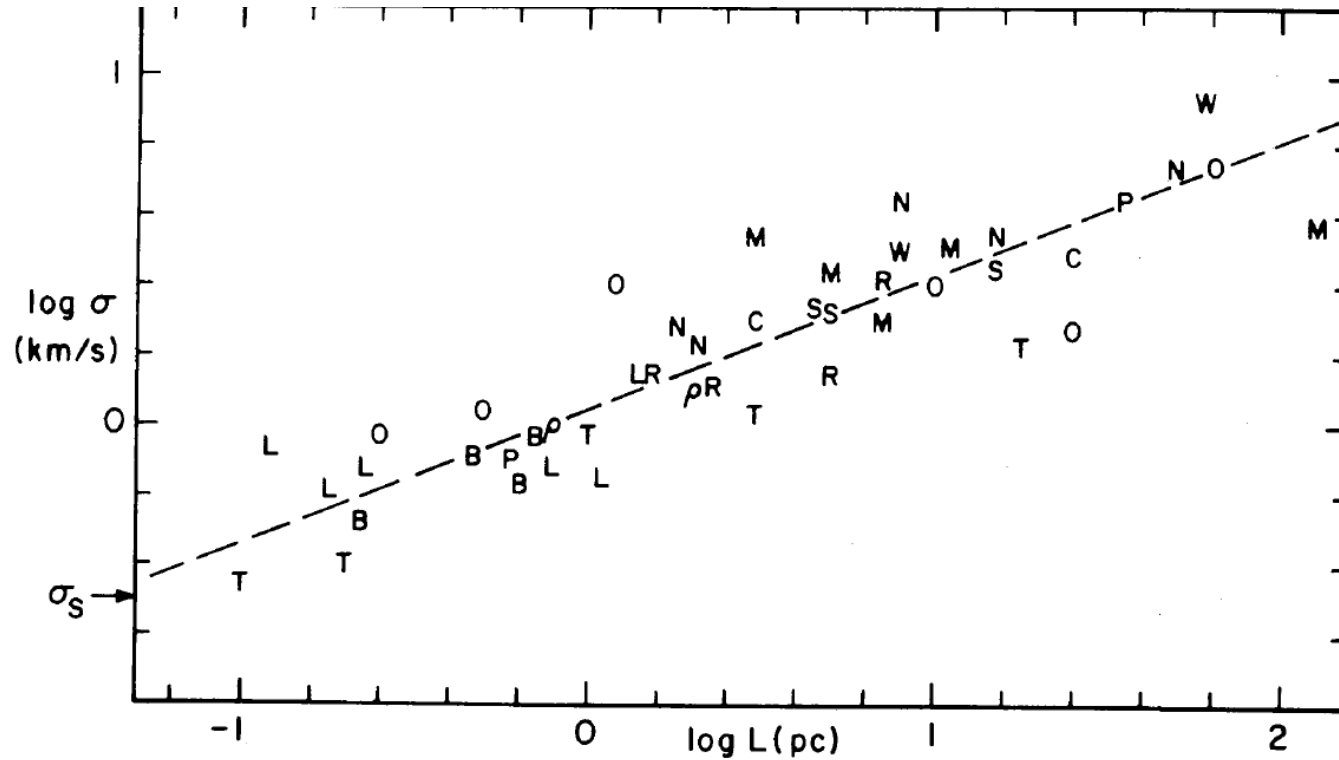
# Symulacje numeryczne

[Nowa symulacja](#)

[Porównanie nowej i starej symulacji](#)

1. Powstaje ok. 50 obiektów, z których połowa jest wyrzucona zanim osiągnie masę niezbędną do powstania gwiazdy (brązowe karły).
2. Protogwiazdy wchodzą ze sobą w zaskakująco silne interakcje, które potrafią pozbawić je dysków protoplanetarnych.
3. Nowsze symulacje uwzględniające „radiative feedback” (podgrzewanie mgławicy przez protogwiazdy) dają mniej brązowych karłów i lepiej pasują do obserwacji.

# 1 prawo Larsona - turbulencja



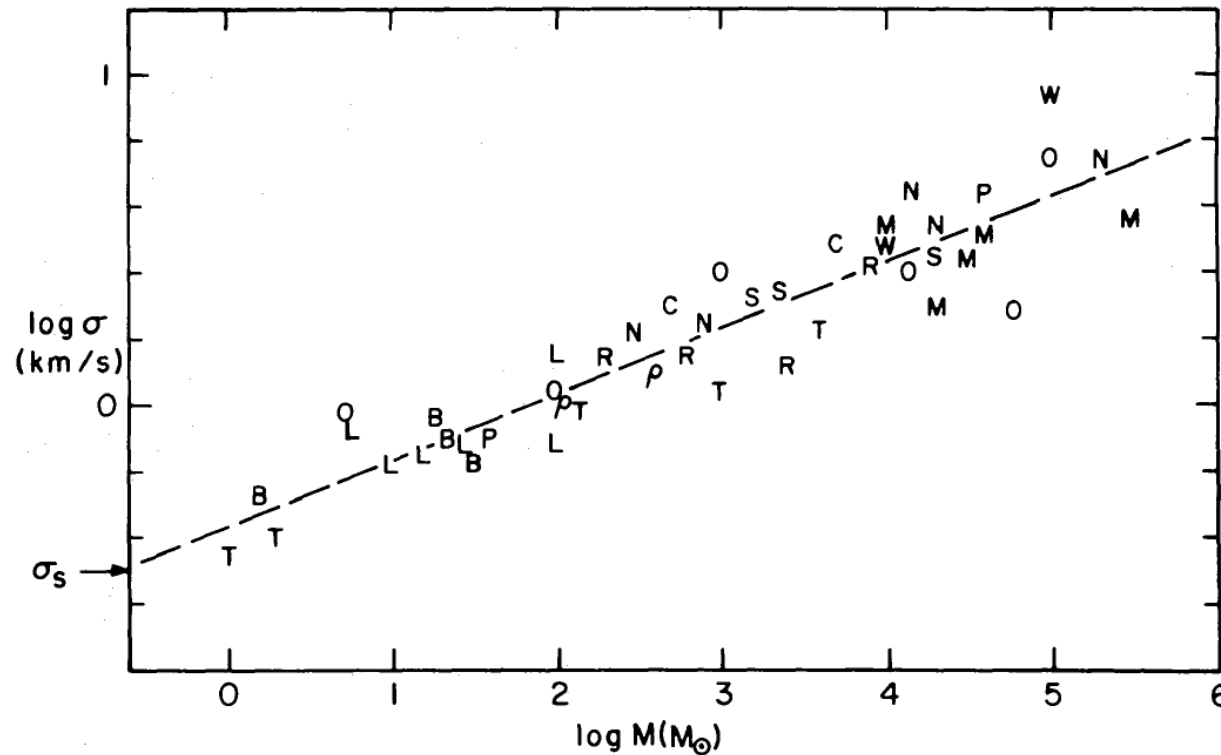
$$\sigma(\text{km s}^{-1}) = 1.10 L(\text{pc})^{0.38}$$

Prawo turbulencji: dyspersja prędkości jest proporcjonalna do rozmiaru obłoku.

Zbliżone do prawa Kołmogorowa dla turbulencji poddźwiękowej ( $\sigma \sim L^{1/3}$ ).

symbole: T – Taurus complex, L – Lynds dark clouds, O – Orion complex, M – M17 complex, P – Per OB2 complex, W – W3 complex, R – reflection nebula, N, S – HII region

## 2 prawo Larsona - grawitacja



$$\sigma \text{ (km s}^{-1}\text{)} = 0.42 M(M_{\odot})^{0.20}$$

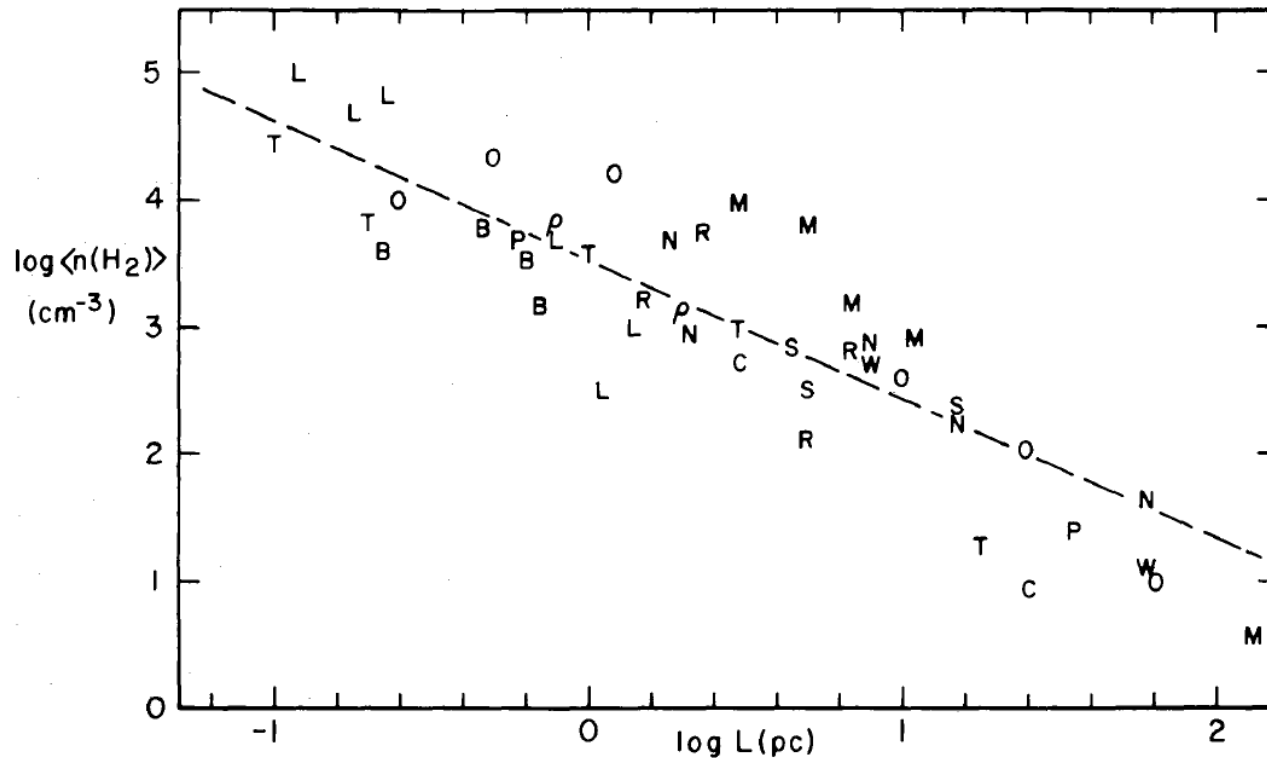
Prawo grawitacji: dyspersja prędkości jest proporcjonalna do masy obłoku.

Wynika z twierdzenia o wiriale dla wielu, niezależnych chmur molekularnych z których składa się dany obłok.

Z tego prawa wynika, że obłok jest w równowadze i nie kolapsuje jako całość.

Prędkości ruchu są na tyle duże, że struktura chmury ciągle się zmienia, ale na tyle małe, że poszczególne chmury nie przestają być związane grawitacją.

### 3 prawo Larsona - gęstość



$$\langle n(H_2) \rangle (\text{cm}^{-3}) = 3400 L (\text{pc})^{-1.10}$$

Prawo gęstości: gęstość obłoku jest odwrotnie proporcjonalna do rozmiaru obłoku.

Uwaga! Z tego prawa wynika, że gęstość kolumnowa (=gęstość\*długość) jest niemal niezależna od rozmiaru obłoku.

Wszystkie trzy prawa (1981) obowiązują do dziś, choć nieco zmieniły się wykładniki.

## Gwiazdy w pełni konwektywne

Transport promienisty:

$$F_{rad} = \frac{4}{3} \frac{c a T^3}{\kappa \rho} \nabla T$$

Transport konwektywny:

$$F_{conv} \approx \rho c_p T \sqrt{\frac{1}{2} g H_P (\nabla - \nabla_{ad})}^{3/2}$$

Gwiazdy PMS o niskich temperaturach muszą być w pełni konwektywne, ze względu na niską  $T$  i wysoką nieprzezroczystość materii nie w pełni zjonizowanej.

Konwekcja jest bardzo efektywna nawet gdy super-adiabatyczność jest nieznaczna. Można więc uznać, że gradient temperatury jest niemal idealnie adiabatyczny.

Dzielność (moc) promieniowania gwiazd konwektywnych jest więc w przeciwieństwie do gwiazd w równowadze promienistej niezależna od ich wewnętrznej struktury.

Przy tym samym rozkładzie temperatury mogą wypromieniować praktycznie dowolnie duży strumień energii (limitem jest jasność Eddingtona)!



## Linie (ścieżki) Hayashi

Gwiazdy w pełni konwektywne są niemal adiabatyczne więc rozkład temperatury we wnętrzu spełnia zależność (dla gazu doskonałego):

$$T \propto P^{0.4}$$

Korzystając z równania stanu gazu dosk. można wyeliminować  $T$  i pokazać, że jest to zależność opisująca politropę o indeksie  $n=3/2$ :

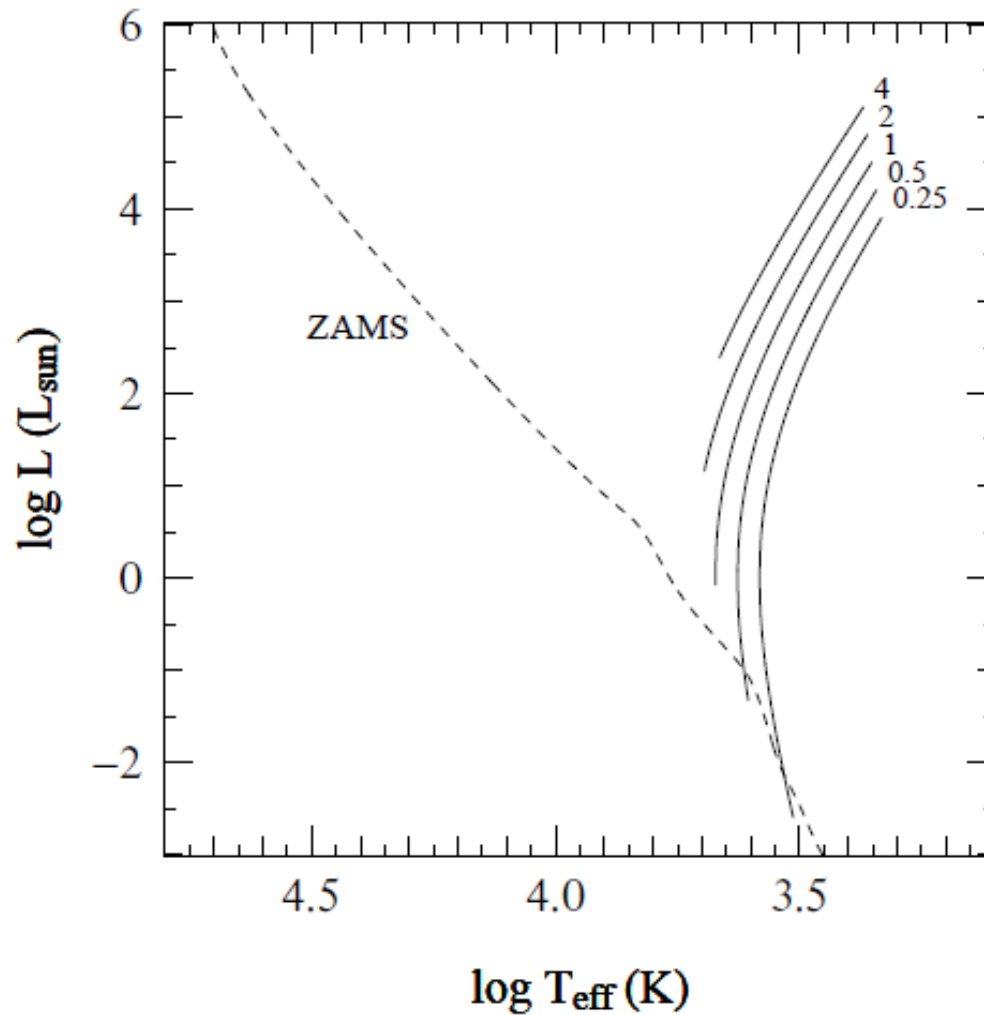
$$P = K \rho^{5/3}$$

Korzystając z tego faktu można stosunkowo prosto pokazać, że moc promieniowania gwiazdy konwektywnej w bardzo niewielkim stopniu zależy od masy i od temperatury efektywnej gwiazdy (L zależy głównie od nieprzezroczystości samej fotosfery gwiazdy PMS).

Wszystkie gwiazdy tego typu powinny więc na diagramie H-R układać się

- bardzo blisko siebie;
- na liniach niemal pionowych;

## Linie (ścieżki) Hayashi



Pozycja linii Hayashi na diagramie H-R zależy wyłącznie od masy gwiazdy i to w stosunkowo niewielkim stopniu.

Czy gwiazda może istnieć na prawo lub na lewo od swojej linii Hayashi?

Na lewo tak – gwiazda jest wtedy nie w pełni konwektywna.

Na prawo mamy obszar zabroniony. Gwiazda która tam się znajdzie uruchomi tak silną konwekcję, że szybko – w dynamicznej skali czasu – wróci na linię Hayashi. Oczywiście dotyczy to tylko obiektów w równowadze hydrostatycznej.

## Gwiazdy pre-main sequence

Początkowo energia wypromieniowywana pochodzi w całości z kurczenia się.

Na tym etapie ewolucja gwiazdy jest niemal idealnie homologiczna, gdyż gwiazdy w pełni konwektywne są politropowe, więc ewolucja na diagramie H-R przebiega wzdłuż linii Hayashi.

$$T_c \propto \rho_c^{1/3} \propto 1/R$$

Wraz z kurczeniem się gwiazdy pre-MS jej L maleje!

Ze wzrostem temperatury maleje nieprzezroczystość – w pewnym momencie musi pojawić się promieniste jądro – wówczas gwiazda odchodzi od linii Hayashi w lewo, zachowując jasność.

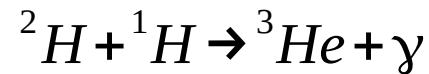
Po tej przebudowie dalsza ewolucja znów jest homologiczna.

Jasność gwiazdy zaczyna zależeć od rozkładu temperatury, czyli głównie od masy (dlatego utrzymuje mniej więcej stałą jasność).

Następnie w wyniku dalszego kurczenia następuje zapłon syntezy wodoru w hel, co oznacza kolejną, niehomologiczną przebudowę wnętrza gwiazdy i rozpoczęcie życia „dorosłej” gwiazdy w punkcie ZAMS.

## Gwiazdy pre-main sequence

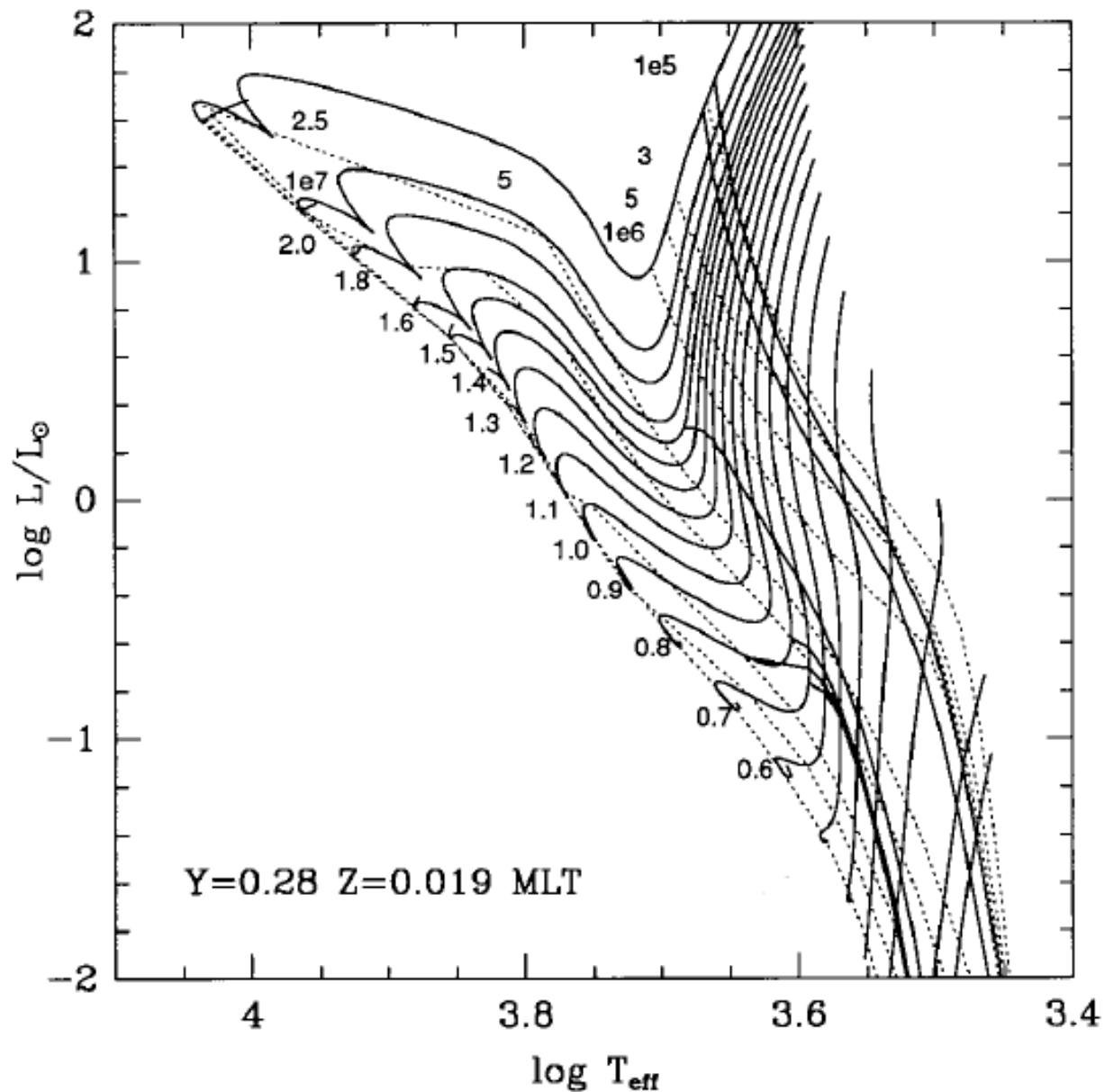
W temperaturze  $\sim 1.0 \cdot 10^6$  K deuter ( $X_D \sim 10^{-5}$ ) podlega reakcji (z łańcucha p-p):



W wyższych temperaturach następuje również „spalenie” litu ( $X_{\text{Li}} \sim 10^{-8}$ ) oraz jedna z reakcji cyklu CNO, która zmienia rozkład izotopów C oraz N. Prawie cały  ${}^{12}\text{C}$  jest przerobiony na  ${}^{14}\text{N}$  jeszcze przed ZAMS.

Powyższe procesy zatrzymują kontrakcję gwiazd na czas rzędu  $\sim 10^5$  lat.

## Ewolucja gwiazdy pre-main sequence



linie pionowe:  
gwiazdy konwektywne

linie poziome:  
gwiazdy masywne  
stają się promieniste

Ścieżki ewolucyjne (linie ciągłe) gwiazd o masach  $0.3-2.5 M_{\text{Sun}}$ , izochory (linie przerywane). Linie ciągłe oznaczają również obszar „palenia” deuteru oraz litu.

## Ewolucja gwiazdy pre-main sequence

Skala czasu ewolucji gwiazd na etapie przed ciągiem głównym wynika ze skali termicznej kontrakcji gwiazdy (która jest najwolniejsza dla małych R i L, czyli pod sam koniec pre-MS) i zależy głównie od masy ZAMS:

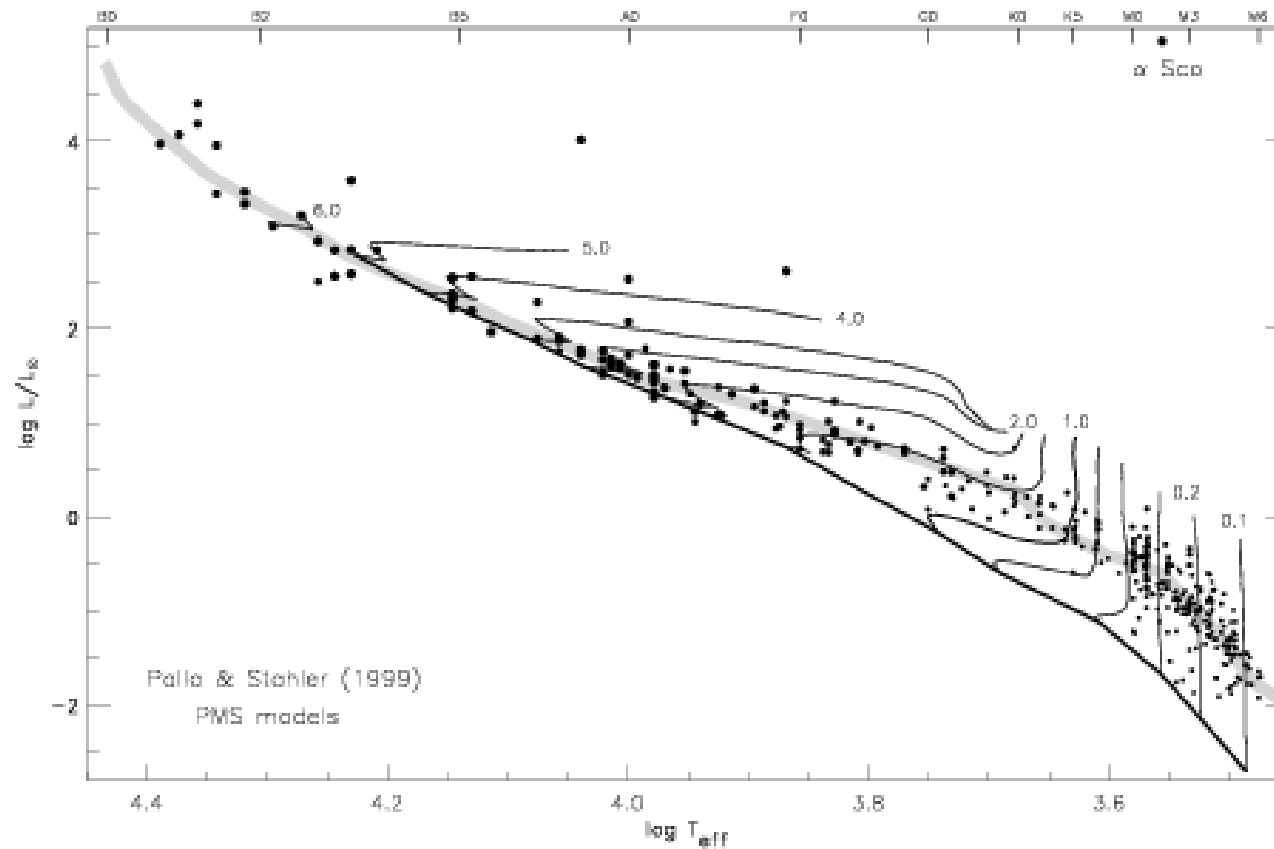
$$\tau_{PMS} \sim 10^7 \left( \frac{M_{ZAMS}}{M_{Sun}} \right)^{-2.5} \quad \text{lat}$$

W młodych gromadach obserwuje się jednocześnie masywne gwiazdy MS i mało-masywne gwiazdy, które są jeszcze na etapie pre-MS (np. Plejady).



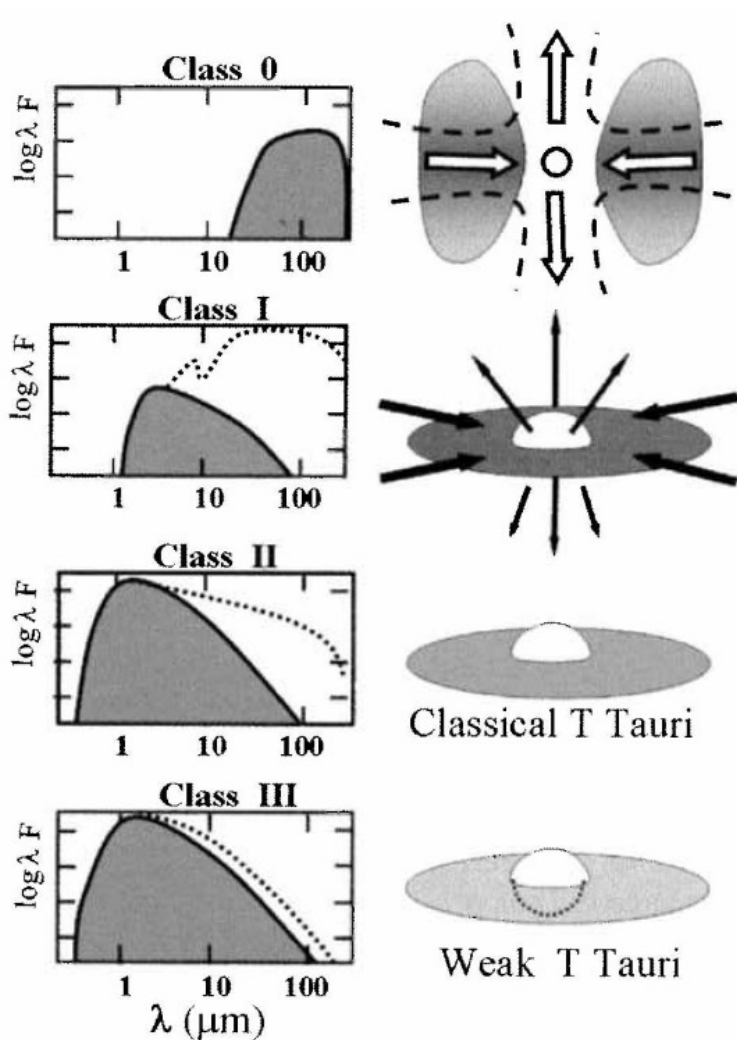
# Ewolucja gwiazdy pre-main sequence

Asocjacja gwiazdowa Sco OB. Masywne gwiazdy są już na ciągu głównym, mniej masywne jeszcze na etapie PMS.



# Ewolucja gwiazdy pre-main sequence

## Klasy gwiazd PMS



Cztery klasy – etapy zmian gwiazdy PMS oraz jej otoczenia:

Klasa 0:

Bardzo młode gwiazdy PMS  $< 10^4$  lat, akrecja niemal sferyczna, emisja głównie FIR oraz sub-mm.

Klasa I:

Wiek  $\sim 10^5$  lat, masywny dysk, jety.

Klasa II:

Wiek  $\sim 10^6$  lat, gwiazda PMS zaczyna być widoczna jako T Tauri, dysk optycznie gruby zwiększa emisję IR.

Klasa III:

Wiek  $\sim 10^7$  lat, dysk optycznie cienki, gwiazda blisko MS, słabe linie emisyjne.

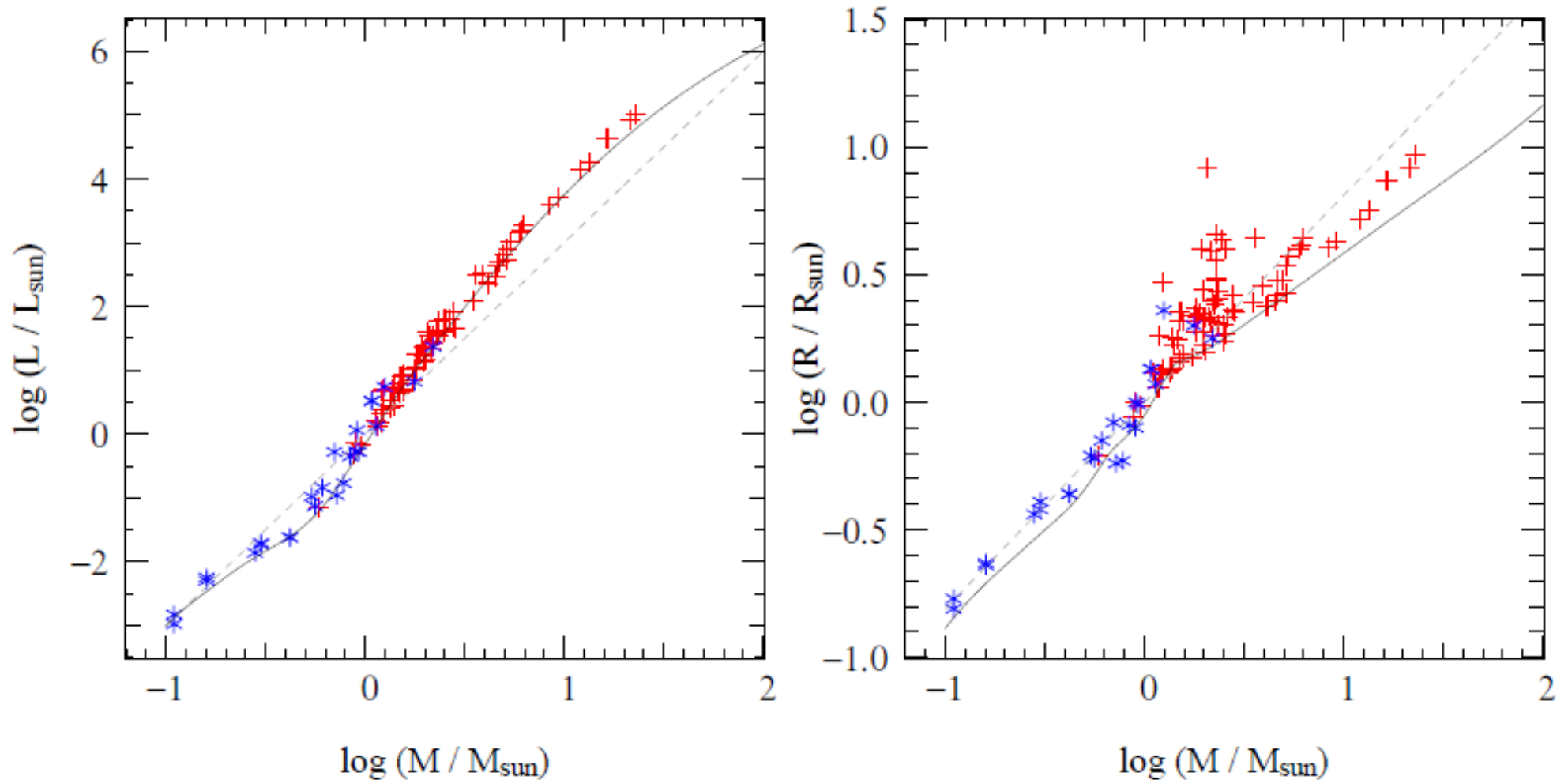


# Gwiazdy na ciągu głównym

Punkt startowy ewolucji na ciągu głównym (ZAMS):

- materia niemal idealnie jednorodna
- równowaga hydrostatyczna
- równowaga termiczna

## Gwiazdy ZAMS



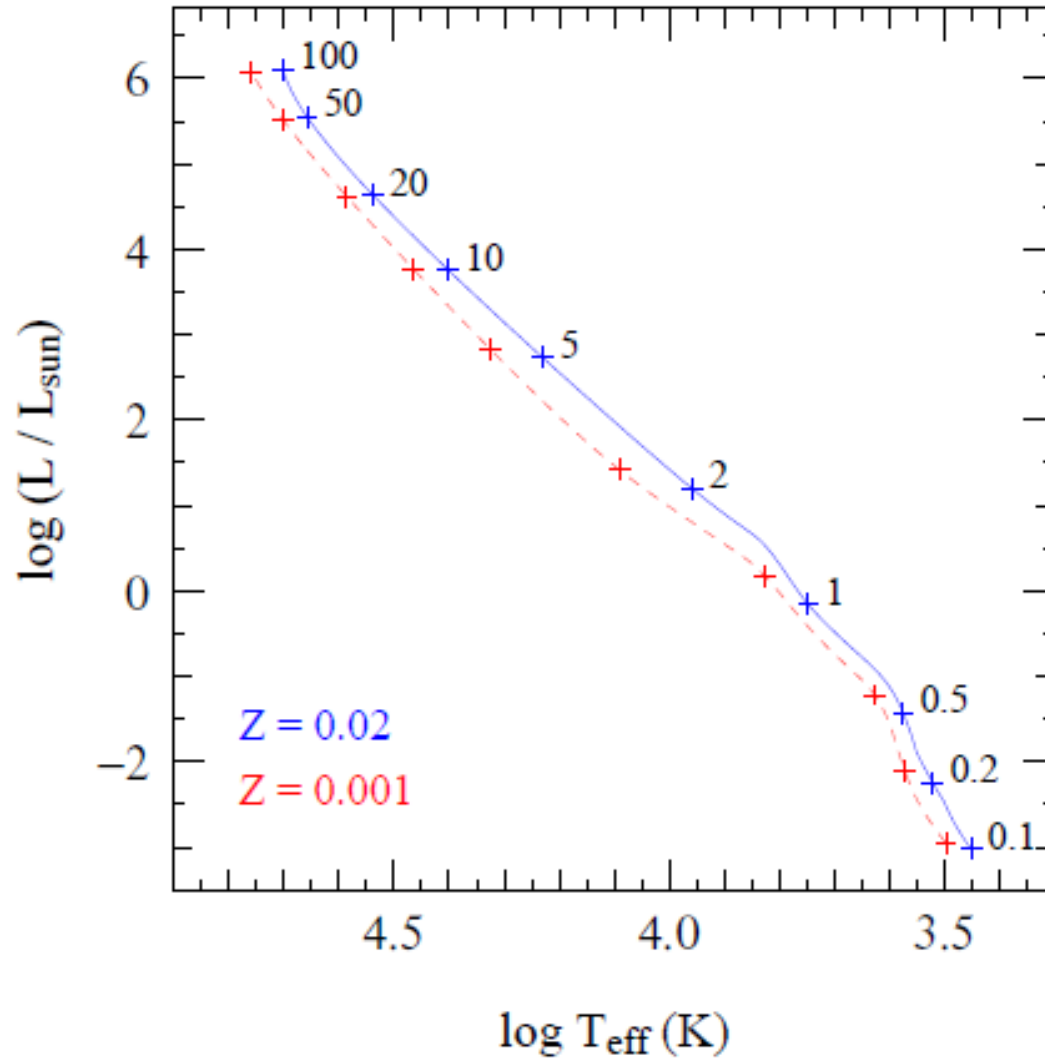
Linie ciągłe – ZAMS, linie przerywane – relacje homologiczne, krzyżyki – obserwowane gwiazdy.

Założenia relacji homologicznych:

$L \sim M^4$  – m.in. transport promienisty, stała nieprzezroczystość, brak ciśnienia promieniowania

$R \sim M^{0.81}$  – m.in. dominacja cyklu CNO

## Gwiazdy ZAMS



Modele ZAMS dla gwiazd o różnej metaliczności: mniej metaliczne są mniejsze i gorętsze.

Dlaczego gwiazdy o mniejszej metaliczności mają wyższą temperaturę i mniejszą średnicę oraz zwykle większą moc promieniowania?

Dla małych mas  $< 5M_{\text{s}}$  decydująca jest nieprzezroczystość bound-free (która zależy od  $Z$ ), dla większych mas rozpraszanie elektronowe (które nie zależy od  $Z$ ) – wyjaśnienie niebawem:)

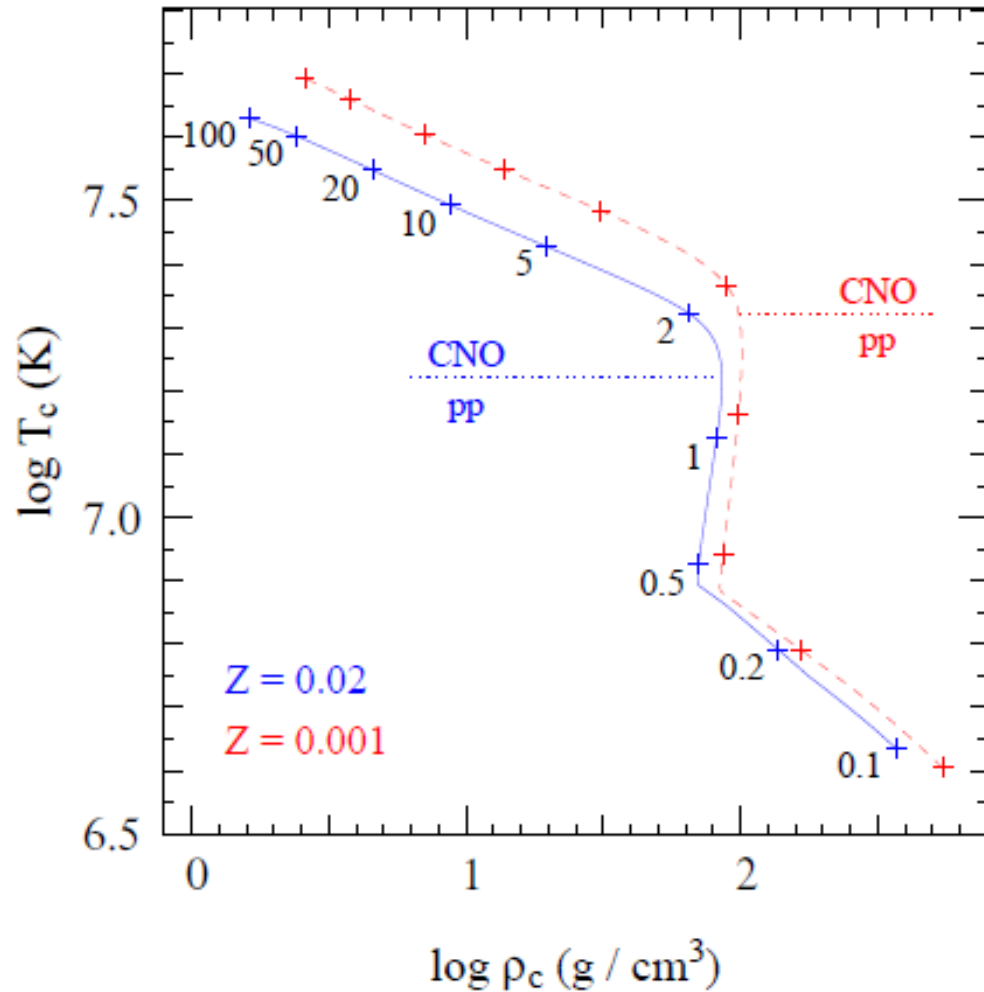
## Centrum gwiazd ZAMS

Zależności homologiczne:

$$\text{p-p: } T_c \propto M^{0.57} \quad \rho_c \propto M^{-0.3}$$

$$\text{CNO: } T_c \propto M^{0.21} \quad \rho_c \propto M^{-1.4}$$

Zależności z pełnych modeli →  
zgadzają się z przybliżeniem  
homologicznym całkiem dobrze  
powyżej masy 0.4 przy której  
gwiazdy są w pełni konwektywne.

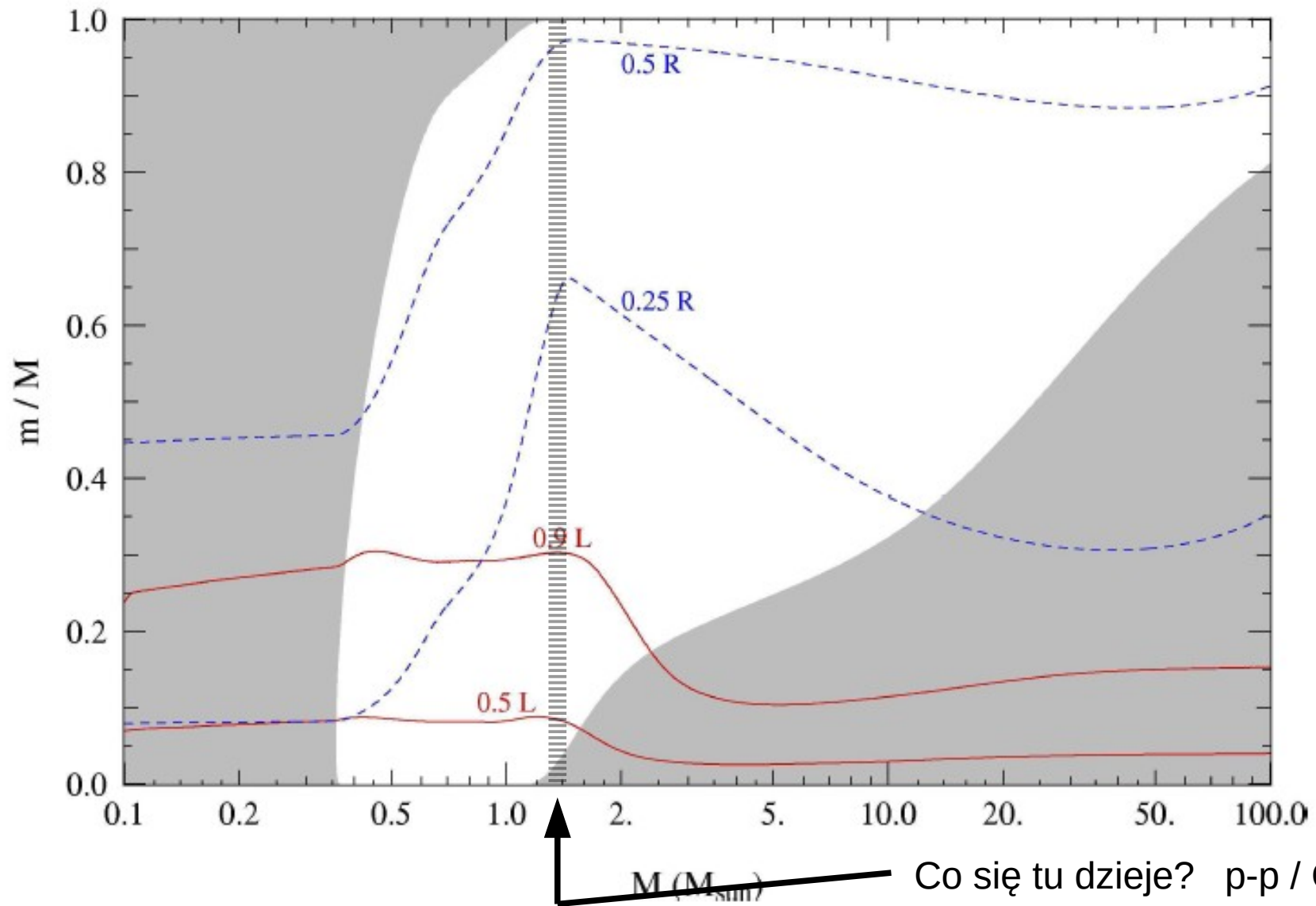


Warunki w centrum gwiazd ZAMS.

Dlaczego dla mniej metalicznych gwiazd cykl CNO zaczyna dominować w wyższej temperaturze?

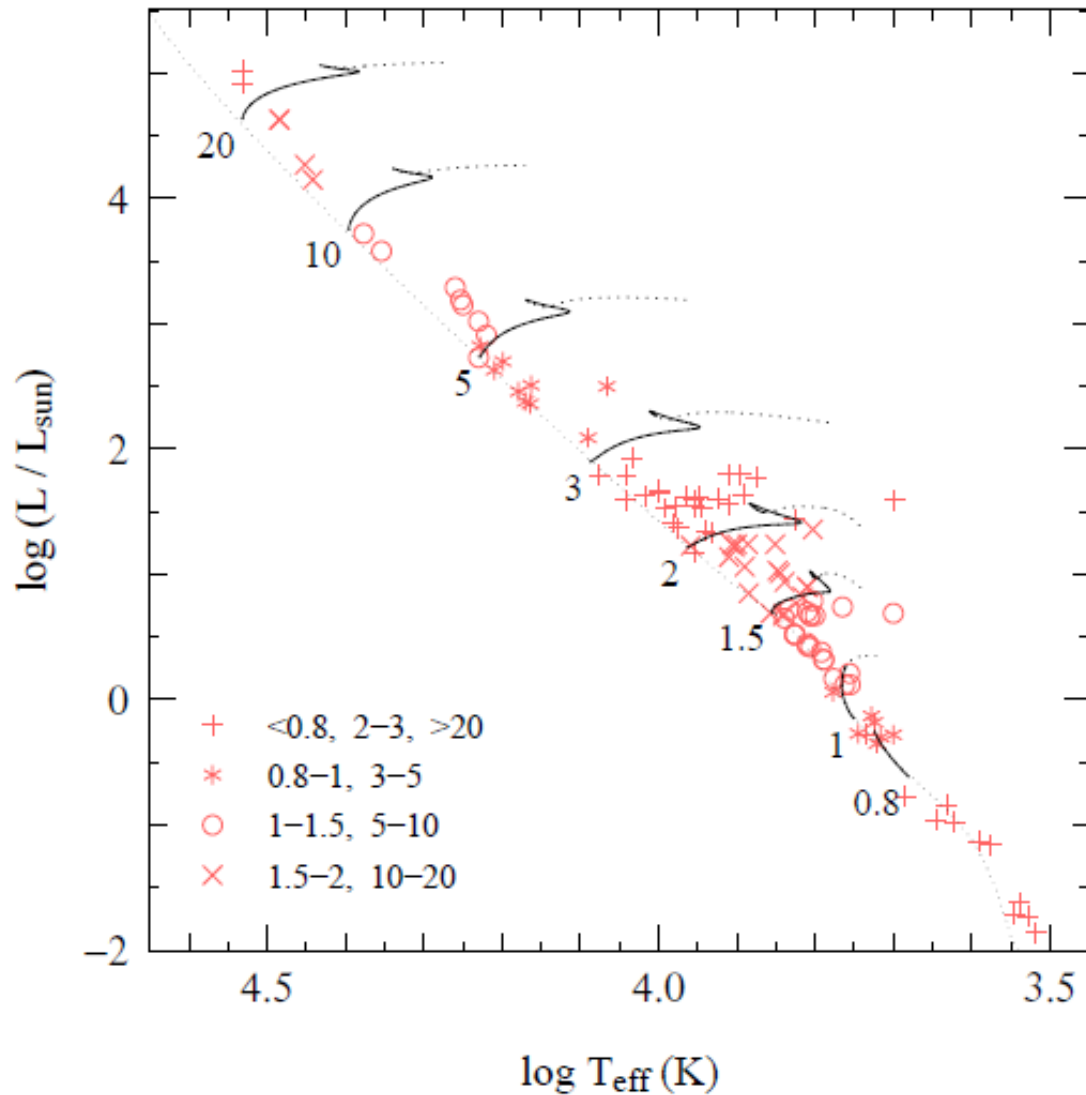
Bo brakuje atomów C, N i O :)

# Gwiazdy ZAMS



Występowanie konwekcji w gwiazdach ZAMS (obszar szary). Linie czerwone oznaczają obszary produkcji danego ułamka dzielnosci, niebieskie – ułamek promienia.

## Ewolucja na ciągu głównym



Ewolucja na ciągu głównym (linia ciągła) i nieco później (kropkowane) oraz precyzyjnie zmierzone składniki układów podwójnych.

Co się dzieje ze średnicami gwiazd? Które gwiazdy „mają haczyk”?

## Ewolucja na ciągu głównym

Ewolucja gwiazd na ciągu głównym sprowadza się do zmian składu chemicznego przy ciągłym zachowaniu równowagi hydrostatycznej i termicznej.

Zmiana składu chemicznego zwiększa średnią masę cząsteczkową  $\mu$  (o czynnik  $\sim 2$ ).

Relacja homologiczna wskazuje, że musi w tym czasie rosnać jasność gwiazdy:

$$L \propto \mu^4 M^3$$

Temperatura i gęstość w centrum gwiazdy nie może zmieniać się znacząco, gdyż:

$$\epsilon_{p-p} \propto X^2 \rho T^4 \quad \epsilon_{CNO} \propto X X_{14} \rho T^{18}$$

Ciśnienie gazu nie jest powiązane z reakcjami termojądrowymi, więc może się zmieniać. Równanie gazu doskonałego podpowiada, że:

$$\frac{P_c}{\rho_c} \propto \frac{T_c}{\mu}$$

Więc na skutek wzrostu  $\mu$  ciśnienie  $P_c$  musi maleć lub gęstość  $\rho_c$  rosnać.

## Ewolucja na ciągu głównym

Jakie ciśnienie jest wywierane przez otoczkę gwiazdy na jądro?

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{G m}{4 \pi r^4}$$

Całkujemy:

$$\int_{P_{oto}}^{P=0} dP = -\int_{m_c}^M \frac{G m}{4 \pi r^4} dm$$

$$P_{oto} = \int_{m_c}^M \frac{G m}{4 \pi r^4} dm$$

A więc widać, że zmniejszenie ciśnienia pomiędzy otoczką a jądrem, jeśli nie zmieniamy masy otoczki ani jądra, wymaga wzrostu promienia.

Wypalanie wodoru w cyklu CNO powoduje więc:

$$\begin{array}{cccc} T_c \approx const & \rho_c \approx const & \mu_c \uparrow & P_c \downarrow \\ T_{oto} \approx const & \rho_{oto} \downarrow & \mu_{oto} = const & P_{oto} \downarrow \end{array}$$

Jest to jedyna możliwa reakcja gwiazdy na zmianę  $\mu$  w jądrze przy zachowaniu równowagi hydrostatycznej i termicznej.



## Ewolucja na ciągu głównym

Co się dzieje, gdy gwiazda z dominacją cyklu CNO wypali większość H?

Jądro było konwektywne, więc wypala H w całej objętości!

Nasze założenie o stałej  $T_c$  i  $\rho_c$  przestaje działać.

Najpierw temperatura jądra rośnie i szybciej wypalają się resztki.

Potem gwiazda ma deficyt produkcji energii i traci równowagę termiczną (wypromieniowuje więcej niż produkuje), co powoduje rozpoczęcie kontrakcji (wtedy właśnie gwiazda zawraca w lewo na diagramie H-R).

Następnie w wyniku skurczenia rozpoczyna wypalanie H w otoczce wokół helowego jądra – to jest skrajnie niebieski punkt haczyka na diagramie HR.

To jest właśnie ten „haczyk”.

## Ewolucja na ciągu głównym

Jak zmienia się sytuacja dla gwiazd z dominacją cyklu p-p ( $M < 1.3 M_{\text{sun}}$ )?

$$\epsilon_{pp} \propto X^2 \rho T^4$$

Tym razem temperatura we wnętrzu może się zmieniać w większym stopniu.

Zmiany promienia gwiazdy i ciśnienia we wnętrzu będą więc mniejsze.

Ponieważ jądro jest promieniste zmiany składu chemicznego zachodzą płynnie, powstaje gradient zawartości wodoru.

Przejście do etapu palenia wodoru w otoczce jest również płynne.

Dlatego nie ma „haczyka”.

## Ewolucja na ciągu głównym

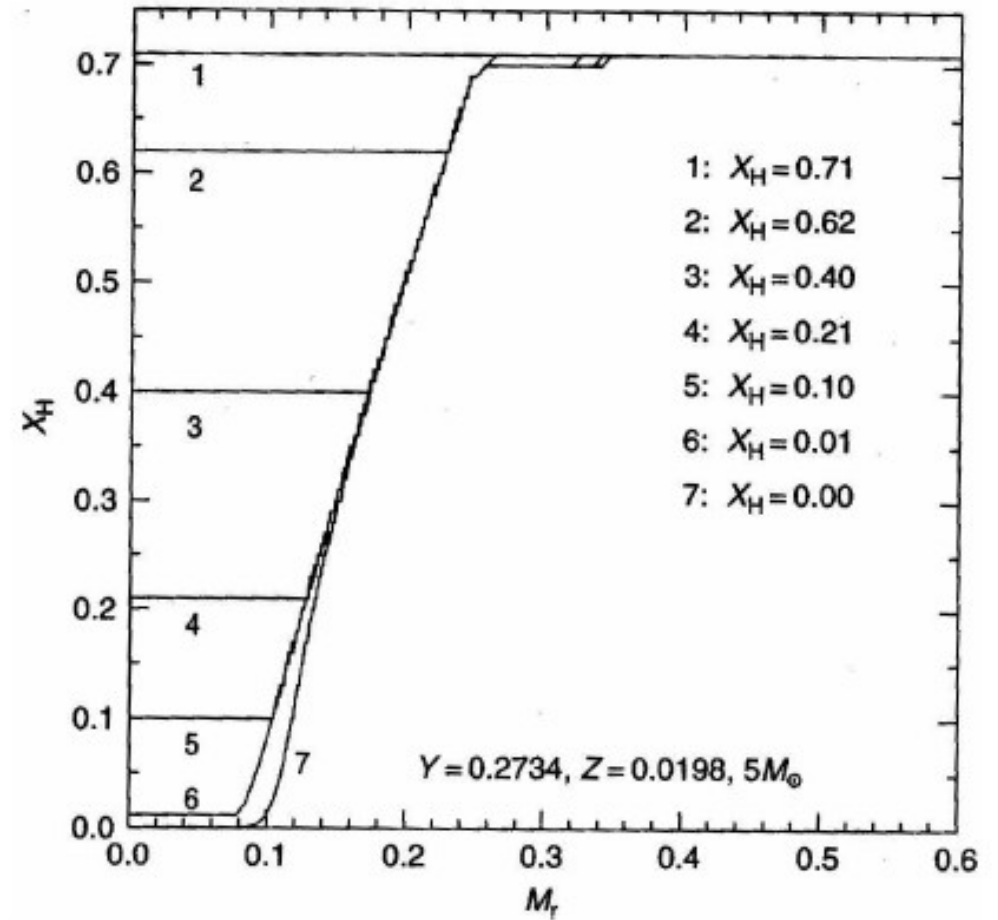
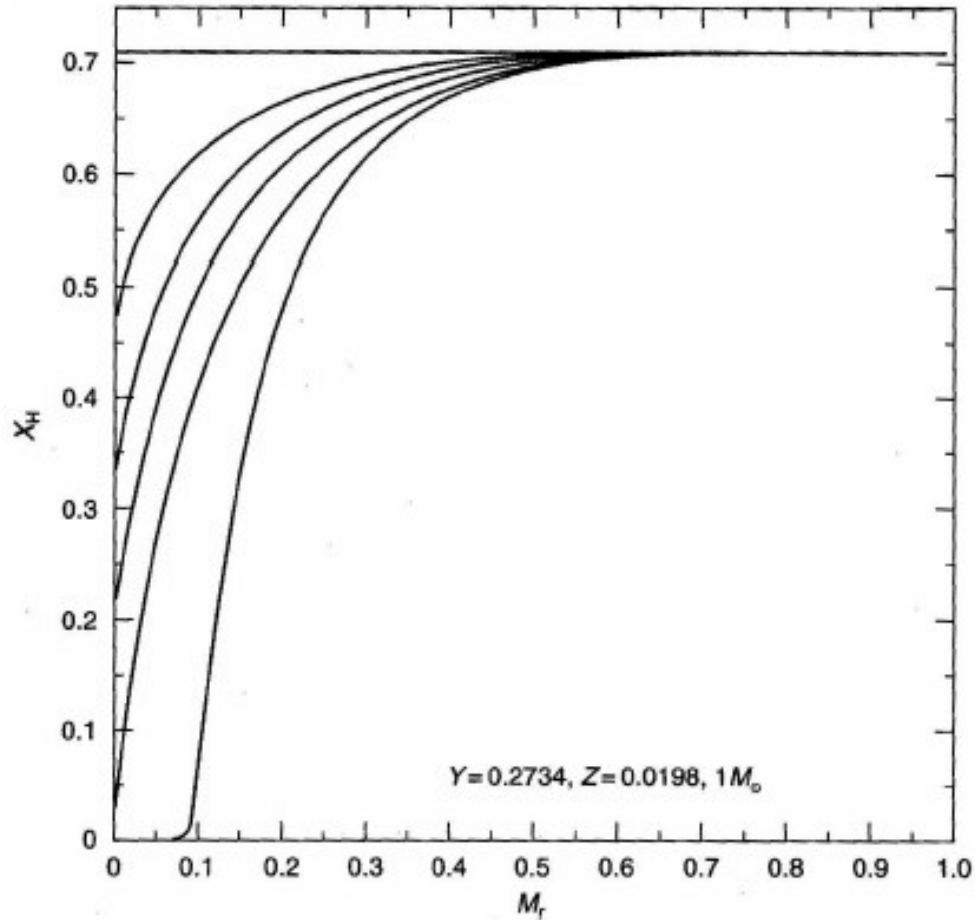
Co nietypowego dzieje się z gwiazdami o masach ok.  $1.1-1.3 M_{\text{Sun}}$ ?

Zaczynają od dominacji cyklu p-p, a po wzroście  $T_c$  zaczyna w nich dominować cykl CNO.

Oznacza to, że zaczynają od jąder promienistych, a kończą na konwektywnych.

I mają „haczyk” :)

# Ewolucja na ciągu głównym



Zmiana zawartości wodoru dla gwiazdy o 1  $M_{\text{Sun}}$  oraz 5  $M_{\text{Sun}}$ .

## Ewolucja na ciągu głównym - komplikacje

Przestrzelanie konwektywne – convective overshooting

$$d_{OV} = \alpha_{OV} H_P$$

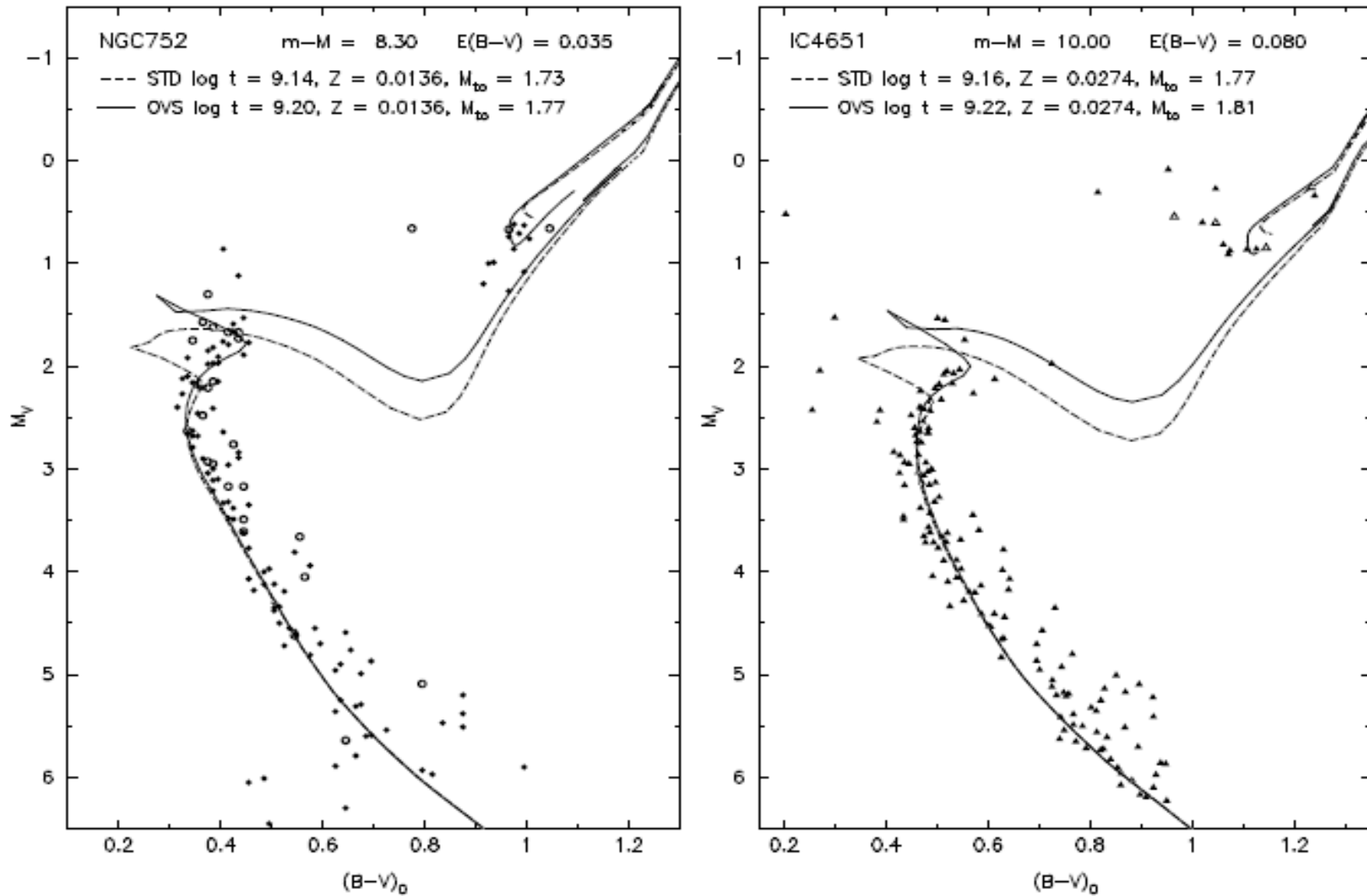
Obserwacje wskazują, że dla gwiazd pomiędzy 1.5 a 8 mas Słońca:

$$\alpha_{OV} \approx 0.25$$

Skutki:

- dłuższe życie gwiazd z jądrem konwektywnym;
- silniejsze zwiększenie promienia i jasności gwiazdy, gdyż większy obszar uczestniczy w zmianie  $\mu$ ;
- większe jądro helowe zwiększa późniejsze L i w konsekwencji zmniejsza czas życia gwiazdy na dalszych etapach;

## Ewolucja na ciągu głównym - komplikacje



Przykładowe dopasowanie izochron do gwiazd w gromadzie  
(STD – model standardowy, OVS – model z przestrzeleniem konwektywnym)

Ewolucja na ciągu głównym – komplikacje

częściowa konwekcja – semi-convection

Na granicy między konwektywnym jądrem a promienistą otoczką powstaje silny gradient średniej masy cząsteczkowej  $\mu$ .

Zgodnie z kryterium stabilności Ledoux może to prowadzić do niestabilności i pojawienia się konwekcji, która nie wynika z kryterium Schwarzschilda.

W efekcie mamy dodatkowe mieszanie oraz wygładzenie gradientu.

Częściowa konwekcja jest istotna przede wszystkim dla najmasywniejszych gwiazd  $M > 10$  mas Słońca.