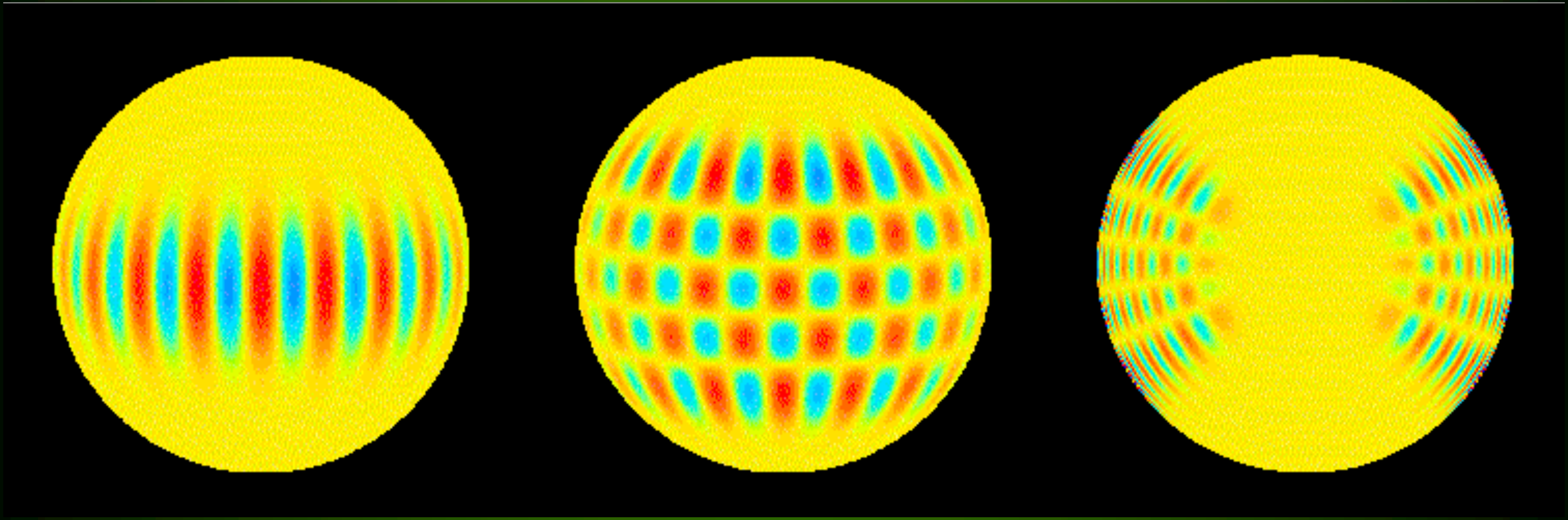


PULSACJE GWIAZDOWE

semestr zimowy 2019/2020

Jadwiga Daszyńska-Daszkiewicz

PRZYBLIŻENIE ADIABATYCZNE

$\delta Q = 0$

$$\boxed{\tau_{KH} / \tau_{dyn} >> 1}$$

$$\tau_{th} = \frac{4\pi r^3 \rho c_p T}{L}, \qquad c_p = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p$$

$$\tau_{dyn} = \sqrt{\frac{R^3}{GM}}$$

dobre dla dużych wartości M/L

PRZYBLIŻENIE QUASI-ADIABATYCZNE

Zmiany entropii (δS) wyliczamy z równania

$$T\delta S = \frac{\mathrm{i}}{\sigma}\left(\frac{d\delta L}{dm} - \delta\varepsilon\right)$$

zakładając relacje adiabatyczności

$$\frac{\partial P}{P} = \Gamma_1 \frac{\delta\rho}{\rho} \qquad \frac{\delta T}{T} = (\Gamma_3 - 1)\frac{\delta\rho}{\rho}$$

i używając adiabatycznych funkcji własnych.

PRZYBLIŻENIE QUASI-ADIABATYCZNE

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = -\mathrm{div}\,(\boldsymbol{\delta r}), \qquad \rho' = \delta\rho - \xi_r \frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}r}\ .$$

$$\frac{\delta T}{T} = (\Gamma_3 - 1)\frac{\delta\rho}{\rho}, \qquad T' = \delta T - \xi_r \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\ .$$

Jeśli mamy δr to możemy wyliczyć ρ', T' a następnie ($\rho\varepsilon$ - div$F$)' z równań

$$(\rho\epsilon)' = \rho\epsilon\left[\epsilon_T \frac{T'}{T} + (\epsilon_\rho + 1)\frac{\rho'}{\rho}\right]$$

$$\boldsymbol{F}' = \left[(3 - \kappa_T)\frac{T'}{T} - (1 + \kappa_\rho)\frac{\rho'}{\rho}\right] F_{\mathrm{r}}\boldsymbol{a}_r - \frac{4a\tilde{c}T^3}{3\kappa\rho}\nabla T'$$

PRZYBLIŻENIE QUASI-ADIABATYCZNE

Urojoną część wartości własnej ω liczymy ze wzoru

$$\mathrm{Im}(\sigma) = \frac{1}{2\sigma_{\mathrm{ad}}^2} \frac{\int_0^M \frac{\delta T}{T} \left(\frac{d\delta L}{dm} - \delta\varepsilon \right) dm}{\int_0^M \xi_r^2 dm},$$

Ogólnie dobre poza warstwami zewnętrznymi

WŁASNOŚCI PULSACJI NIEADIABATYCZNYCH

Liniowe pulsacje nieadiabatyczne opisywane są przez układ sześciu równań różniczkowych z 6 zmiennymi ξ_r, p', T', δQ, Φ', F_r'.

Wszystkie wartości własne i funkcje własne są zespolone.

Okres pulsacji dany jest przez część rzeczywistą wartości własnej: $\Pi=2\pi/\Re(\omega)$.

$\Im(\omega)$ mówi o tym czy zaburzenie narasta czy maleje

Dany mod pulsacji jest opisany przez funkcje własne, (głównie y(r), z(r), p(r), f(r)), które pozwalają badać w czasie ewolucje dowolnego zaburzenia.

Opisują one odpowiednio składową radialną i horyzontalną przesunięcia, zmiany ciśnienia i zmiany jasności.

Abs(f) - **względna zmiana danej wielkości fizycznej**

Arg(f) - **przesunięcie fazowe danej wielkości fizycznej**

W układzie współrotującym z gwiazdą mamy

$$\delta r''(r'', \theta'', \phi'', t) = r'' y_{n\ell m}(r'') Y_\ell^m(\theta'', \phi'') \exp(\mathrm{i}\omega_{n\ell m} t),$$

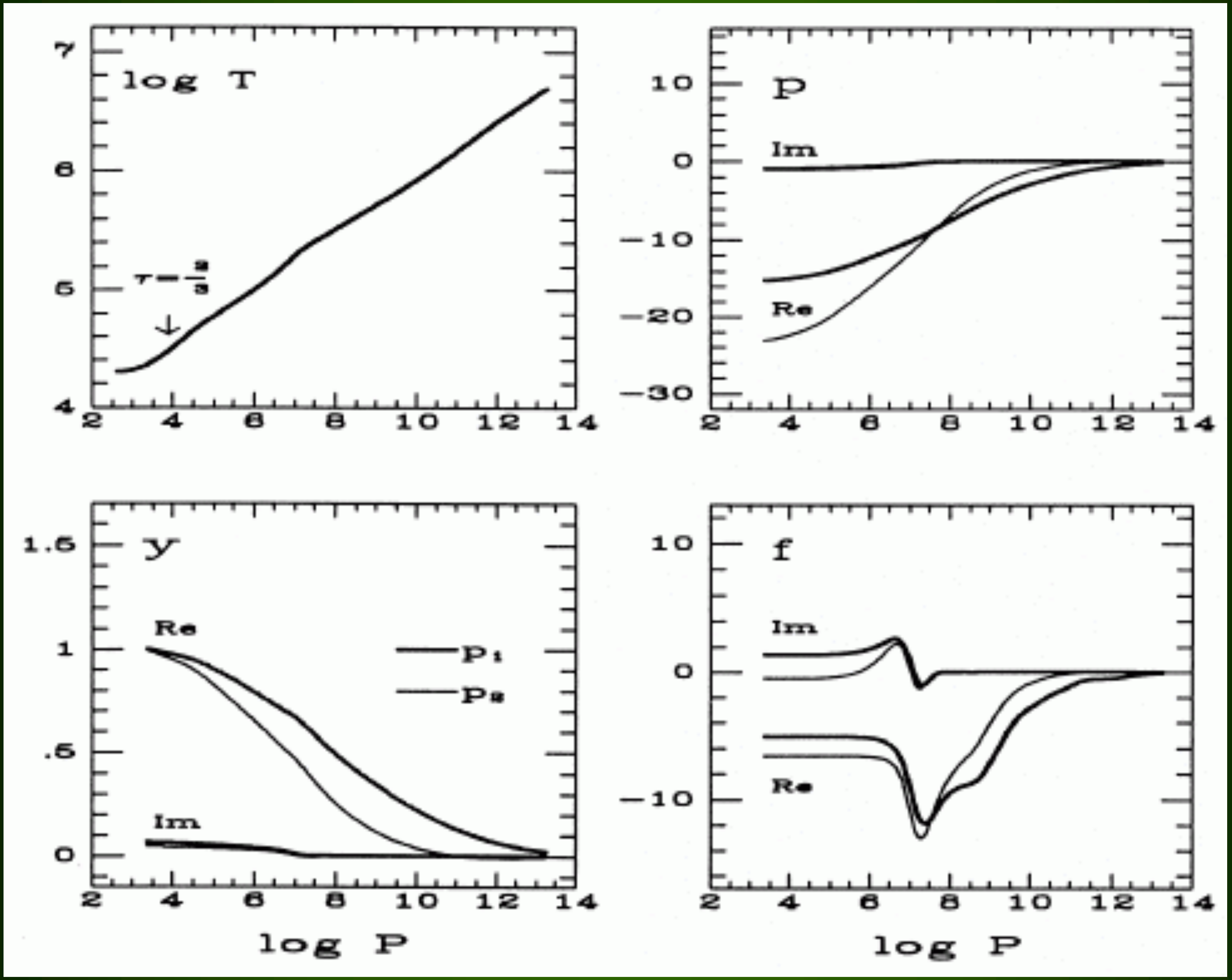
$$\delta\theta''(r'', \theta'', \phi'', t) = z_{n\ell m}(r'') \frac{\partial}{\partial\theta''} Y_\ell^m(\theta'', \phi'') \exp(\mathrm{i}\omega_{n\ell m} t),$$

$$\delta\phi''(r'', \theta'', \phi'', t) = \frac{z_{n\ell m}(r'')}{\sin^2\theta''} \frac{\partial}{\partial\phi''} Y_\ell^m(\theta'', \phi'') \exp(\mathrm{i}\omega_{n\ell m} t),$$

$$\frac{\delta P}{P} = p_{n\ell m}(r'') Y_\ell^m(\theta'', \phi'') \exp(\mathrm{i}\omega_{n\ell m} t)$$

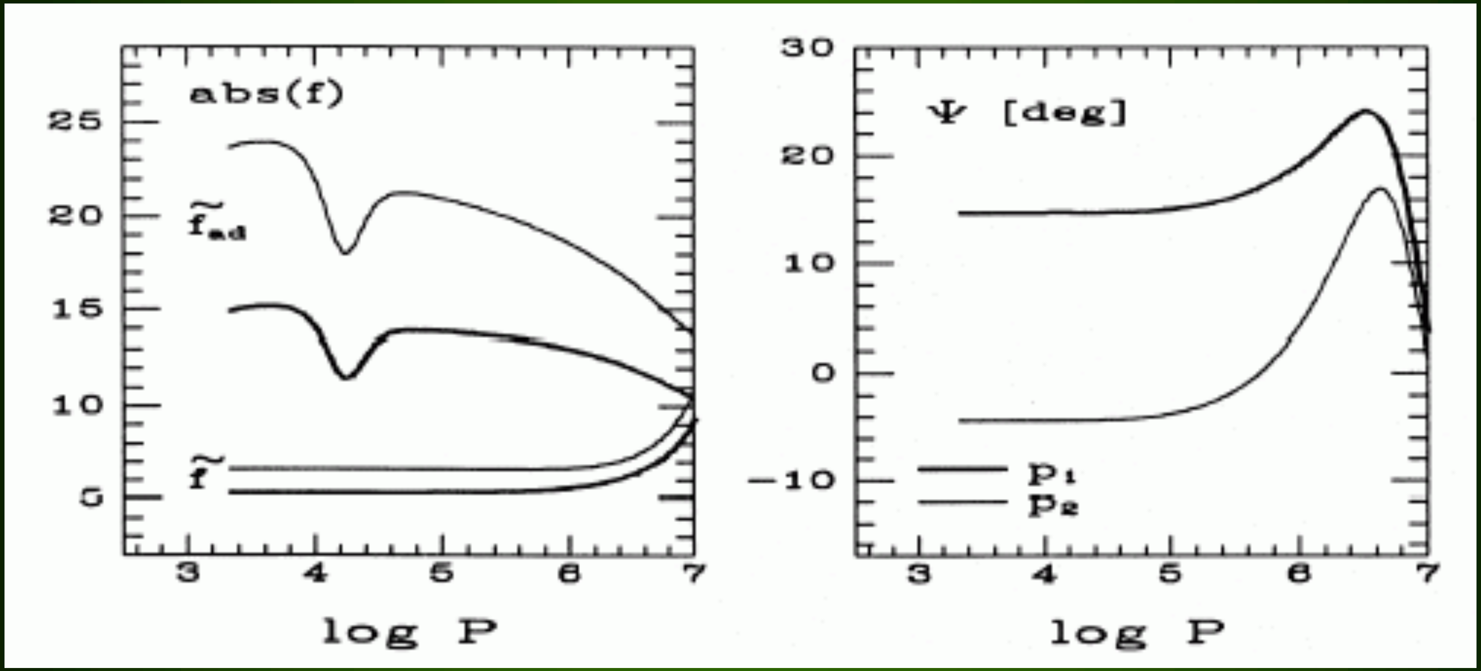
$$\frac{\delta(4\pi r''^2 \mathcal{F})}{L^0} = f_{n\ell m}(r'') Y_\ell^m(\theta'', \phi'') \exp(\mathrm{i}\omega_{n\ell m} t).$$

Radialne funkcje własne dla ℓ=0, p_1 i p_2 w zewnętrznych warstwach modelu β Cep, o parametrach: M=12 $M_{\odot}$, logT_{eff}=4.371, X=0.7, Z=0.02, X_c=0.082.



Cugier, Dziembowski, Pamyatnykh, A&A 291, 143

Funkcja zmian jasności f w podejściu adiabatycznym i nieadiabatycznym (parametry modelu takie same jak na poprzednim slajdzie, ale pokazano tylko zewnętrzne 5%R).



$$\tilde{f}_{ad} = 4\nabla_{ad} p + 2y$$

Buta&Smith (1979)

Ψ=180°-arg(f)

w przybliżeniu adiabatycznym Ψ=0°

Cugier, Dziembowski, Pamyatnykh, A&A 291, 143

Jeśli przyjmiemy, że na powierzchni $\Re(y_{nlm})=1$, to p i z na powierzchni możemy wyrazić przez

$$p_{n\ell m} \approx -3\sigma_{n\ell m}^2 - 4 + \frac{\ell(\ell+1)}{3\sigma_{n\ell m}^2},$$

$$z_{n\ell m} \approx \frac{1}{3\sigma_{n\ell m}^2}.$$

OBSERVABLE NIEADIABATYCZNE

$|f|$= abs(f/y) - stosunek lokalnej amplitudy jasności
do amplitudy przesunięcia radialnego
na poziomie fotosfery

ψ=arg(f/y) - różnica faz między maksimum blasku
a maksimum promienia

Co nam daje teoria nieadiabatyczna ?

- jak zmienia się temperatura gwiazdy w czasie pulsacji
- informacje na temat niestabilności

WZBUDZANIA MODÓW PULSACJI

1. samowzbudzanie

2. poprzez zewnętrzną siłę

Ad. 1. w gwieździe są obszary, które działają jak silnik cieplny

Ad. 2. wzbudzanie stochastyczne przez turbulentną konwekcję
np. oscylacje typu słonecznego

PULSACJE SAMOWZBUDZANE (SELF-EXCITED OSCILLATIONS)

Ponieważ wartość własna, ω, jest zespolona zależność czasowa oscylacji ma postać

$$\cos(\omega_R t)\exp(\omega_I t)$$

znak ω_I mówi o tym czy zaburzenie narasta czy maleje.

$\omega_I \geq 0$ amplituda oscylacji rośnie
$\omega_I < 0$ amplituda oscylacji maleje

$\omega_I \geq 0$ **mod jest liniowo niestabilny (niestabilność pulsacyjna)**

$\omega_I < 0$ **mod jest tłumiony (stabilność pulsacyjna)**

Szacowanie ω_I

Jeśli używamy adiabatycznych funkcji własnych to δF jest poprawkę do strumienia na odejście od adiabatyczności.

Wyrażenie na p' zapisujemy postaci

$$\begin{aligned}\frac{p'}{p} &= \Gamma_1 \frac{\rho'}{\rho} + \xi_r \left(\frac{\mathrm{d}\ln p}{\mathrm{d}r} - \Gamma_1 \frac{\mathrm{d}\ln \rho}{\mathrm{d}r} \right) + \frac{i}{\omega} \frac{\Gamma_3 - 1}{p} (\rho\epsilon - \mathrm{div}\,\mathbf{F})' \\ &= \frac{p'_{\mathrm{ad}}}{p} + \frac{i}{\omega} \frac{\Gamma_3 - 1}{p} (\rho\epsilon - \mathrm{div}\,\mathbf{F})' \ ,\end{aligned}$$

gdzie

$$p'_{\mathrm{ad}} = p\,\Gamma_1 \frac{\rho'}{\rho} + \xi_r p \left(\frac{\mathrm{d}\ln p}{\mathrm{d}r} - \Gamma_1 \frac{\mathrm{d}\ln \rho}{\mathrm{d}r} \right)$$

Szacowanie ω_I

równanie ruchu

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{\delta}\mathbf{r}}{\partial t^2} = \rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p' + \rho_0 \mathbf{g}' + \rho' \mathbf{g}_0$$

Po separacji zależności czasowej, możemy zapisać jako

$$-\rho\omega^2 \boldsymbol{\delta}\mathbf{r} = -\nabla p'_{\mathrm{ad}} + \rho\,\mathbf{g}' + \rho'\mathbf{g} - \frac{i}{\omega}\nabla[(\Gamma_3 - 1)(\rho\epsilon - \mathrm{div}\,\mathbf{F})']$$

Szacowanie ω_I

Możemy więc napisać

$$\omega^2 \boldsymbol{\delta}\mathbf{r} = \mathcal{F}_{\mathrm{ad}}(\boldsymbol{\delta}\mathbf{r}) + \delta\mathcal{F}(\boldsymbol{\delta}\mathbf{r}) \ ,$$

gdzie

$$\mathcal{F}_{\mathrm{ad}}(\boldsymbol{\delta}\mathbf{r}) = \frac{1}{\rho}\nabla p'_{\mathrm{ad}} - \mathbf{g}' - \frac{\rho'}{\rho}\mathbf{g} \ ,$$

$$\delta\mathcal{F}(\boldsymbol{\delta}\mathbf{r}) = \frac{i}{\omega\rho}\nabla[(\Gamma_3 - 1)(\rho\epsilon - \mathrm{div}\,\mathbf{F})']$$

Czyli efekt nieadiabatyczności możemy traktować jako zaburzenie operatora adiabatycznego F_{ad}

Szacowanie ω_I

efekt odejścia od adiabatyczności na częstotliwość liczymy z równania

$$\delta\omega^2 \simeq \frac{< \boldsymbol{\delta}\mathbf{r}_0, \delta\mathcal{F}(\boldsymbol{\delta}\mathbf{r}_0) >}{< \boldsymbol{\delta}\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\delta}\mathbf{r}_0 >}$$

czyli

$$\delta\omega^2 = \frac{i}{\omega} \frac{\int_V \boldsymbol{\delta}\mathbf{r}^* \cdot \nabla[(\Gamma_3 - 1)(\rho\epsilon - \mathrm{div}\,\mathbf{F})']\mathrm{d}V}{\int_V \rho|\boldsymbol{\delta}\mathbf{r}|^2\mathrm{d}V}$$

Całkę w mianowniku możemy przepisać:

$$\cancel{\int_V \mathrm{div}\,[\boldsymbol{\delta}\mathbf{r}^*(\Gamma_3 - 1)(\rho\epsilon - \mathrm{div}\,\mathbf{F})']\mathrm{d}V} - \int_V \mathrm{div}\,(\boldsymbol{\delta}\mathbf{r}^*)(\Gamma_3 - 1)(\rho\epsilon - \mathrm{div}\,\mathbf{F})'\mathrm{d}V$$

Korzystamy z równania ciągłości i otrzymujemy

$$\boxed{\delta\omega = \frac{i}{2\omega^2} \frac{\int_V \frac{\delta\rho^*}{\rho}(\Gamma_3 - 1)(\rho\epsilon - \mathrm{div}\,\mathbf{F})'\mathrm{d}V}{\int_V \rho|\boldsymbol{\delta}\mathbf{r}|^2\mathrm{d}V}\ .}$$

$\delta\omega = i\omega_I$

$$\boxed{\omega_{\mathrm{i}} \simeq \frac{1}{2\omega^2} \frac{\int_V \frac{\delta\rho^*}{\rho}(\Gamma_3 - 1)\delta(\rho\varepsilon - \mathrm{div}\,\boldsymbol{\mathcal{F}})\mathrm{d}V}{\int_V \rho|\boldsymbol{\delta}\mathbf{r}|^2\mathrm{d}V}}$$

J. Christensen-Dalsgaard

Interpretacja wyrażenia na ω_I

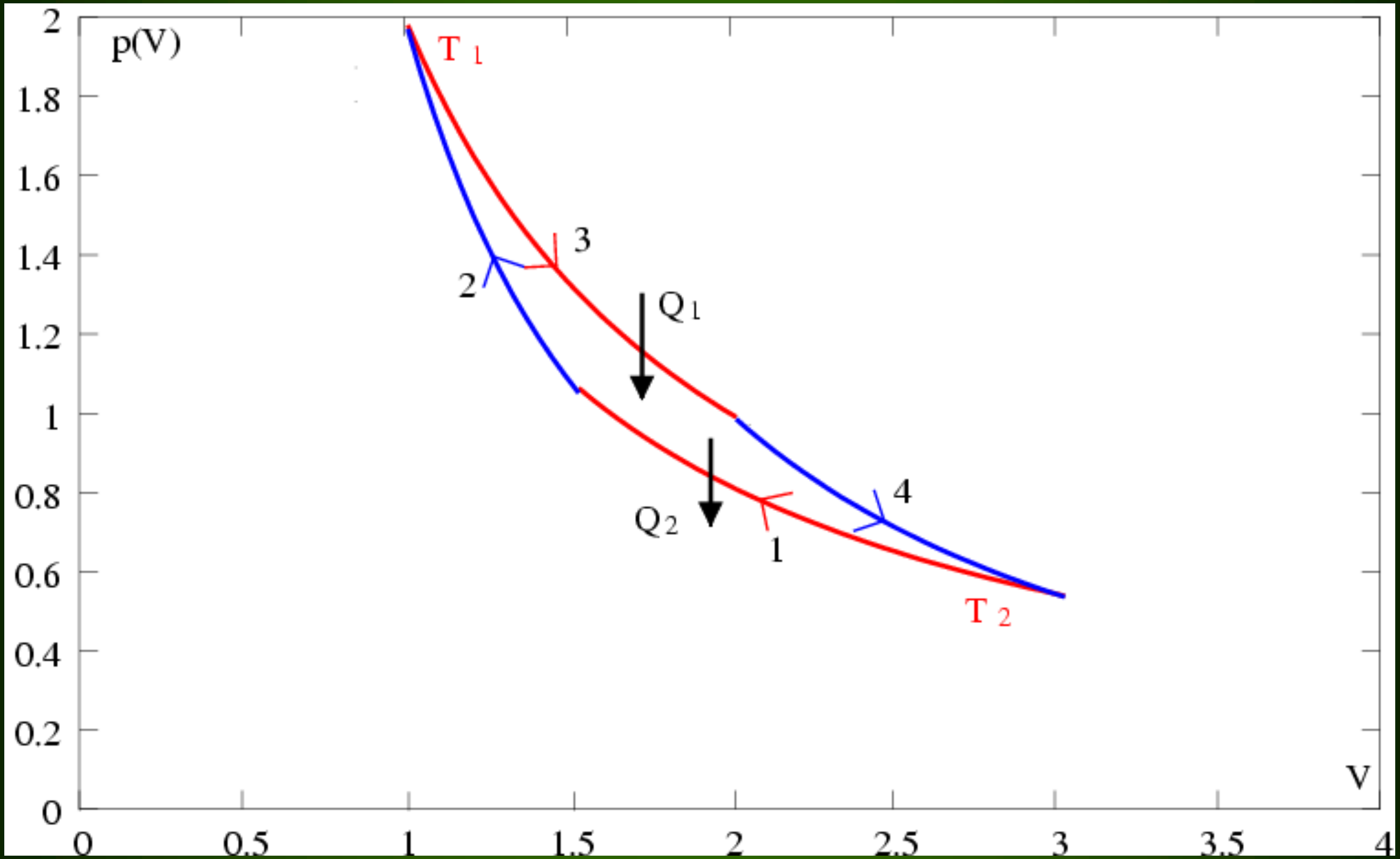
Dodatni wkład do napędzania pochodzi od tych warstw, które pobierają ciepło w fazie maksymalnego sprężenia.

$\downarrow$

Miejsce, gdzie $\delta\rho/\rho$ i $\delta(\rho\varepsilon - \mathrm{div}F)$ maja ten sam znak.

Jest to warunek na pobieranie energii mechanicznej w maszynie cieplnej (cykl Carnota).

cykl Carnota



Rozpatrzmy całkę pracy, **W**, która jest energią netto uzyskaną przez mod w czasie jednego cyklu oscylacji:

$$\frac{dE}{dt} = \int_0^M \frac{\delta T}{T} \frac{d\delta Q}{dt} dM_r = \int_0^M \frac{\delta T}{T} \delta \left[\varepsilon - \frac{1}{\rho} \mathrm{div} \mathcal{F}_R \right] dM_r$$

gdzie

$$E = \frac{1}{2} \int \left[(\mathbf{v}')^2 + \left(\frac{p'}{\rho c} \right)^2 + \frac{g^2}{N^2} \left(\frac{p'}{\Gamma_1 \rho} - \frac{\rho'}{\rho} \right)^2 \right] dM_r$$

$$\boxed{W = \oint \frac{dE}{dt} dt = \frac{\pi}{\omega} \int_0^M \left[\frac{\delta T}{T} \delta \varepsilon - \frac{\delta T}{T} \delta \left(\frac{1}{\rho} \mathrm{div} \mathcal{F}_R \right) \right] dM_r}$$

W > 0 energia pulsacji rośnie

Energia pulsacji zmienia się w wyniku perturbacji tempa reakcji nuklearnych oraz strumienia energii.

δε - mechanizm ε (zależność palenia od temperatury i gęstości)

ponieważ

$$\int_0^M \frac{\delta T}{T} \delta \varepsilon dM_r = \int_0^M \varepsilon \left(\varepsilon_T + \frac{\varepsilon_\rho}{\Gamma_3 - 1} \right) \left(\frac{\delta T}{T} \right)^2 dM_r$$

$$\varepsilon_T = \left(\frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial \ln T} \right)_\rho \approx 4 - 30$$

$$\varepsilon_\rho = \left(\frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial \ln \rho} \right)_T \approx 1 - 2$$

$$\Gamma_3 - 1 \approx \frac{2}{3}$$

człon ten ma zawsze wkład dodatni do całki pracy, ale jest on prawie zawsze nieistotny

Zaniedbując δε, możemy zapisać całkę pracy w postaci

$$W = -\int \mathrm{d}^3x\, \nabla_{\mathrm{ad}} \oint \mathrm{d}t\, \mathrm{Re}\left[\left(\frac{\delta P}{P}\right)^* \delta\, \mathrm{div}\, \mathbf{F}_{\mathrm{R}}\right]$$

Jeśli założymy przybliżenie dyfuzyjne, to

$$\delta\, \mathrm{div}\, \mathbf{F}_{\mathrm{R}} = \frac{1}{4\pi r^2}\frac{d\,\delta L_r}{dr}$$

gdzie L_r oznacza lokalną moc promieniowania

$$\frac{\delta L_r}{L_r} = \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\ln T}\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(\frac{\delta T}{T}\right) - \frac{\delta\kappa}{\kappa} + 4\left(\frac{\delta T}{T} + \frac{\delta r}{r}\right)$$

1 *2* *3*

Wyrażenie to jest ścisłe dla pulsacji radialnych.

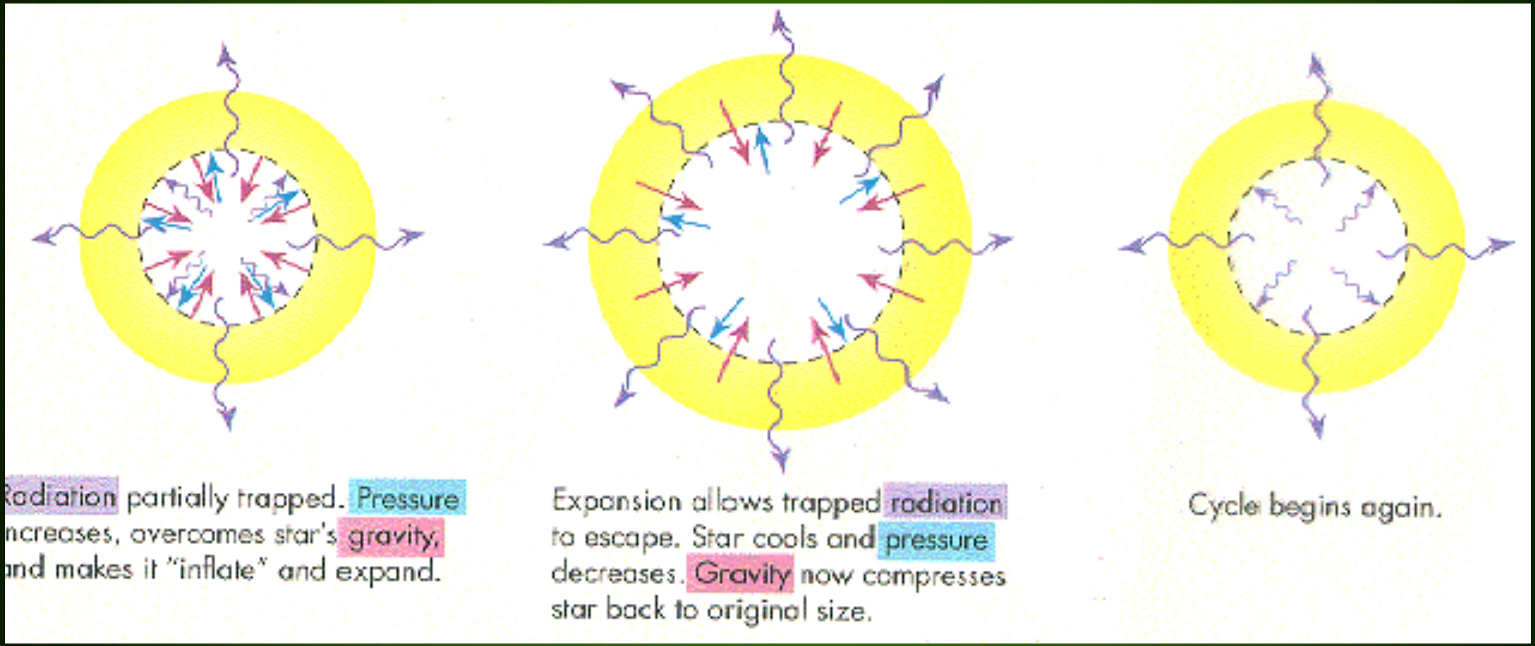
1 **straty promieniste → stabilizacja**

2 **efekt κ**

3 **efekt r – w czasie kompresji całkowita powierzchnia zmniejsza się ⇒ wkład dodatni**
efekt γ - bezpośredni wpływ temperatury na zmiany jasności. W strefach częściowej jonizacji wzrost temperatury jest mniejszy, bo γ ma zredukowaną wartość.

Mechanizm zaworu Eddingtona (1926)

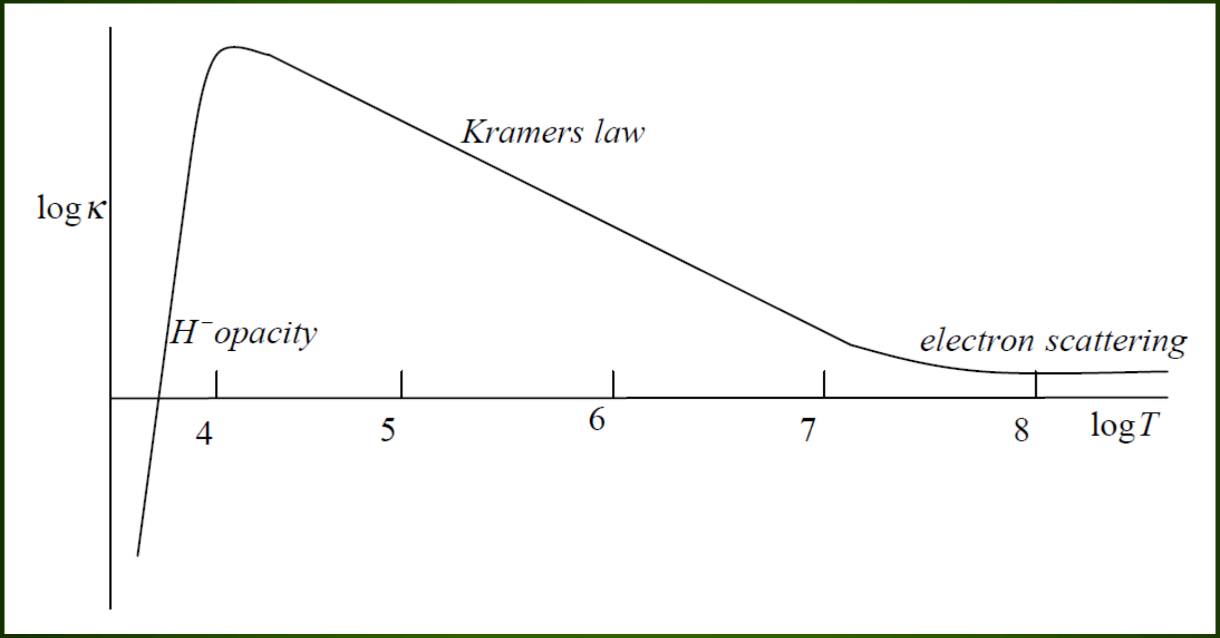
- Warstwa sprężona jest bardziej nieprzezroczysta i magazynuje energię płynącą w kierunku powierzchni. Warstwa jest wypychana na zewnątrz.
- Ekspandująca otoczka staje się bardziej przezroczysta i uwięzione ciepło ucieka. Warstwa opada.



Czyli κ musi wzrastać z kompresją !

Ale w większości obszarów gwiazdy gorętszy gaz jest bardziej przezroczysty.

wzór Kramersa: $\kappa \sim \rho\, T^{-3.5}$



???

Mechanizm nieprzezroczystości Zhevakina (1953)

Mechanizm zaworu może działać w strefach częściowej jonizacji.

- **Gdy gaz jest sprężany, dostarczane ciepło jest zużywane na dalszą jonizację a nie na wzrost temperatury. Natomiast wzrost gęstości powoduje wzrost κ.**
- **Podczas ekspansji, temperatura nie maleje znacząco, gdyż jony rekombinują z elektronami i uwalniają energię. κ maleje z malejącą gęstością.**

Mechanizm $\kappa+\gamma$

MECHANIZM KAPPA

Mechanizm kappa może działać tylko tam, gdzie mamy lokalne maksima współczynnika κ.

W obszarach takich strumień promieniowana może być blokowany i zamieniany na energię kinetyczną pulsacji.

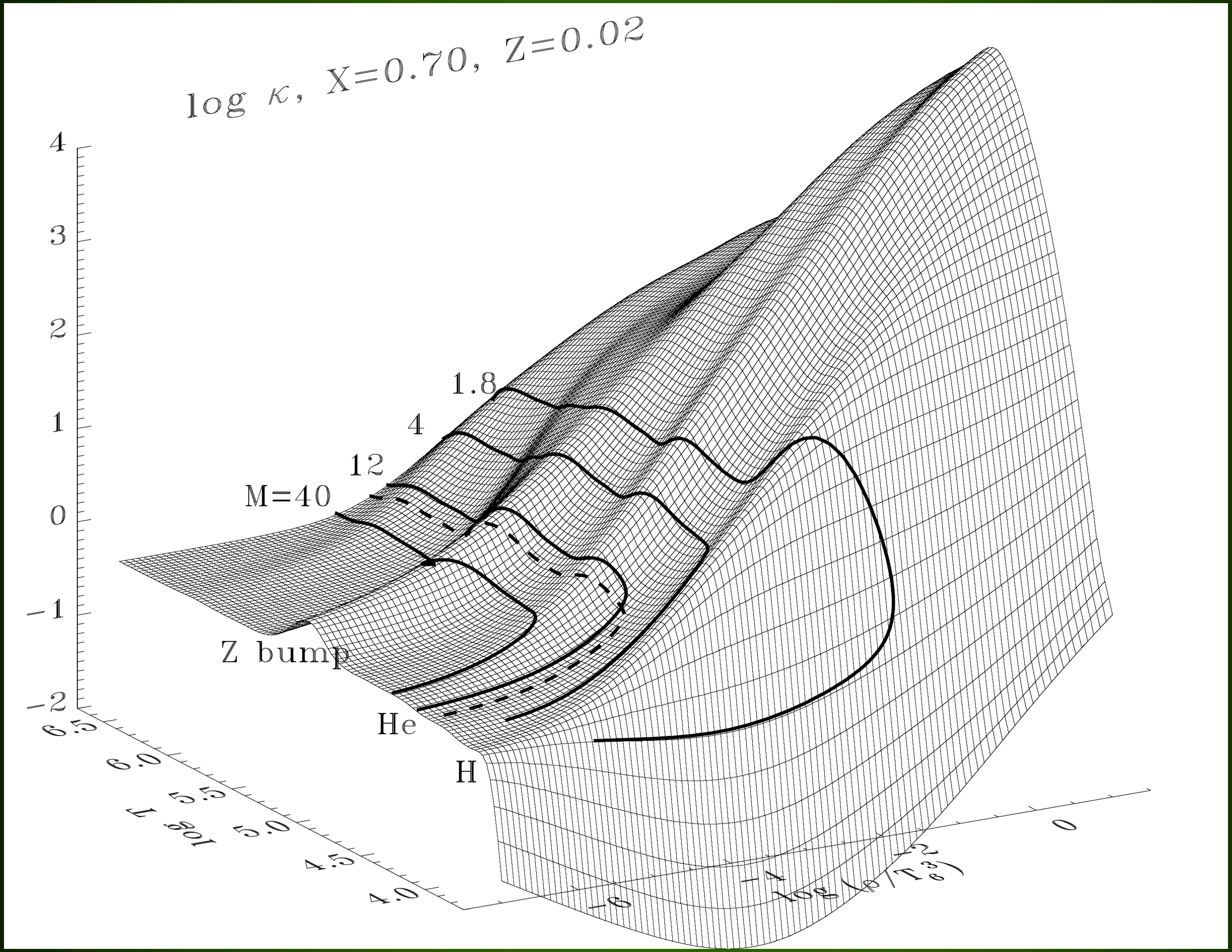
Strumień wpływający jest większy od wypływającego !

MECHANIZM KAPPA

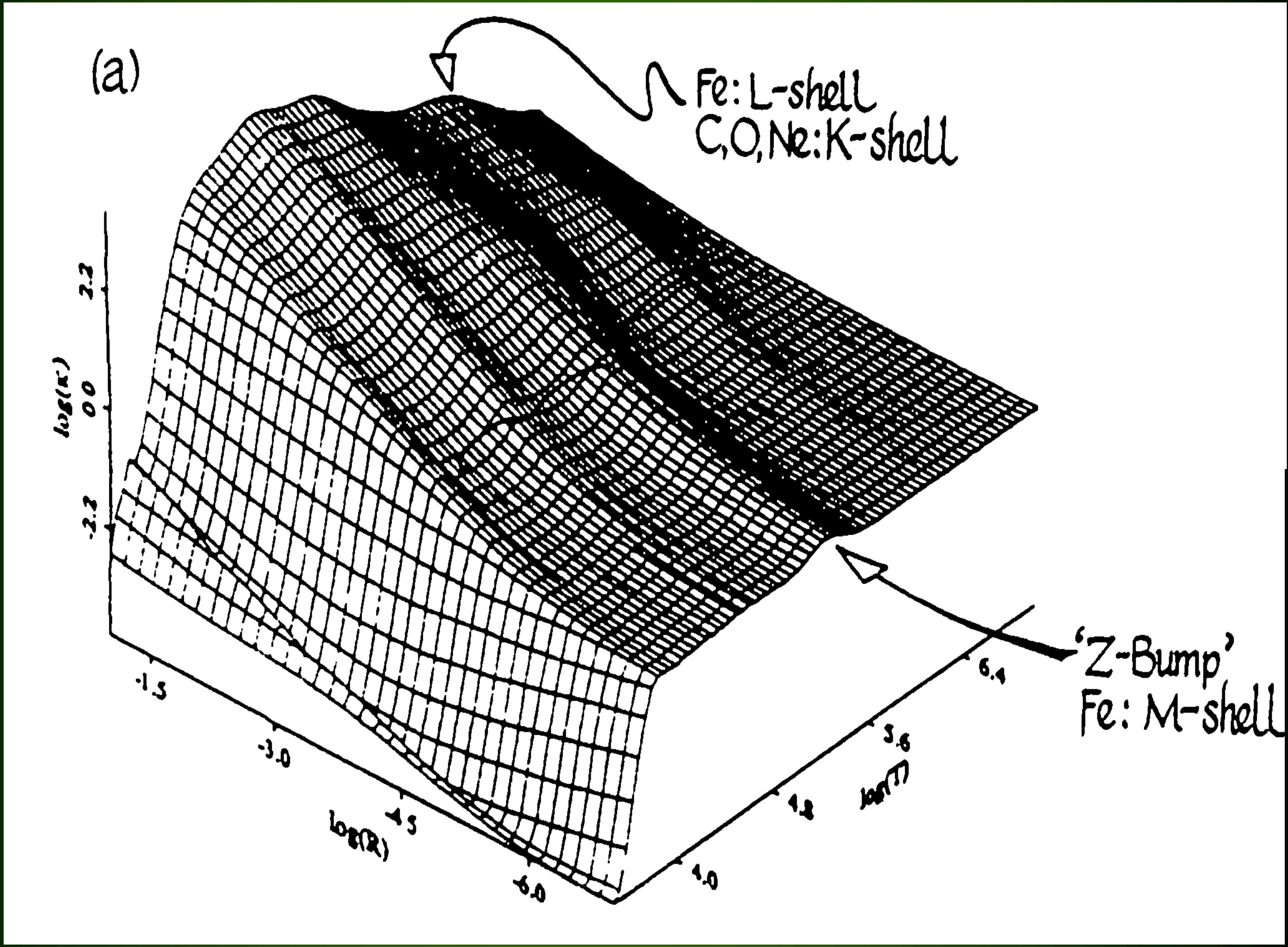
Dla napędzania pulsacji najważniejsze jest zachowanie współczynnika nieprzezroczystości κ, oraz jego pochodnych κ_T i κ_ρ , gdzie

$$\kappa_T = (\partial \ln \kappa / \partial \ln T)_\rho$$
$$\kappa_\rho = (\partial \ln \kappa / \partial \ln \rho)_T$$

Nieprzezroczystość, κ(OPAL), w zależności od logT i logρ/T_6^3 ($T_6 = T/10^6$).



Pamyatnykh 1999, AcA 49, 119



Gautschy, 1995

Mamy cztery główne maksima współczynnika κ

T = 1.0 - 1.2·10^4 K – jonizacja wodoru

$$H \leftrightarrow H^+ + e^-$$

T = 4.5 - 5.0·10^4 K – druga jonizacja helu

$$He^+ \leftrightarrow He^{++} + e^-$$

T = 1.5 - 2.0·10^5 K – absorpcja przez wzbudzone jony metali głównie z grupy Fe (przejścia związany-związany w atomach) „Z-bump"

T= 1.5-2.0·10^6 K – częściowa jonizacja C(V,VI), O(VII,VIII), Ne + Fe
DOB - „deep opacity bump"

W różnych modelach gwiazdy maksima te występują w okolicach tych samych temperatur, ale na różnych głębokościach geometrycznych i przy różnych gęstościach.

Maksimum κ związane z metalami było przez długi czas nieznane. Zostało odkryte dopiero w roku 1992 przez dwa zespoły:

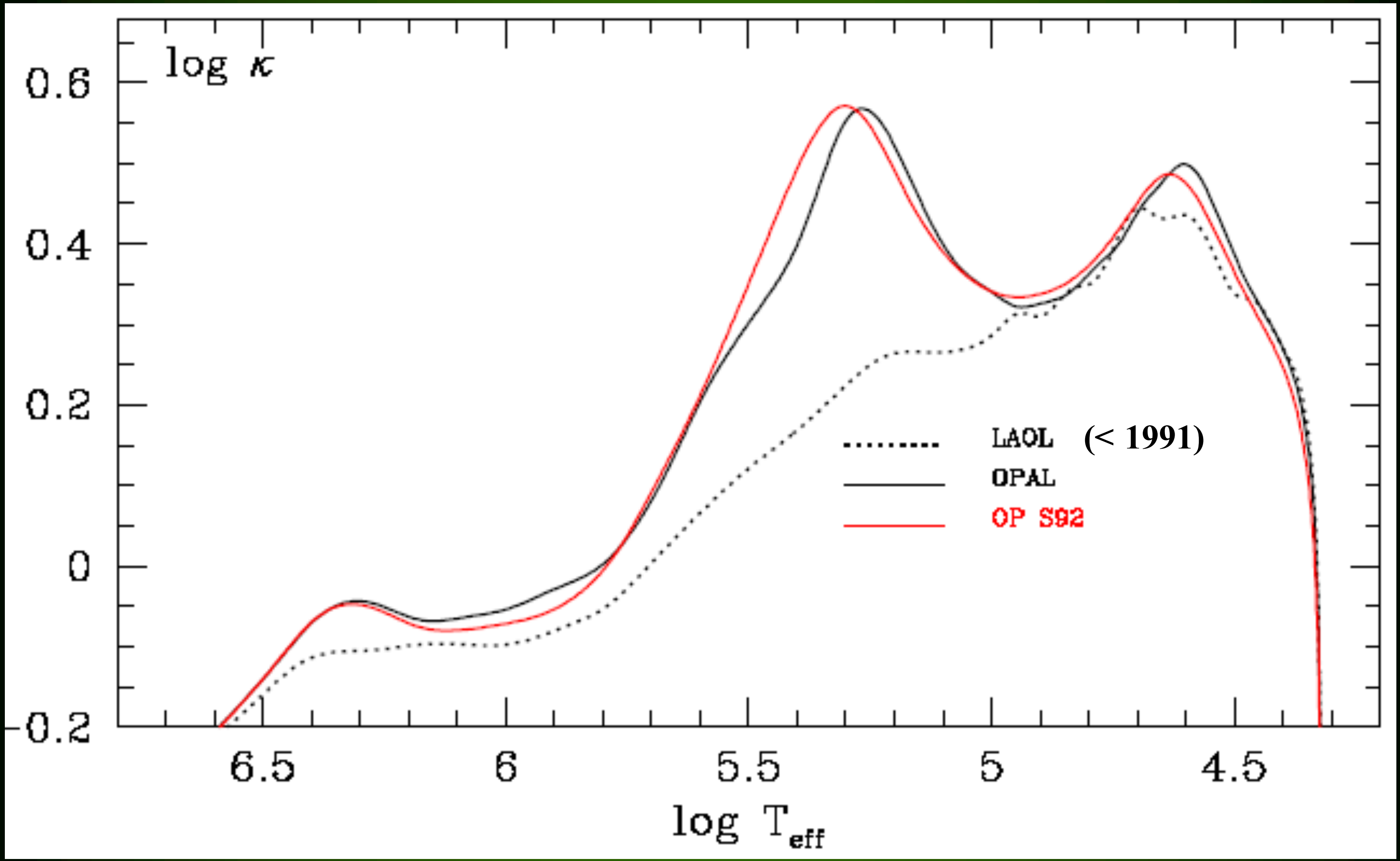
OPAL – kilkoro fizyków z Livermore: F. J. Rogers, C.A.Iglesias i in.

1990 ApJ **360,** 221
1992 ApJ **397,** 717; ApJS **79,** 507
1994 Science **263,** 50
1996 ApJ **456,** 902

OP (Opacity Project) – międzynarodowy zespół fizyków kierowany przez M. J. Seatona

1993 MNRAS **265,** L25
1996 MNRAS **279,** 95
2005, MNRAS 362, L1

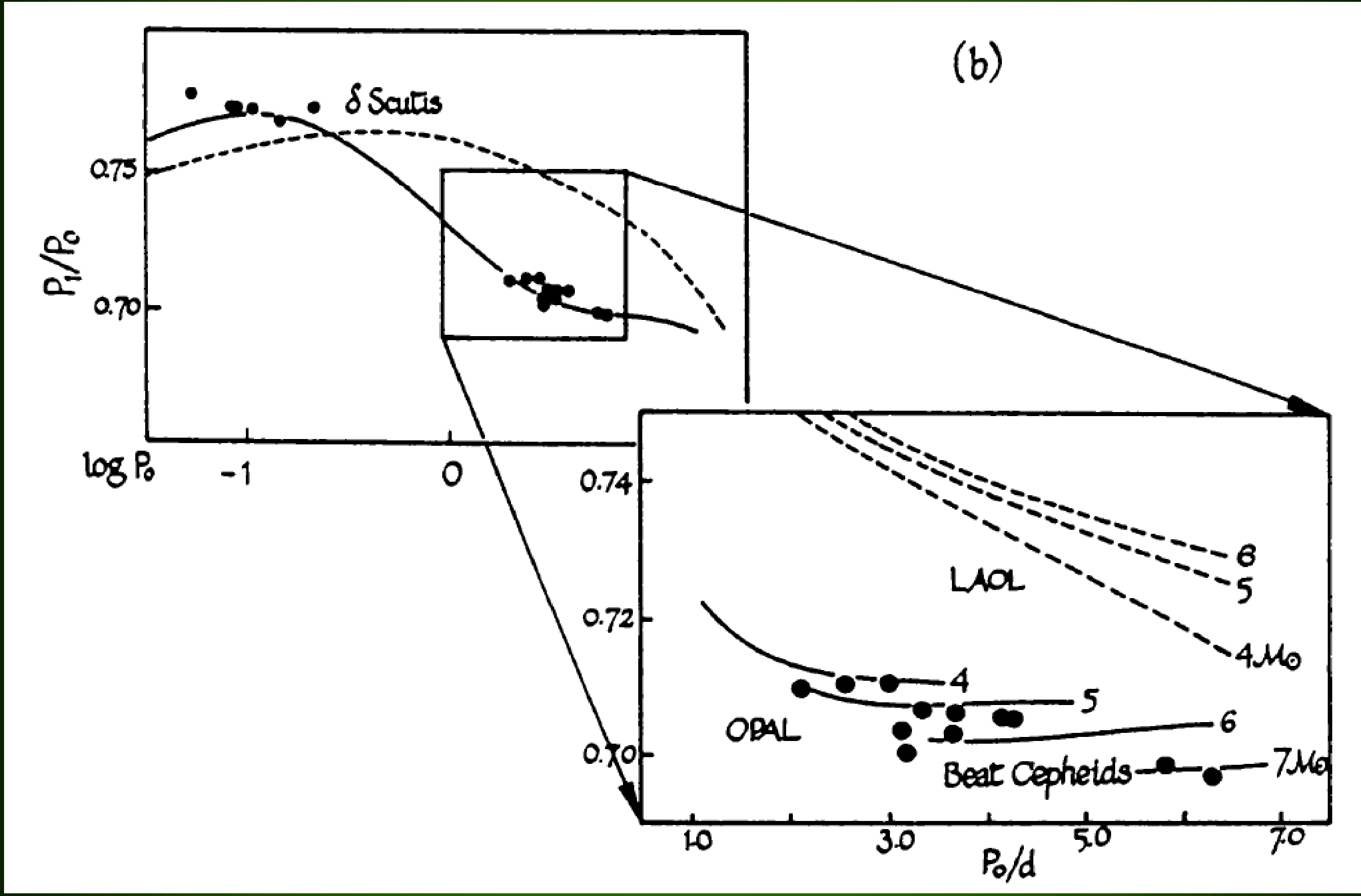
„Opacity” wewnątrz modelu β Cephei (M=12 $M_\odot$, X=0.70, Z=0.02): OP (Seaton et al.) vs. OPAL (Livermore) vs. LAOL (Los Alamos)



A. A. Pamyatnykh

Simon (1982) - zwiększenie nieprzezroczystości w okolicy $T=10^5$ K pozwoliłoby na wyjaśnienie pulsacji gwiazd typu B oraz pewnych rozbieżności w cefeidach klasycznych

Diagram Petersena (P_1/P_0 vs $\log P_0$) dla dwumodalnych gwiazd δ Scuti i Cefeid klasycznych dla tablic LAOL i OPAL



LAOL – Los Alamos Opacity Library

A. Gautschy, 1995, ASP Conf. Ser. 93, p31

WŁAŚCIWOŚCI MECHANIZMU KAPPA

Mechanizm kappa działa tam, gdzie
$\delta\kappa/\kappa$ zmienia się szybko z promieniem.

Obszar, gdzie $\kappa_T + \kappa_\rho /(\Gamma_3 - 1)$ wzrasta na zewnątrz
ma wkład dodatni do napędzanie pulsacji.
W przeciwnym wypadku mamy tłumienie.

Decydujące znaczenie ma pochodna κ_T !

Ponadto muszą być spełnione dwa następujące warunki:

1. **Amplituda oscylacji musi być względnie duża i zmieniać się wolno w obszarze napędzania.**

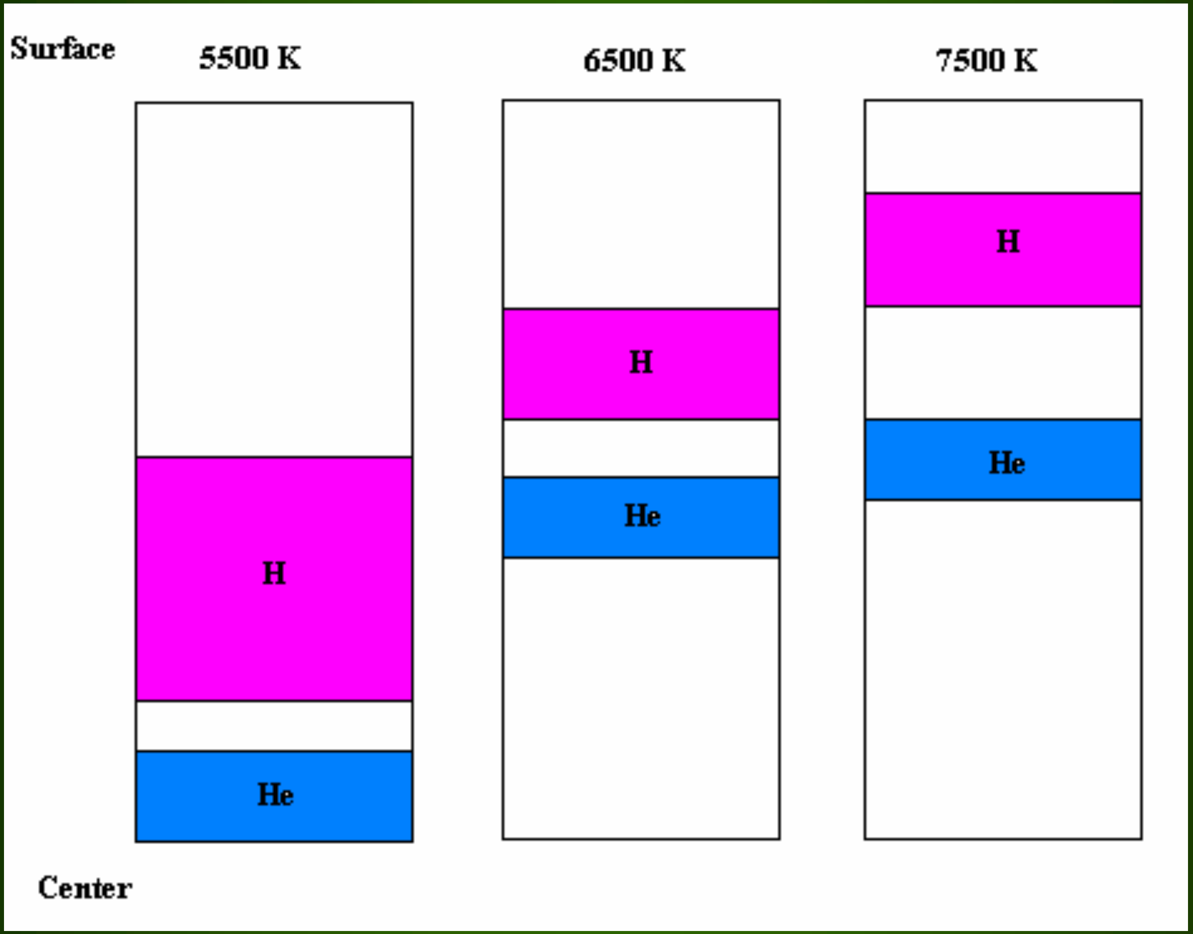
2. **Termiczna skala czasowa (τ_{th}) w obszarze napędzania musi być porównywalna lub dłuższa od okresu pulsacji (τ_{puls}). W przeciwnym wypadku obszar będzie w równowadze termicznej.**

Warunki te oznaczają, że warstwa napędzająca musi znajdować się na odpowiedniej głębokości geometrycznej.

Warstwa położona zbyt płytko ⇒ ilość energii zaabsorbowanej przez rzadką materię może być niewystarczająca dla podtrzymania pulsacji

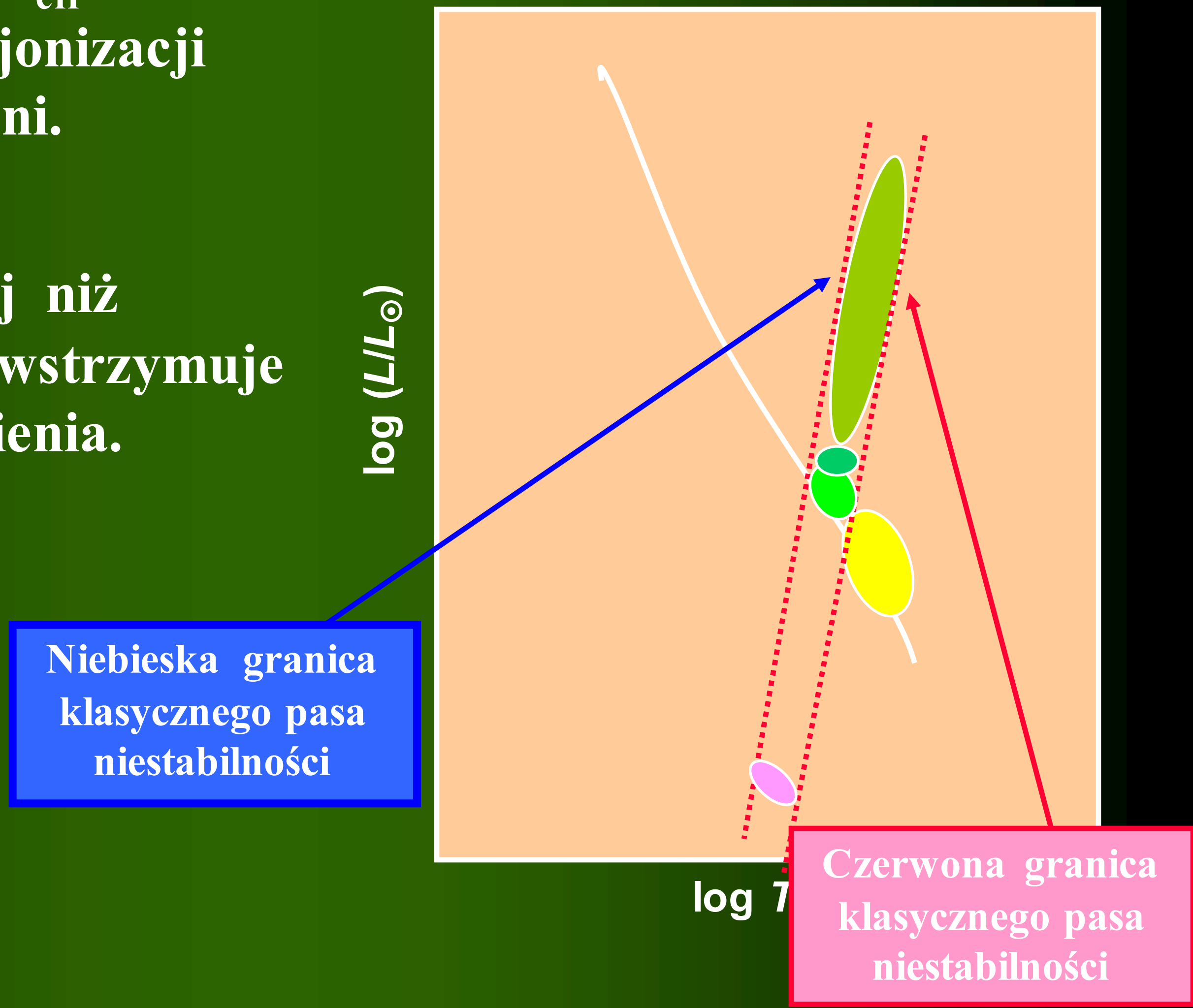
Warstwa położona zbyt głęboko ⇒ amplituda zmian temperatury jest bardzo mała i warstwa pochłonie zbyt mało energii, aby być wydajna

Rozważmy $\log L/L_{\odot} \approx 3$ i trzy wartości temperatur:



Gwiazda gorętsza niż T_{eff}~7500K ma strefy częściowej jonizacji zbyt blisko powierzchni.

W gwieździe chłodniejszej niż T_{eff}~5500K konwekcja powstrzymuje gromadzenie ciepła i ciśnienia.



Cefeidy, W Vir, RR Lyr, δ Sct, RV Tau -- mechanizm κ+γ związany z warstwą jonizacji HeII (Baker & Kippenhahn 1962)

β Cep, SPB, sdBV -- klasyczny mechanizm κ związany z liniami metali grupy żelaza (Fe, Ni, Mn, Cr). Pierwsze obliczenia: Cox et al., Kiriakidis et al., Moskalik & Dziembowski (1992) z tablicami OPAL (Iglesias et al. 1990, Rogers & Iglesias 1992). Ale dopiero następne prace z ulepszoną wersją tablic OPAL, Dziembowski & Pamyatnykh(1993), Gautschy & Saio (1993), nie wymagały założenia bardzo wysokiej obfitości metali.

Miry, roAp -- warstwa jonizacji H

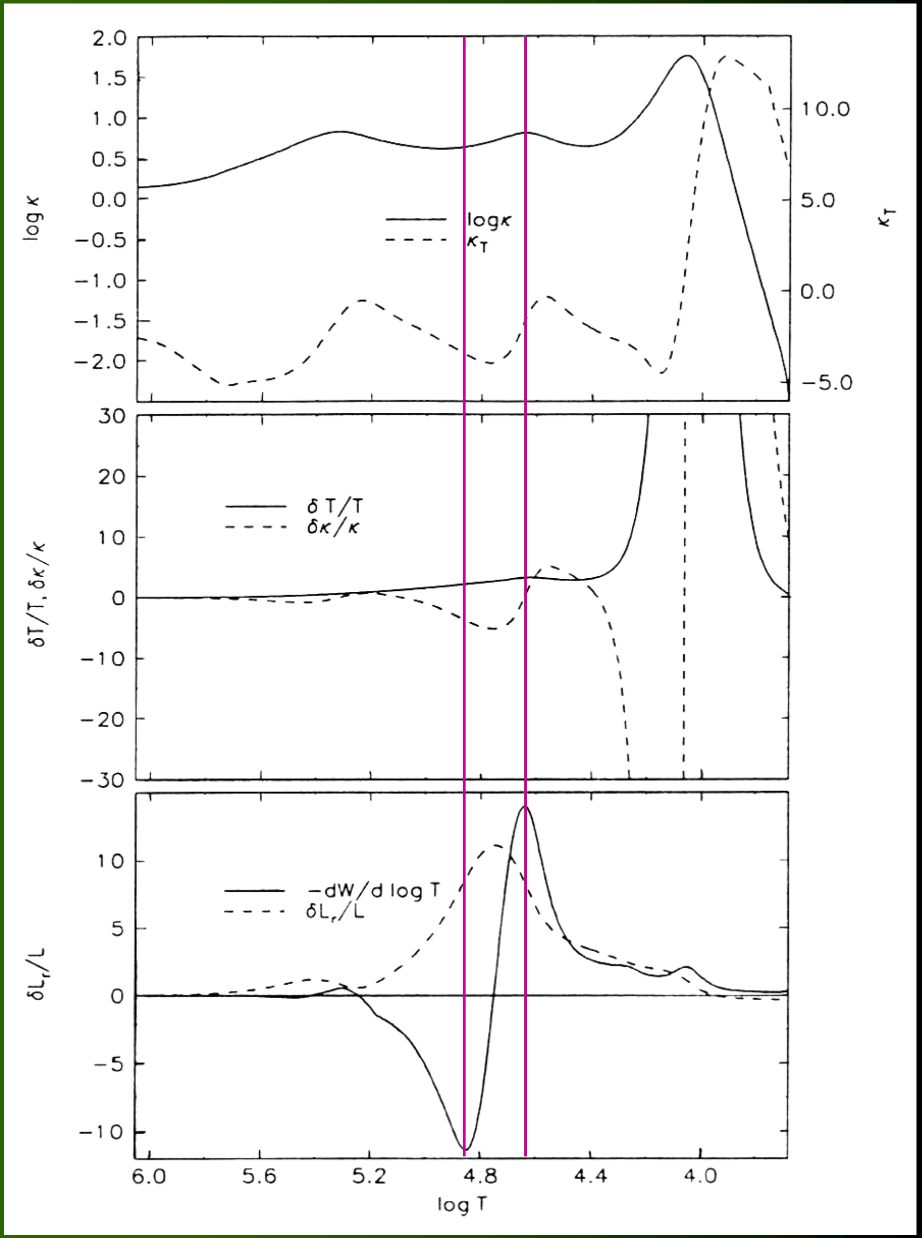
białe karły DA -- warstwa jonizacji H

białe karły DB -- warstwa jonizacji HeII

białe karły DO i PNNV – jonizacja C(V,VI) i O(VII,VIII)

Działanie mechanizmu κ dla modelu Cefeidy o parametrach: $M=6M_{\odot}$, $\log T_{eff}=3.75$, $\log L/L_{\odot}=3.32$, dla $\ell=0$, p_1, $P=5.5$ [d]. Wartość $\log T=6$ odpowiada $r/R=0.26$.

$\log T=4.65$ - główny wkład do napędzania
$\log T=4.85$ - główny wkład do tłumienia



Dziembowski (1994)

Mechanizm κ w gwiazdach pulsujących ciągu głównego

Bierzemy trzy reprezentatywne modele:

β Cep -- $M = 12\ M_{\heartsuit}$, $T_{eff} = 23800$ K

SPB -- $M = 4\ M_{\heartsuit}$, $T_{eff} = 12450$ K

δ Sct -- $M = 1.8\ M_{\heartsuit}$, $T_{eff} = 7280$ K

Niestabilne mody $\ell=1$ dla poszczególnych modeli:

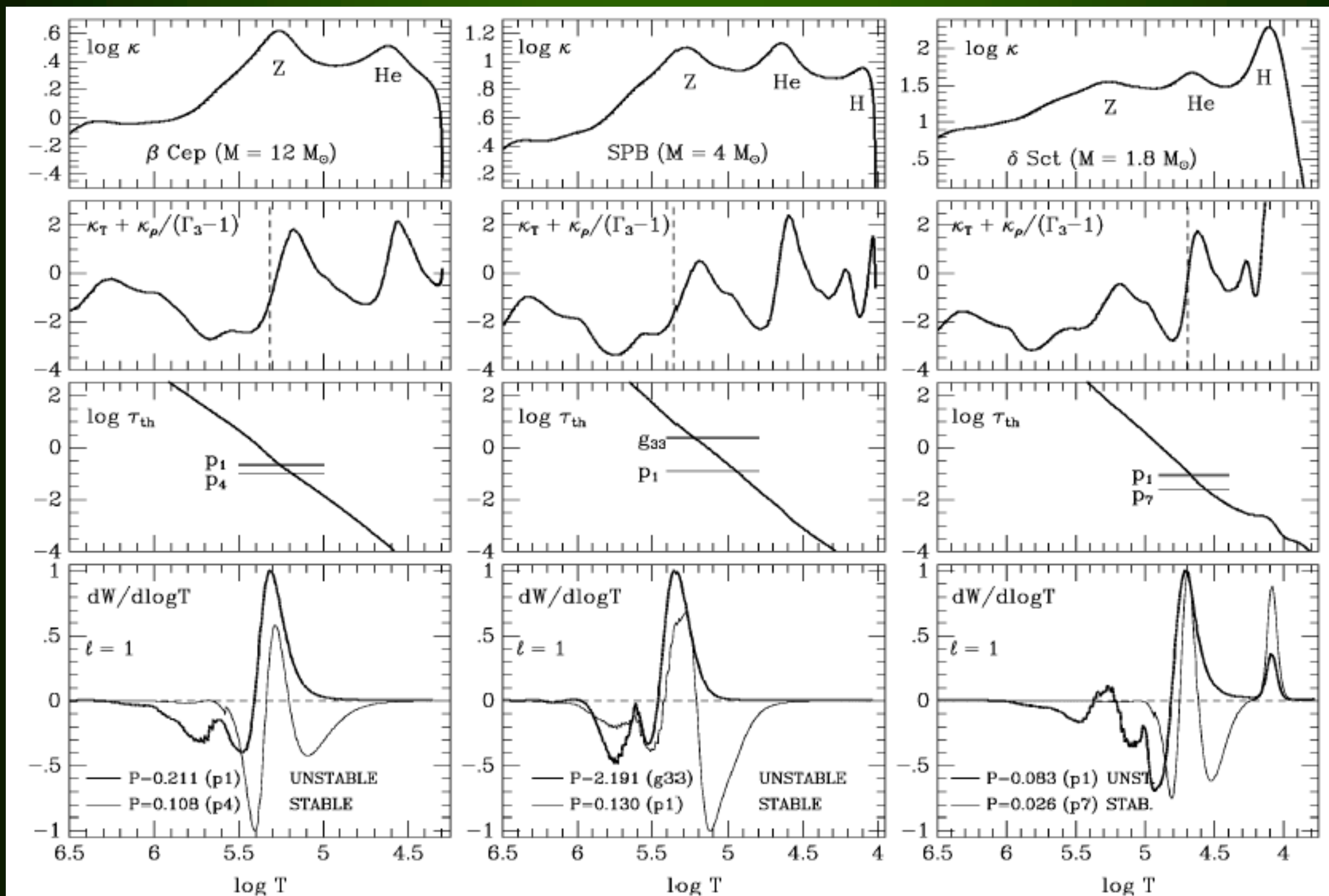
β Cep -- mody p_1-p_3 o okresach od 0.211 do 0.153 dnia

SPB -- mody g_{53} - g_{22} o okresach od 3.489 do 1.482 dnia

δ Sct -- mody g_2, g_1 oraz p_1-p_6 o okresach od 0.104 do 0.052 dnia

κ, pochodne $\kappa_T + \kappa_\rho$ / $(\Gamma_3\text{-}1)$, termiczna skala czasowa τ_{th} (w dniach) i pochodna całki pracy dla modów ℓ=1 dla trzech typów zmiennych.

β Cep **SPB** **δ Sct**

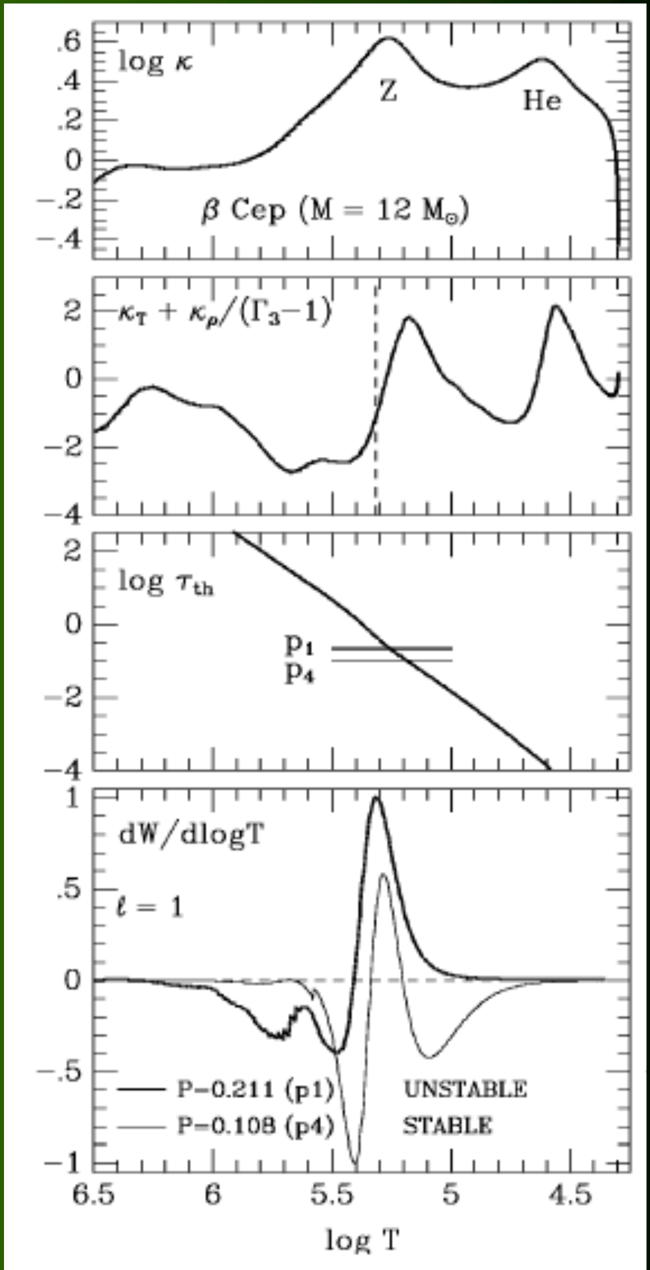


Pamyatnykh 1999, AcA 49, 119

W modelu β Cep termiczna skala czasowa jest porównywalna z okresem pulsacji modów p o niskich owertonach.

Mody akustyczne o wysokich rzędach, n, są stabilne, ponieważ mają bardzo krótkie okresy i zaczyna działać tłumienie nad obszarem „bumpu” metalowego.

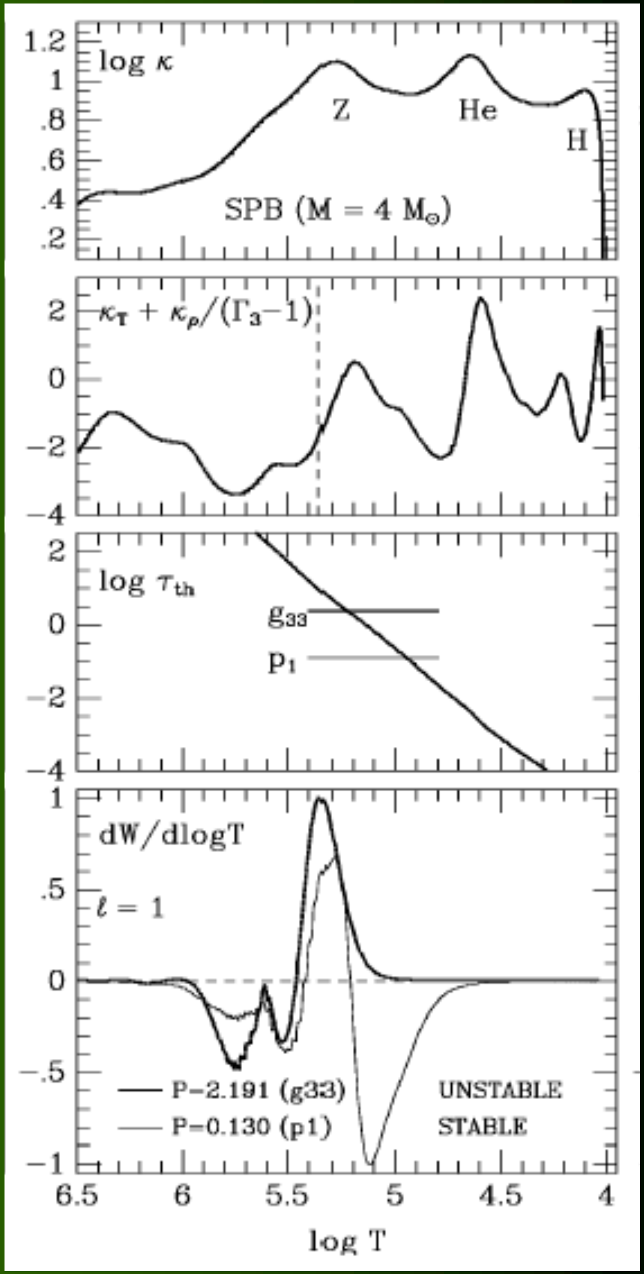
Mody grawitacyjne o dłuższych okresach są stabilne, z powodu warunku na termiczną skalę czasowych oraz silniejszego tłumienia poniżej obszaru „bumpu” metalowego.



W modelu SPB, termiczna skala czasowa w obszarze „bumpu” metalowego jest 20x dłuższa, gdyż jest on położony dużo głębiej. τ_{th} jest porównywalna z modami g o wysokich owertonach.

Mody p i g niskich rzędów są stabilny, ponieważ dla tak krótkich okresów zaczyna działać warstwa tłumiąca znajdująca się pomiędzy „bumpem” metalowym i helowym.

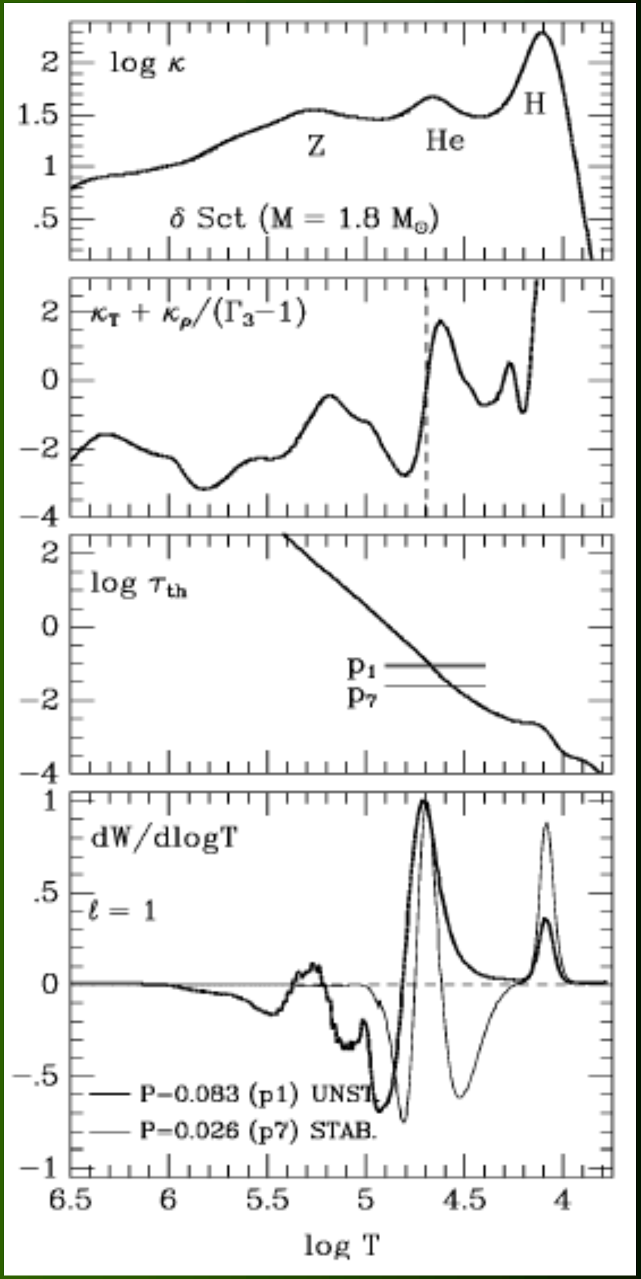
Widmo modów grawitacyjnych jest bardzo gęste.



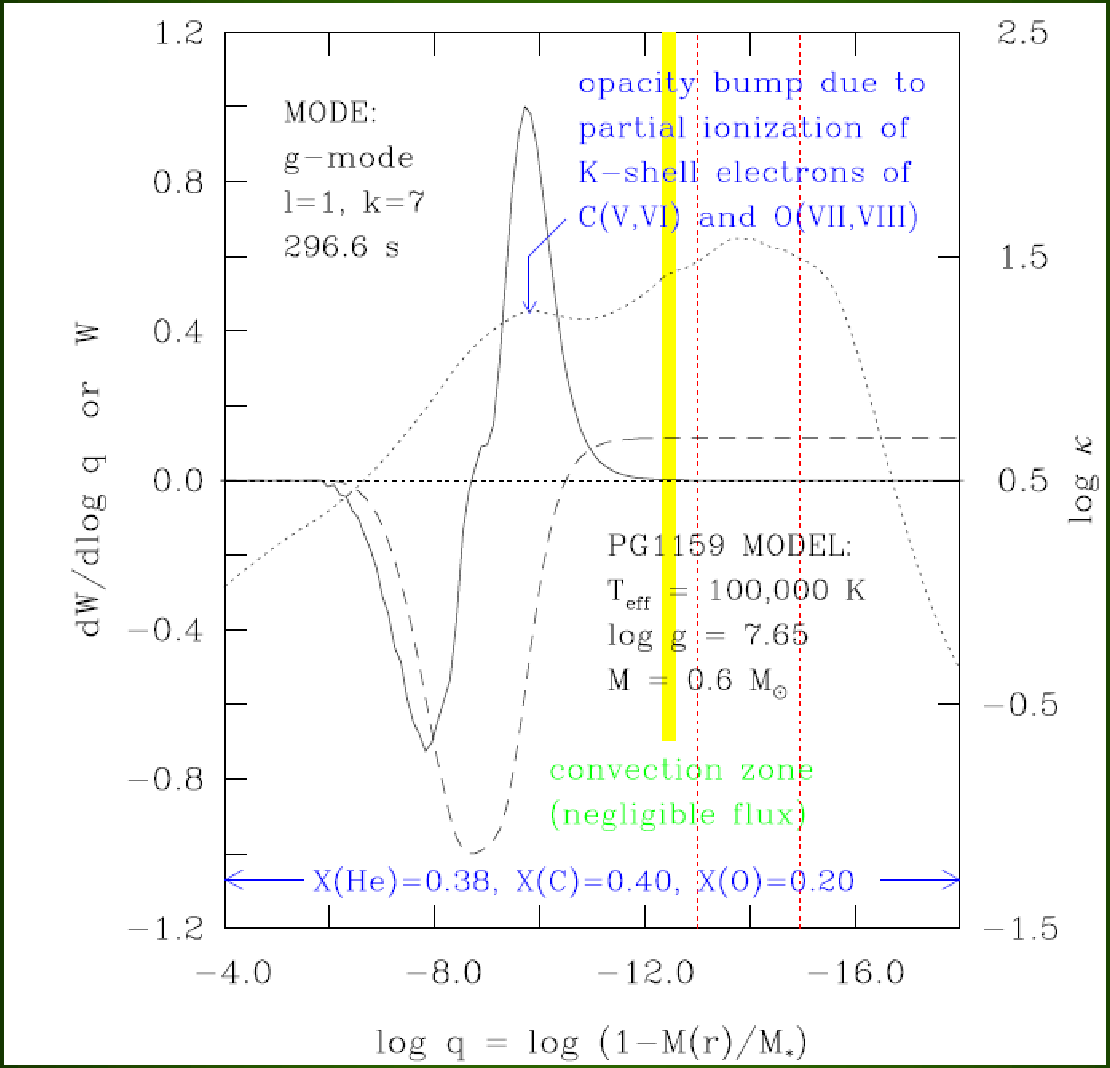
W modelu δ Sct wzbudzane są mody p i g niskich rzędów radialnych , n.

Mody p wyższych rzędów są tłumione przez warstwę położoną pomiędzy „bumpem” helowym i wodorowym.

Mody g wyższych rzędów są stabilne z powodu warunku na τ_{th}.

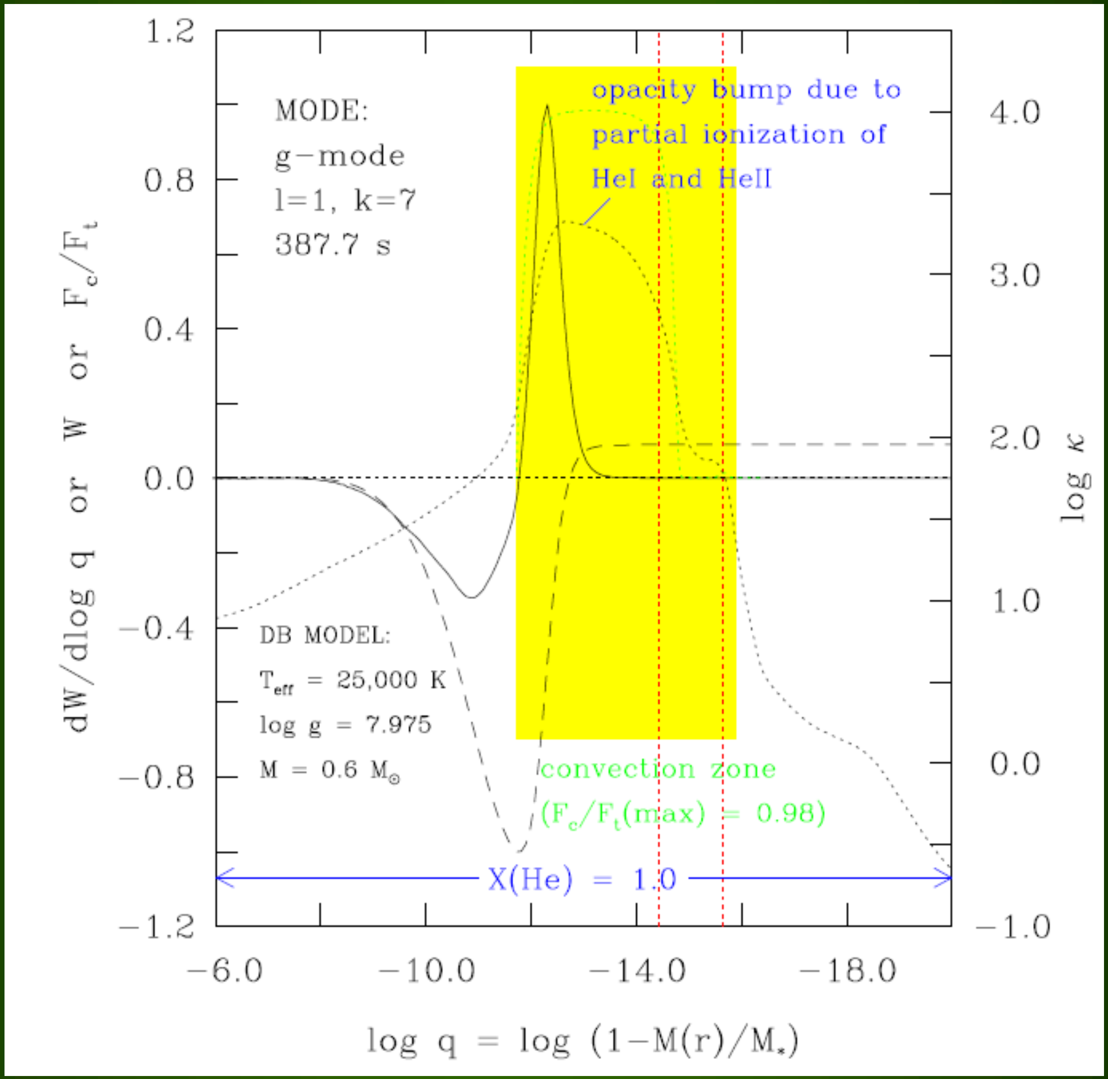


Mechanizm napędzania/tłumienia dla modelu GW Vir



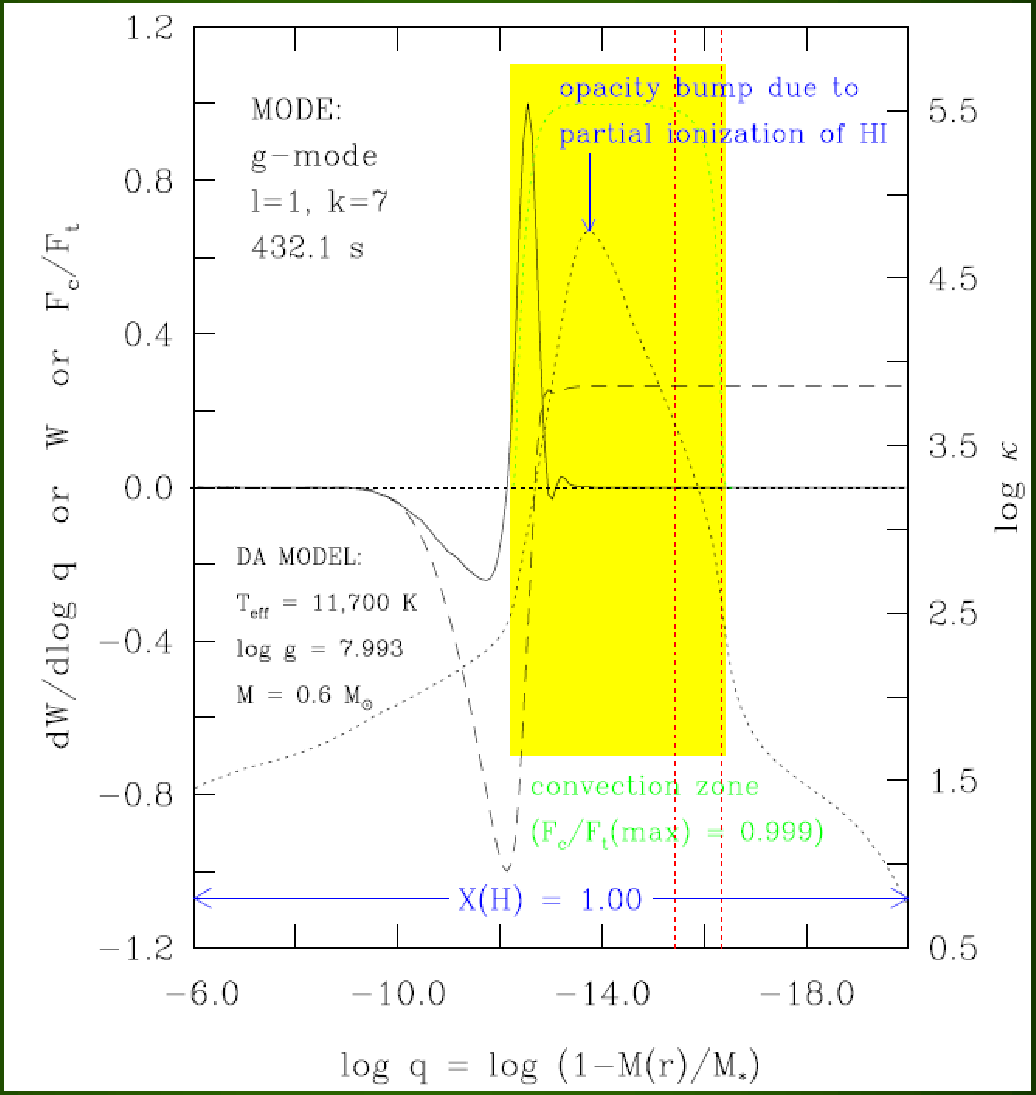
Fontaine & Brassard, 2008

Mechanizm napędzania/tłumienia dla modelu V777 Her



Fontaine & Brassard, 2008

Mechanizm napędzania/tłumienia dla modelu ZZ Cet



Fontaine & Brassard, 2008

Często używanym znormalizowanego parametru niestabilności $\eta \in [-1,1]$ (Stelingwerf 1978)

$$\boxed{\eta = \frac{W_+ - W_-}{W_+ + W_-}}$$

$\eta>0$ – wzbudzanie przeważa nad tłumieniem i mod oscylacji jest niestabilny

$\eta = 0$ warstwa neutralna

$\eta = 1$ wszędzie mamy napędzanie

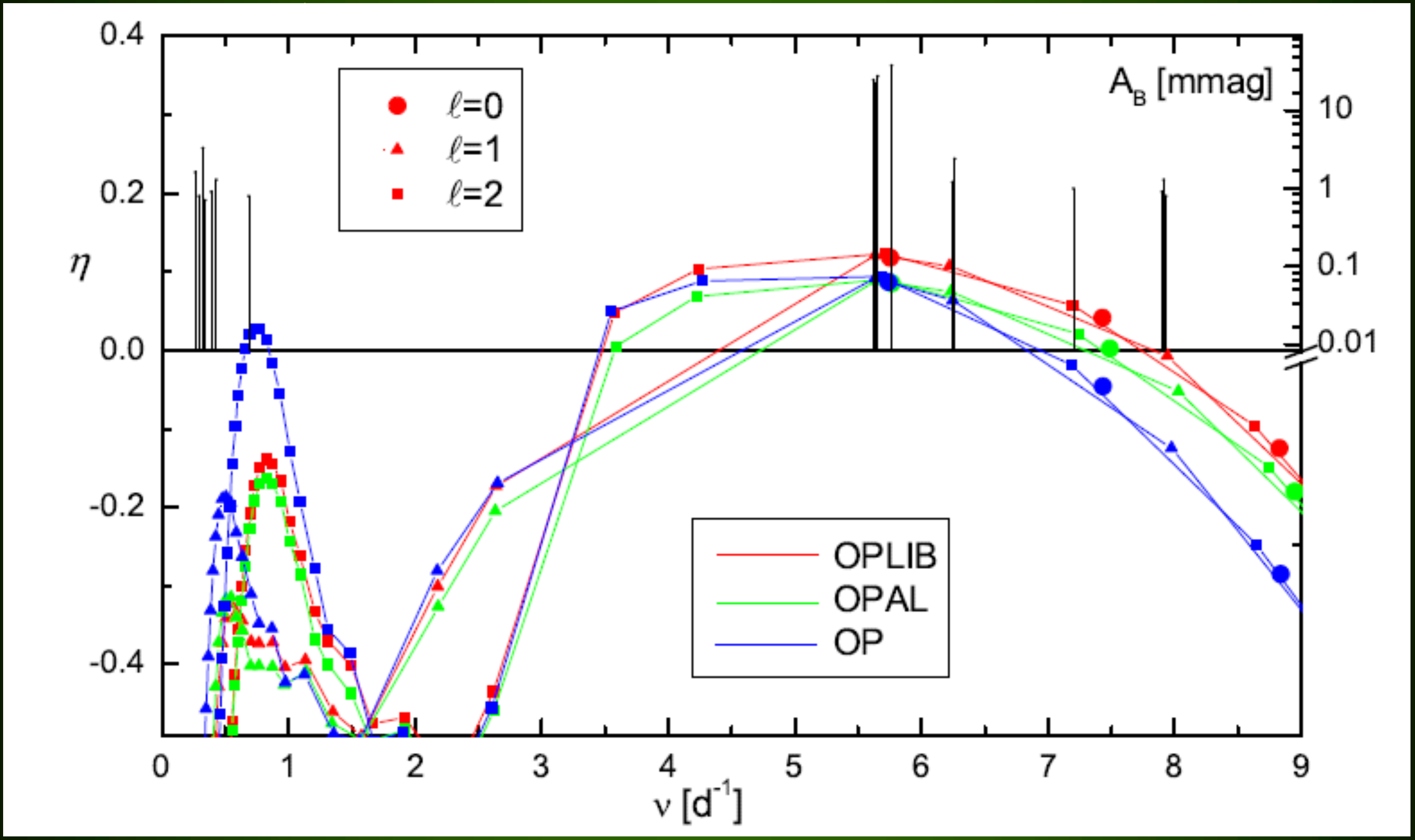
$\eta = -1$ wszędzie mamy tłumienie

$$\boxed{\eta = \frac{W}{\int_0^1 \left|\frac{dW}{dr}\right| dr}}$$

Parametr η możemy również wyrazić jako (Castor 1971)

$$\boxed{\eta = 4\pi \frac{\omega_I}{\omega_R}}$$

Porównanie widma oscylacji ν Eri z danych BRITE z modelami policzonymi dla różnych danych



Tablice nieprzezroczystości OPAL, OP, OPLIB

Źródła różnic miedzy tablicami:

- **Inne podejścia do liczenia nieprzezroczystości**
- **Równanie stanu**
- **Obfitości poszczególnych pierwiastków (2 - 5%)**

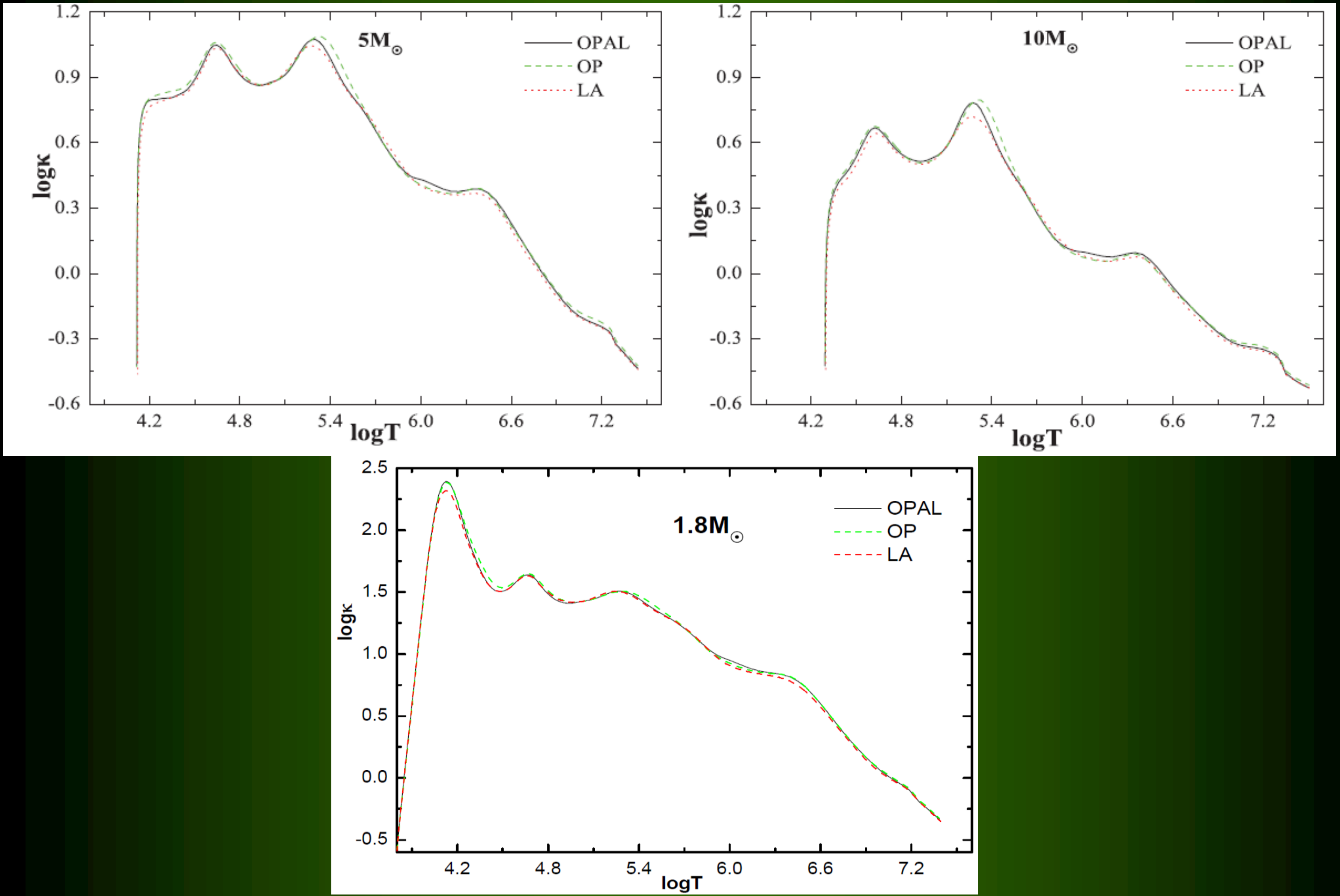
„Bump" metalowy dla danych OP jest położony głębiej przy temperaturze ~15000-20000 K wyższej.

OPLIB – nieprzezroczystości Los Alamos

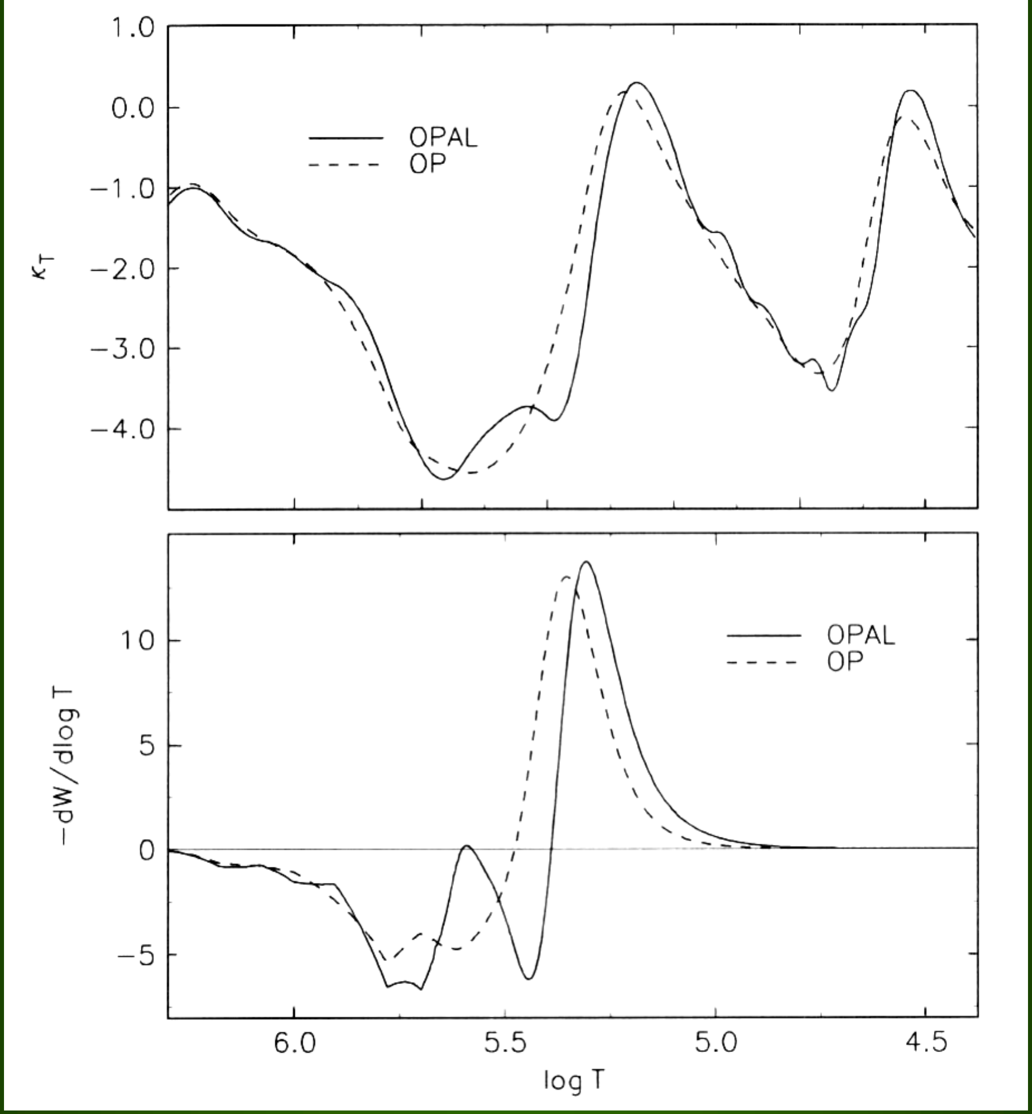
Colgan et al. 2015, 2016

http://aphysics2.lanl.gov/cgi-bin/opacrun/astro.pl

średnia Rosselanda κ dla modeli M=10, 5 i 1.8 $M_{\odot}$
o temperaturach odpowiednio $\log T_{eff}$= 4.196, 4.373, 3.850

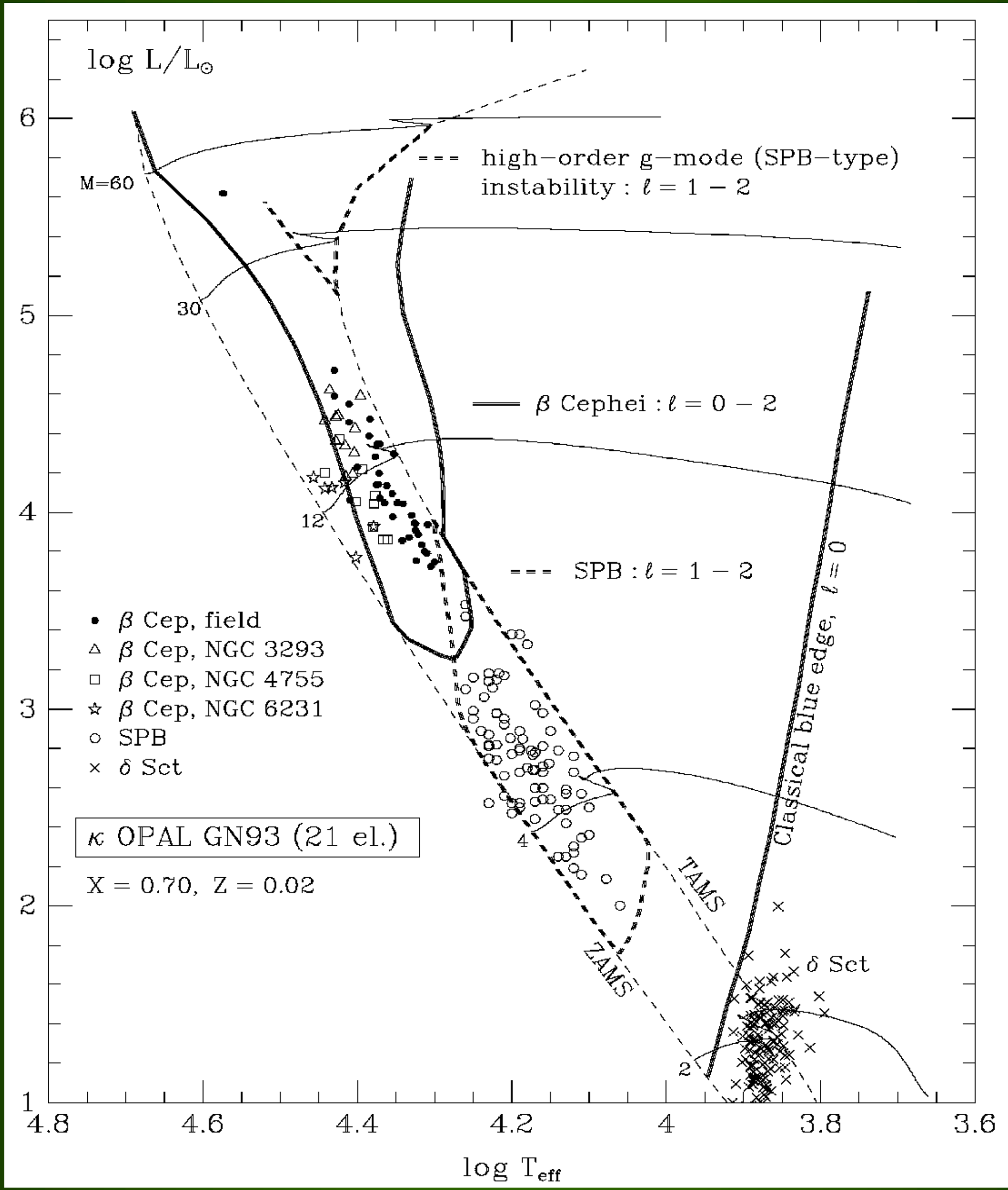


Różnice między OPAL i OP dla modelu β Cep (M=12M☉ , logT_{eff}= 4.24) dla fundamentalnego modu radialnego. Mod ten jest niestabilny tylko dla OPAL.



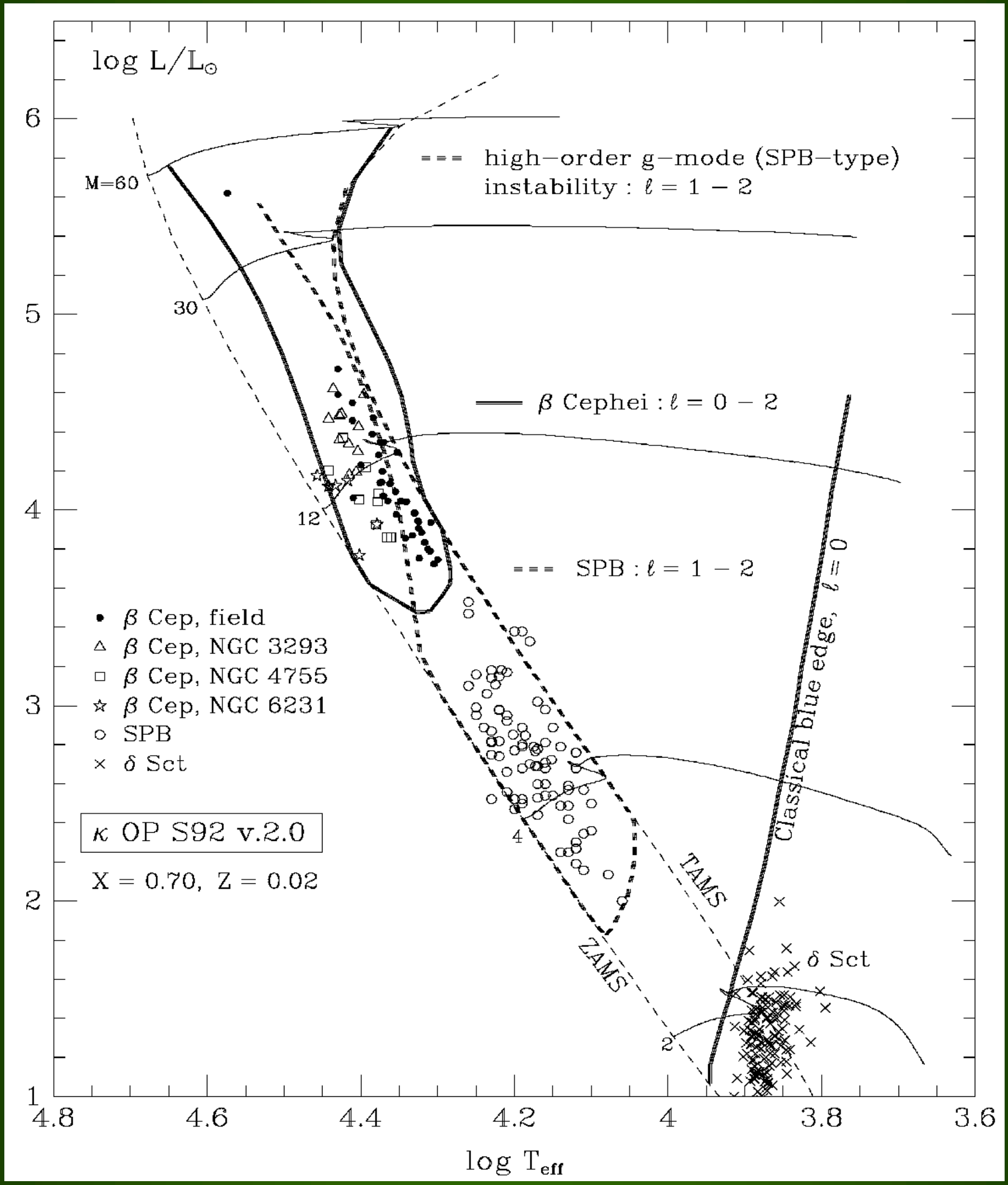
Dziembowski (1994)

Obszary niestabilności wyliczone z tablicami OPAL (1996)



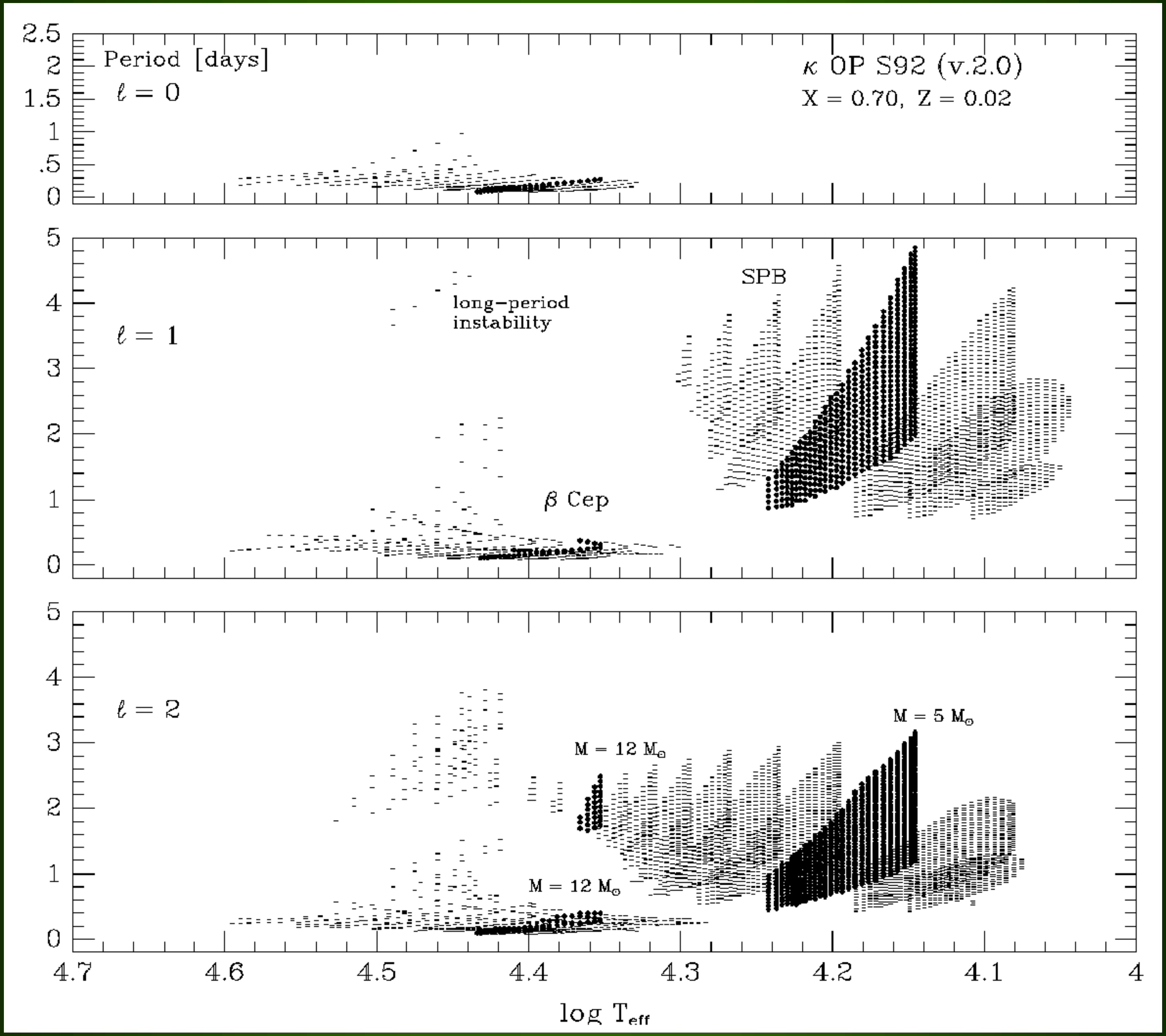
Pamyatnykh 1999, AcA 49, 119

Obszary niestabilności wyliczone z tablicami OP (1996)



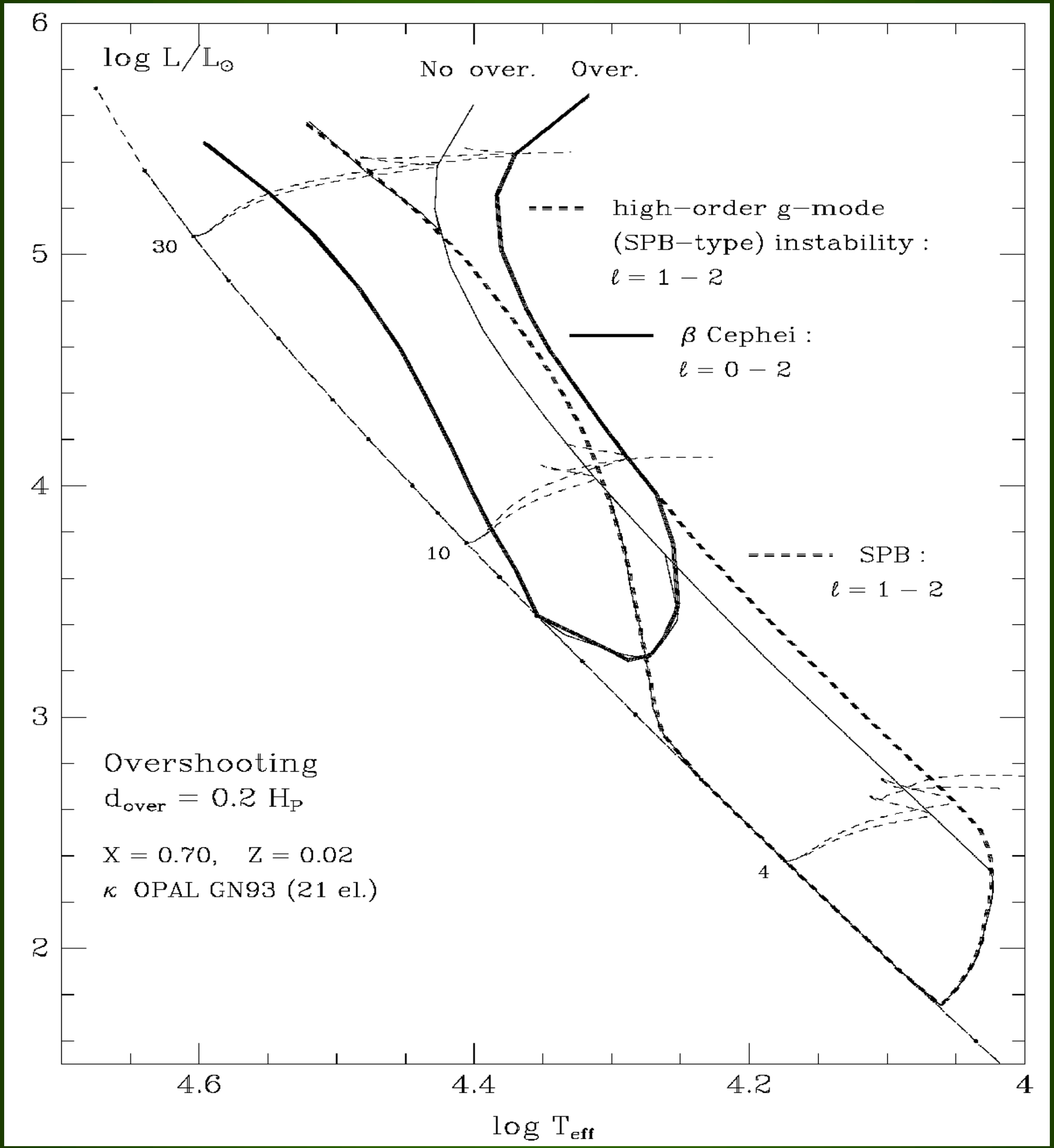
Pamyatnykh 1999, AcA 49, 119

Okresy modów niestabilnych w obszarze β Cep i SPB



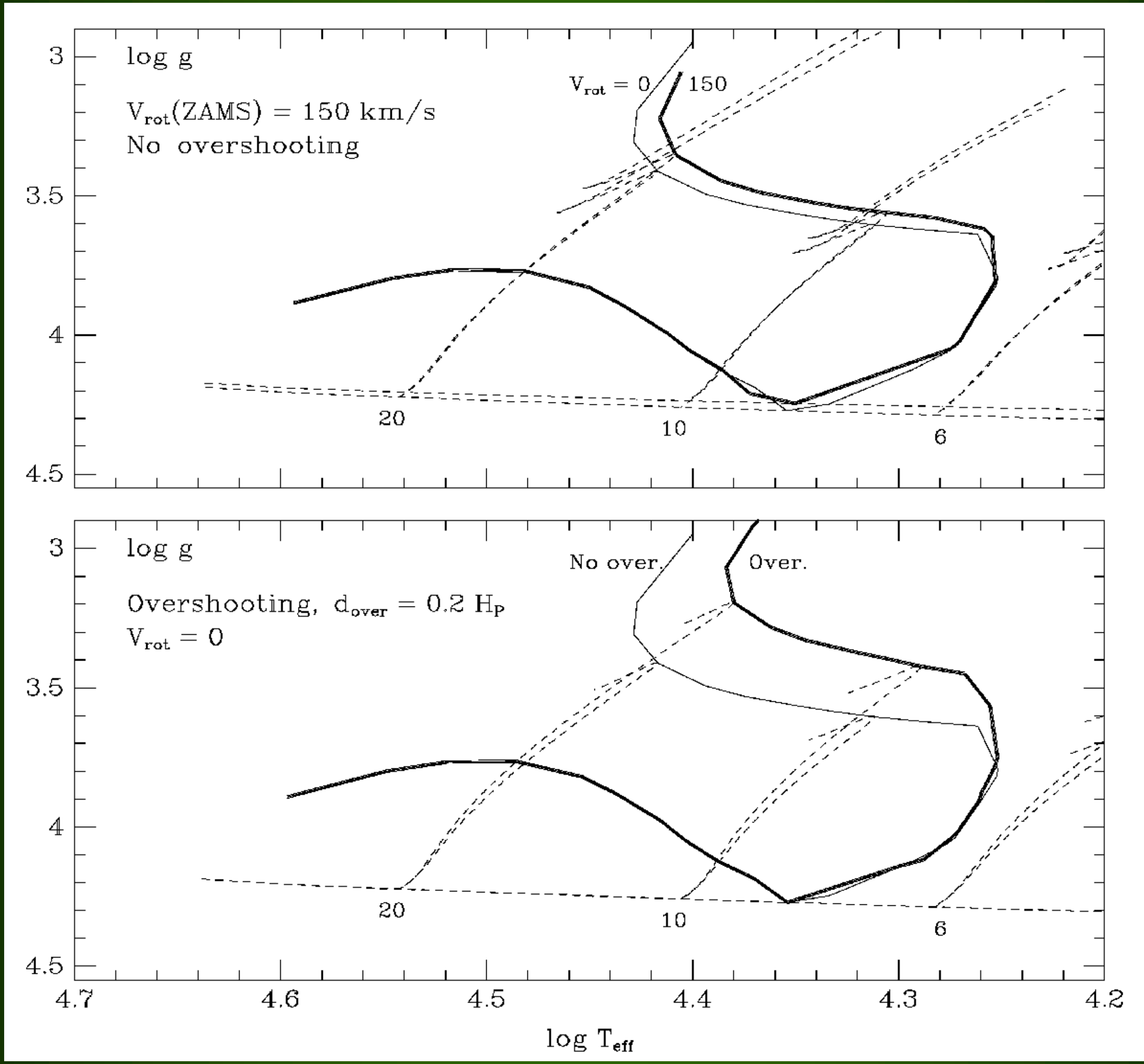
Pamyatnykh 1999, AcA 49, 119

Wpływ przestrzeliwania konwektywnego na obszary niestabilności.



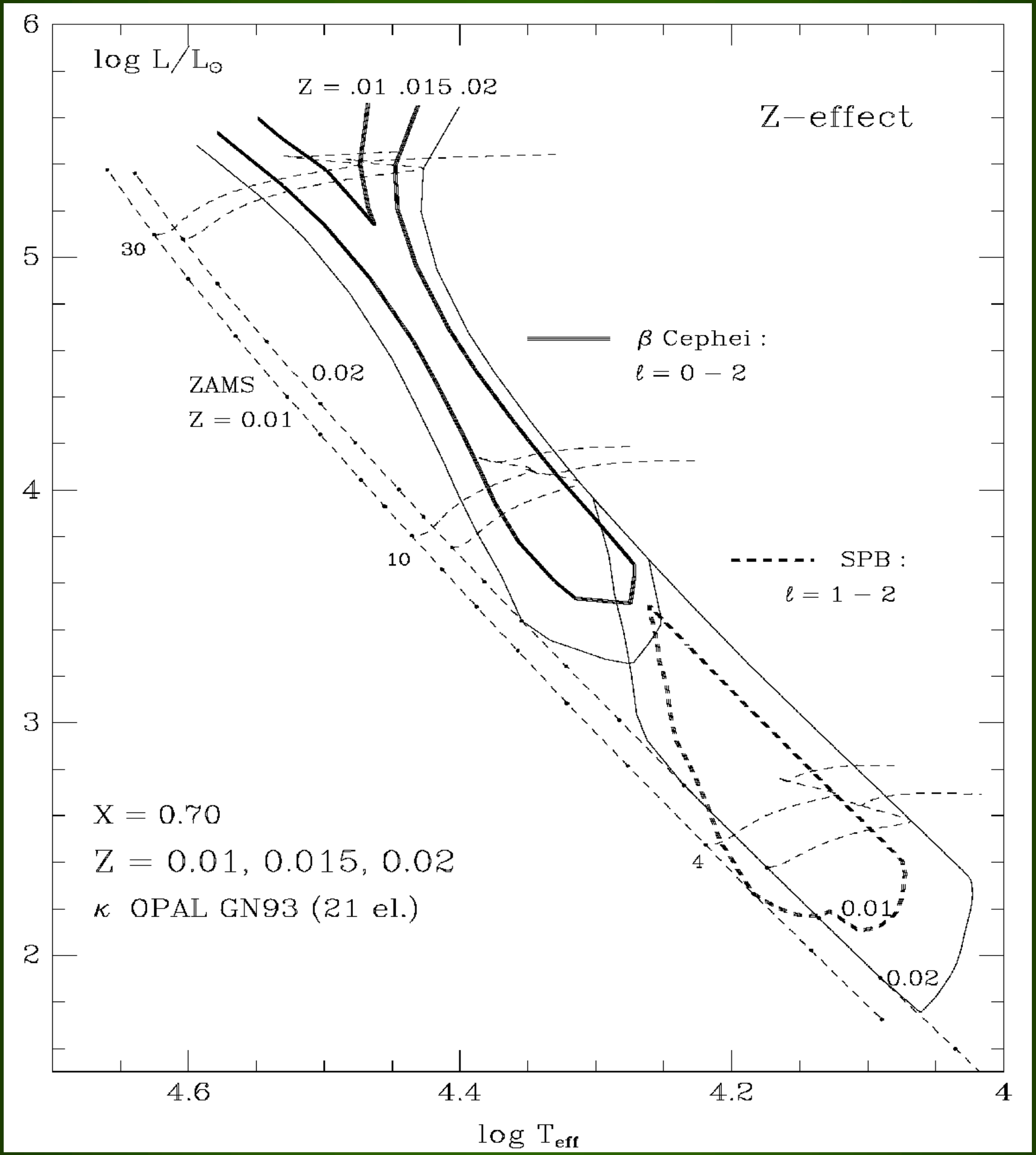
Pamyatnykh 1999, AcA 49, 119

Wpływ rotacji na obszary niestabilności β Cep.



Pamyatnykh 1999, AcA 49, 119

Efekt zmiany obfitości metali, Z.



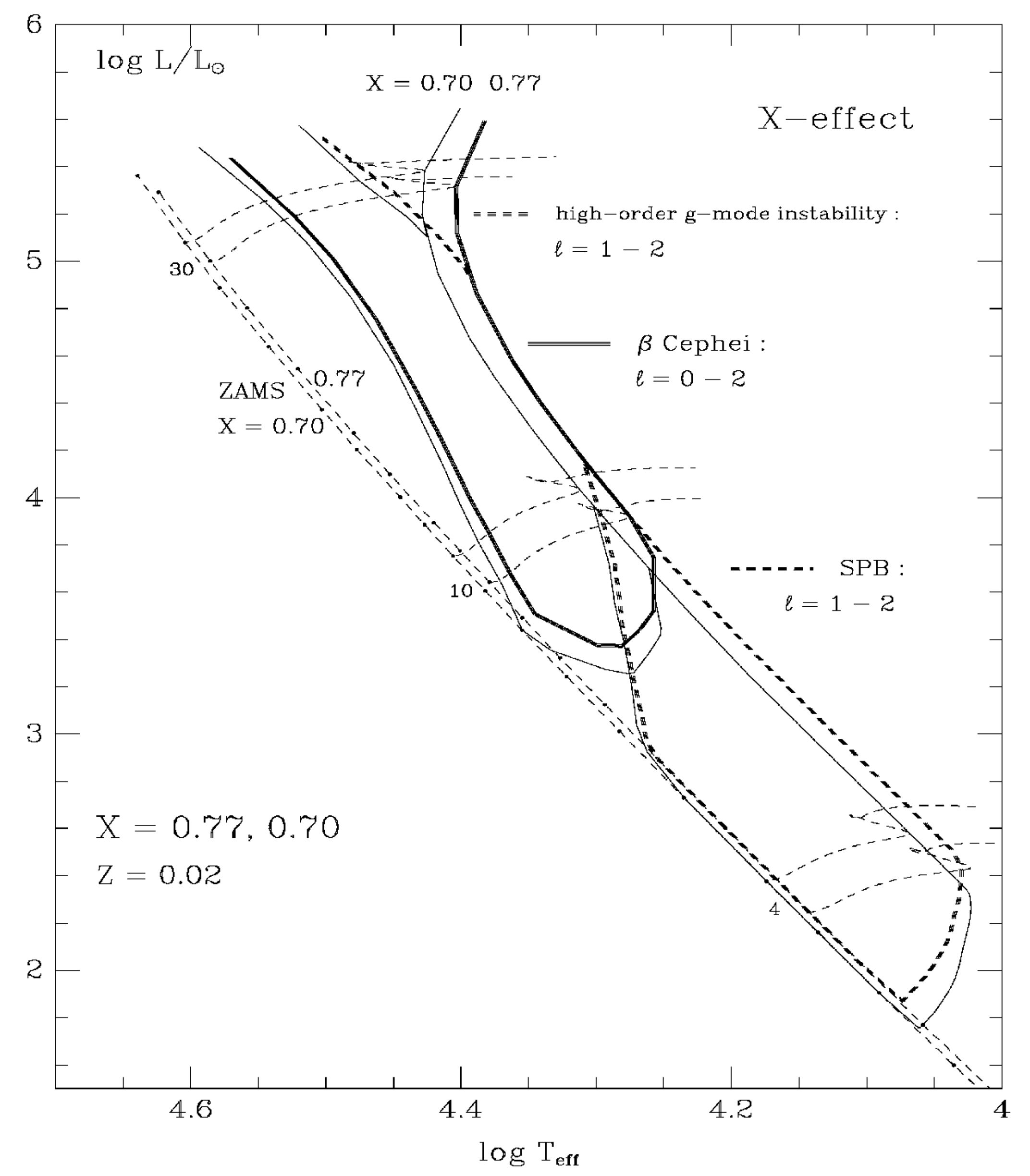
Pamyatnykh 1999, AcA 49, 119

Obfitość metali, Z, ma największy wpływ na obszary niestabilności gwiazd typu B.

Efekt ten jest dwojakiego rodzaju:

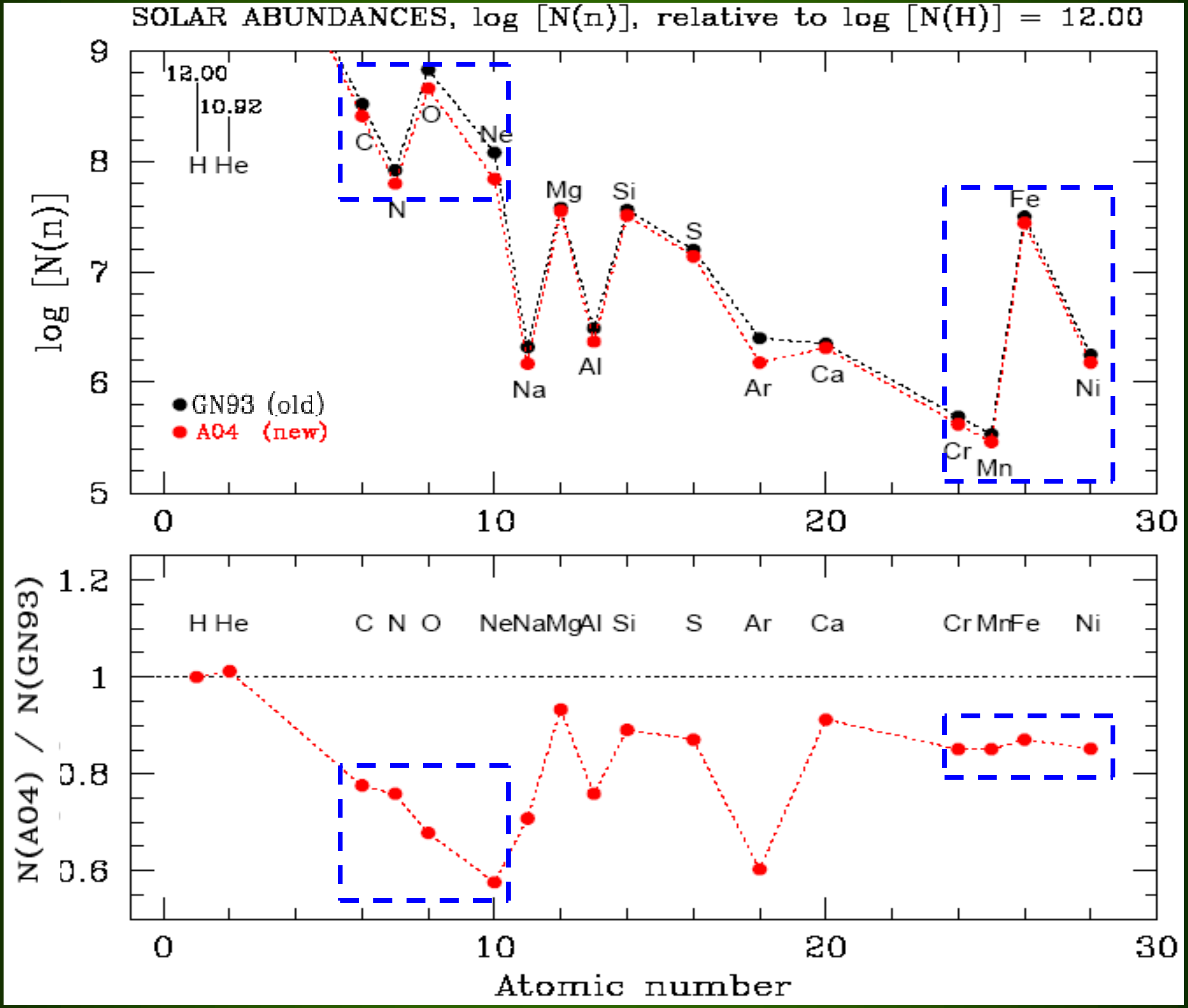
- **zmiana struktury gwiazdy i jej ewolucji**
- **zmiany efektywności mechanizmu napędzania**

Efekt zmiany początkowej obfitości wodoru, X.



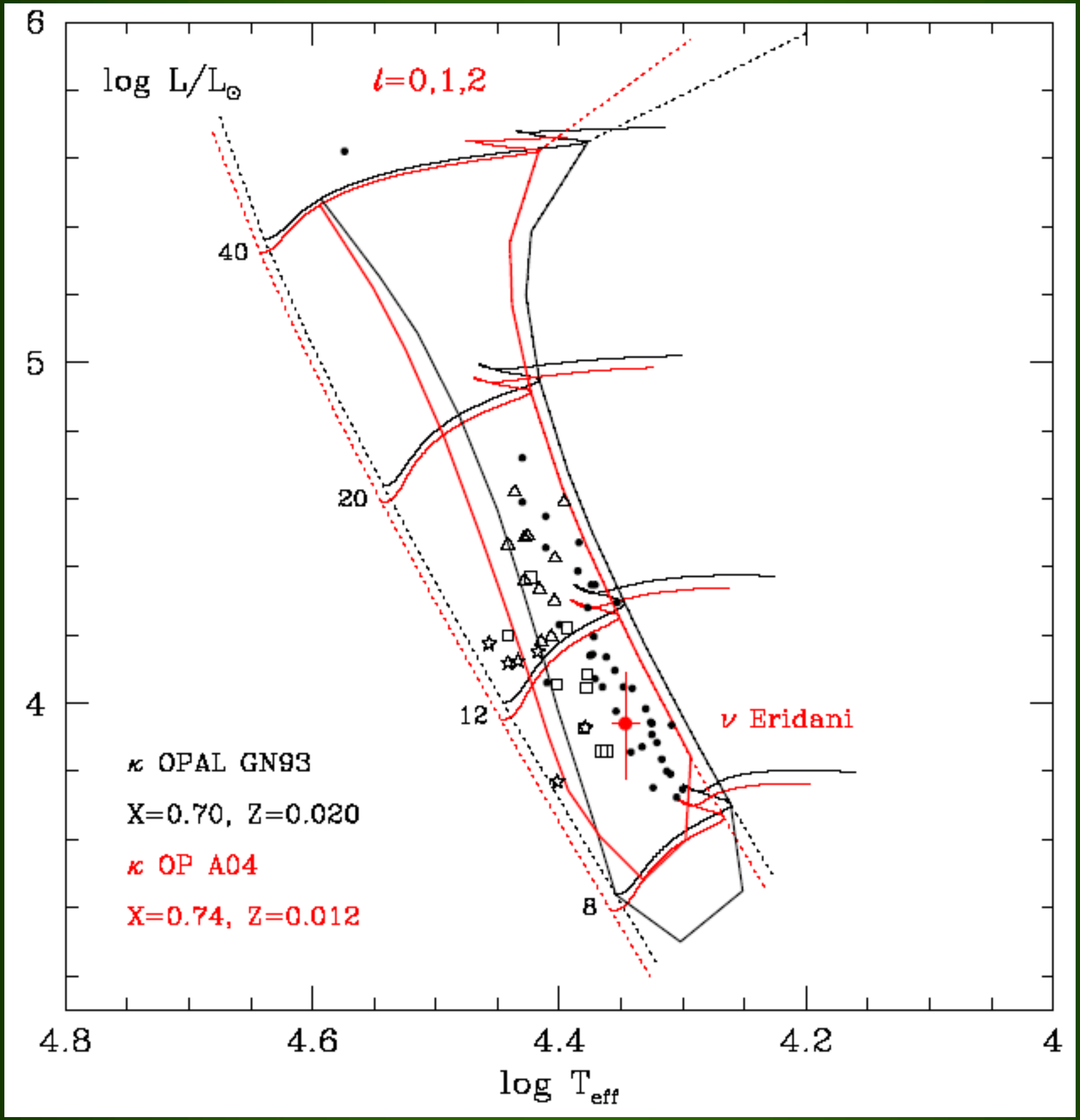
Pamyatnykh 1999, AcA 49, 119

Porównanie starego i nowszego składu chemicznego Słońca



A. A. Pamyatnykh

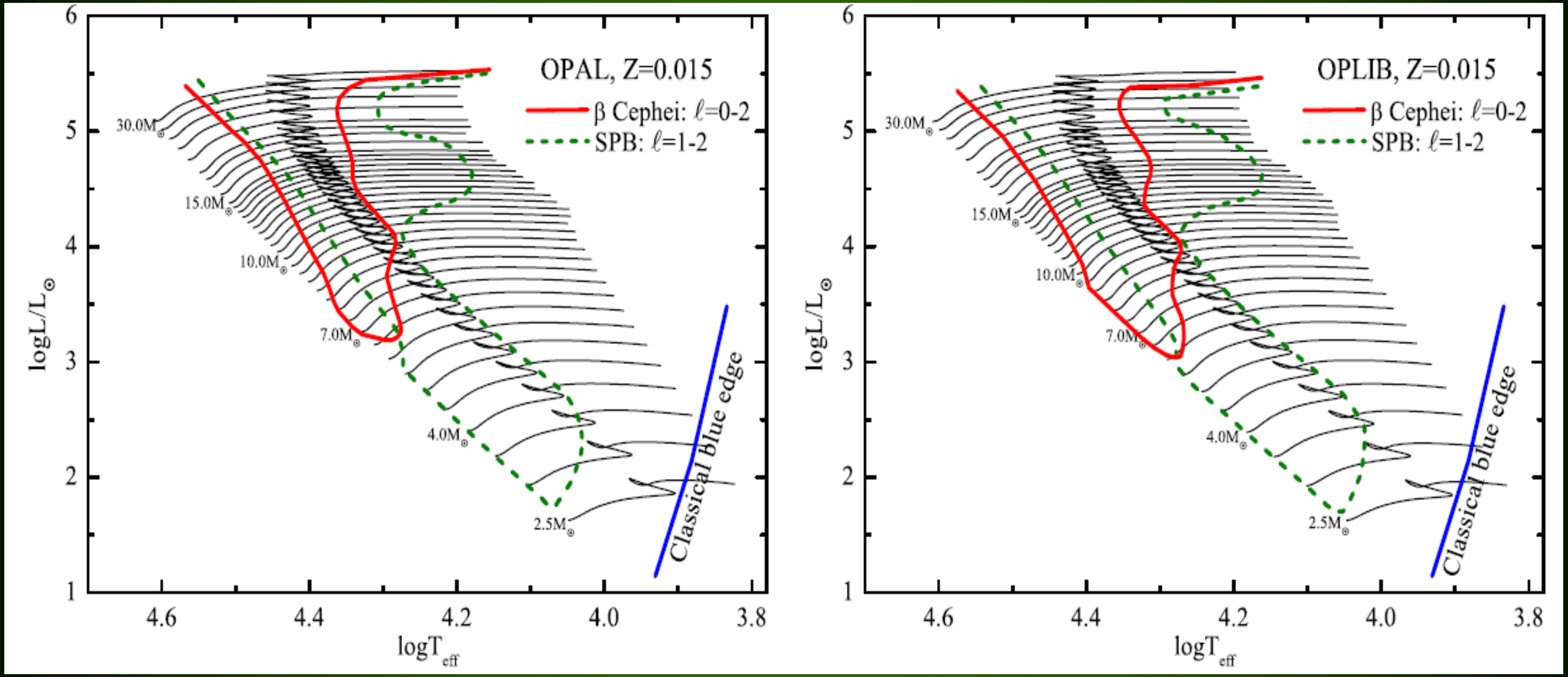
Porównanie obszaru niestabilności β Cephei:
κ OPAL GN93 Z=0.02 vs. κ OP A04 Z=0.012



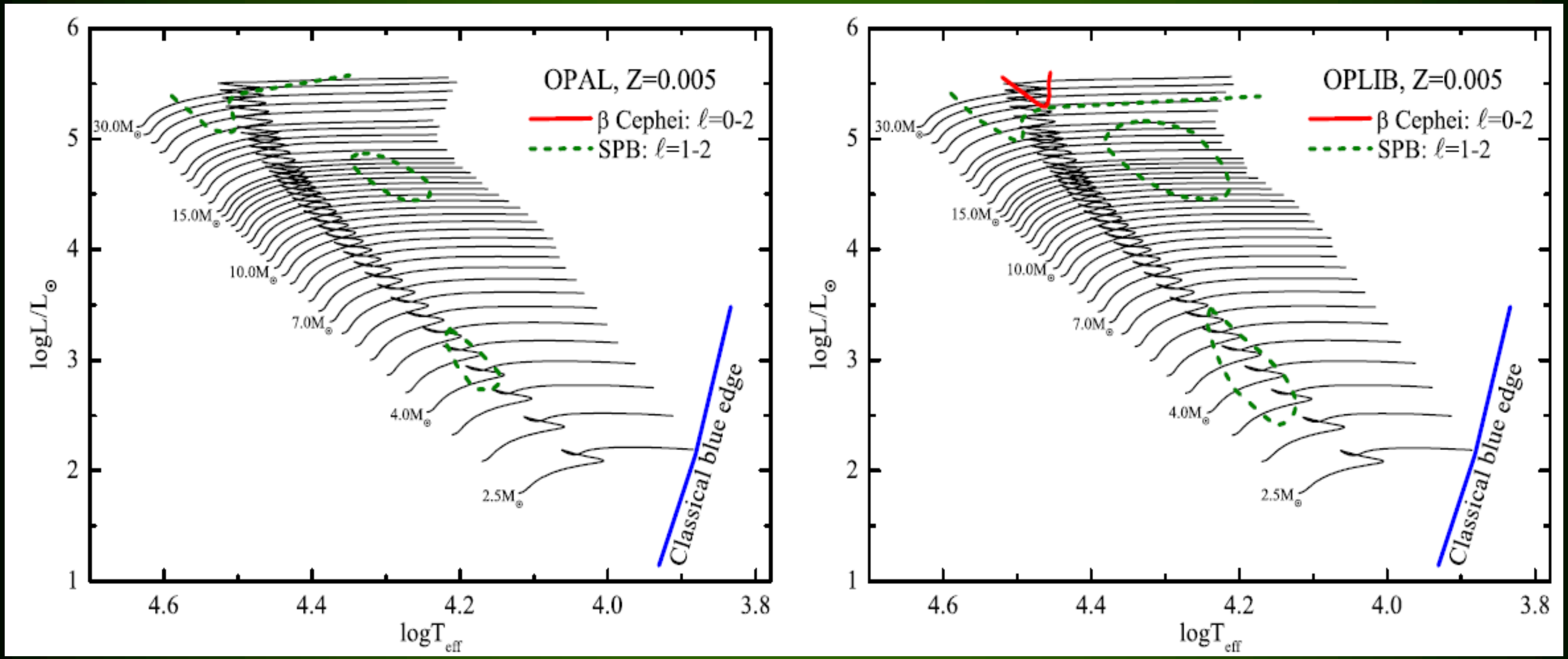
Pamyatnykh & Ziomek, 2007, CoAst 150, 207

Source	X	Y	Z	Z/X
Present-day photosphere:				
Anders & Grevesse (1989)[a]	0.7314	0.2485	0.0201	0.0274
Grevesse & Noels (1993)[a]	0.7336	0.2485	0.0179	0.0244
Grevesse & Sauval (1998)	0.7345	0.2485	0.0169	0.0231
Lodders (2003)	0.7491	0.2377	0.0133	0.0177
Asplund, Grevesse & Sauval (2005)	0.7392	0.2485	0.0122	0.0165
Lodders, Palme & Gail (2009)	0.7390	0.2469	0.0141	0.0191
Present work	0.7381	0.2485	0.0134	0.0181
Protosolar:				
Anders & Grevesse (1989)	0.7096	0.2691	0.0213	0.0301
Grevesse & Noels (1993)	0.7112	0.2697	0.0190	0.0268
Grevesse & Sauval (1998)	0.7120	0.2701	0.0180	0.0253
Lodders (2003)	0.7111	0.2741	0.0149	0.0210
Asplund, Grevesse & Sauval (2005)	0.7166	0.2704	0.0130	0.0181
Lodders, Palme & Gail (2009)	0.7112	0.2735	0.0153	0.0215
Present work	0.7154	0.2703	0.0142	0.0199

Asplund, Grevesse, Sauval &Scott 2009
ARA&A 47, 481



Walczak i in. 2015



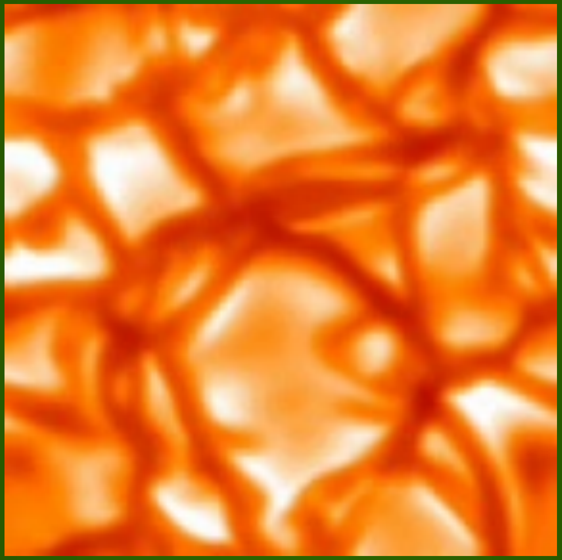
Walczak i in. 2015

STOCHASTYCZNE WZBUDZANIE OSCYLACJI

Oscylacje Słońca -- Leighton, Noyes & Simon (1962)

Jeśli uwzględnimy konwekcję, to z obliczeń pulsacyjnych dostajemy, że oscylacje leżące po chłodnej stronie klasycznego pasa niestabilności, w tym słoneczne, są liniowo stabilne.

Źródłem fal dźwiękowych jest stochastyczne pole prędkości w warstwach konwektywnych, gdzie ruch odbywa się z prędkością bliską c_s (Lighthill 1952, Stein 1967).



Oscylacje słoneczne są **drganiami tłumionymi** wzbudzanymi przez **konwekcję**.

Główny efekt wzbudzania zachodzi w cienkiej warstwie podfotosferycznej , gdzie prędkości są zbliżone do c_s .

Rozkład amplitudy, *A(t)*, danego modu oscylacji opisuje równanie oscylatora tłumionego:

$$\frac{\mathrm{d}^2 A}{\mathrm{d}t^2} + 2\eta\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t} + \omega_0^2 A = f(t)$$

f(t) - siła wymuszająca

η - liniowe tempo tłumienia, $\eta = -\omega_I$

Transformata Fouriera:

$$\tilde{A}(\omega) = \int A(t)e^{i\omega t}\mathrm{d}t\,, \qquad \tilde{f}(\omega) = \int f(t)e^{i\omega t}\mathrm{d}t$$

Z równania na poprzednim slajdzie mamy:

$$-\omega^2\tilde{A} - 2i\eta\omega\tilde{A} + \omega_0^2\tilde{A} = \tilde{f}$$

Rozkład widma mocy oscylatora

$$P(\omega) = |\tilde{A}(\omega)|^2 = \frac{|\tilde{f}(\omega)|^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\eta^2\omega^2}$$

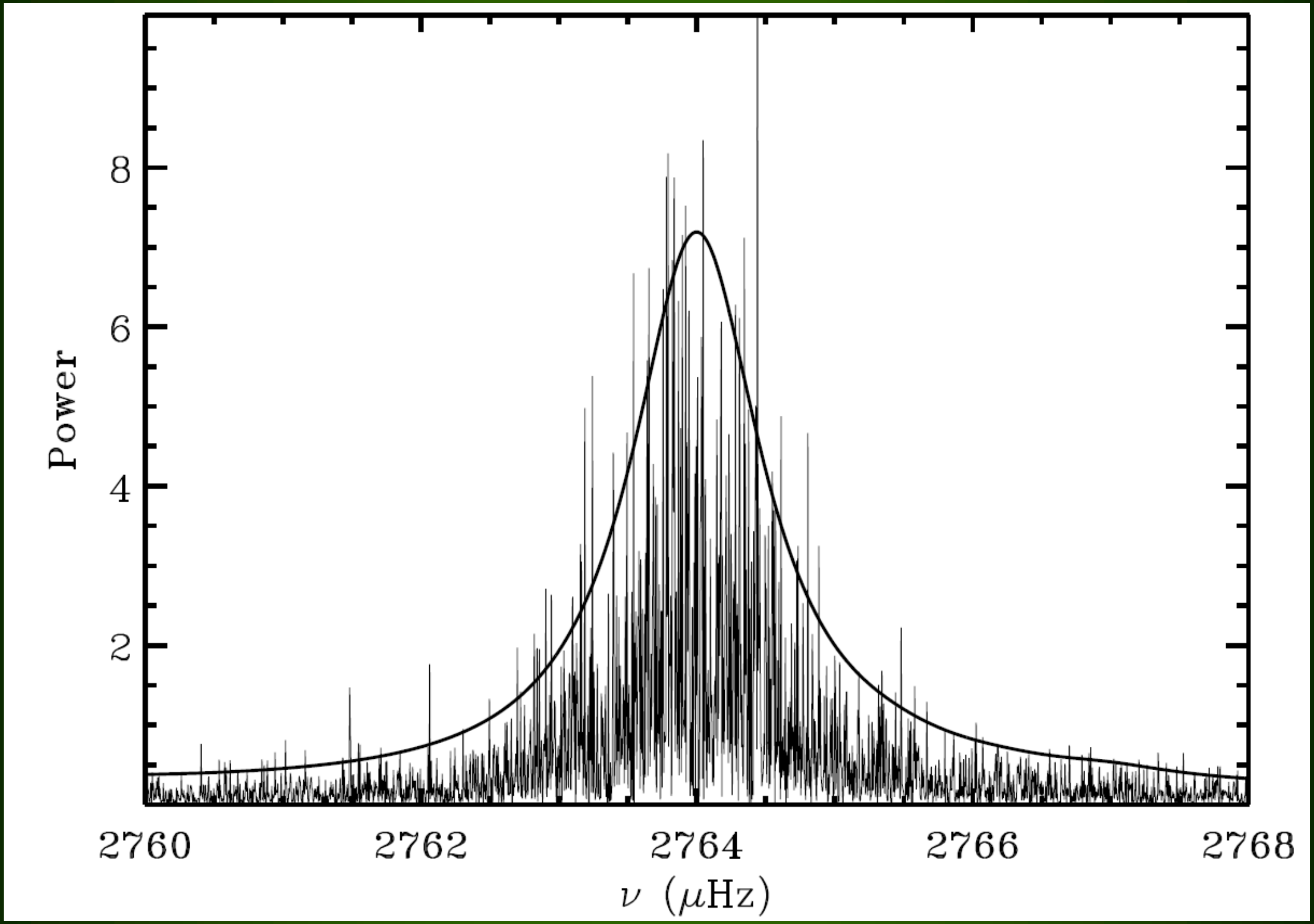
Rozkład widma mocy w okolicy ω_0:

$$\langle P(\omega)\rangle \simeq \frac{1}{4\omega_0^2}\frac{\langle P_f(\omega)\rangle}{(\omega-\omega_0)^2+\eta^2}\ ,$$

$<P_f(\omega)>$ średnia siły wymuszajacej

$<P_f(\omega)>$ jest wolnozmienną funkcją częstotliwości, więc dostajemy profil Lorentza, o szerokości wyznaczonej przez tempo tłumienia η.

Widmo oscylacji słonecznych modu radialnego na podstawie obserwacji dopplerowskich BiSON (Birmingham Solar Oscillation Network)



J. Christensen-Dalsgaard

Jeśli czas obserwacji modu jest krótki
w porównaniu z czasem tłumienia, η^{-1},
to rozkład energii jest eksponencjalny

$$p(E)\mathrm{d}E = \langle E \rangle^{-1} \exp(-E/\langle E \rangle)\mathrm{d}E$$

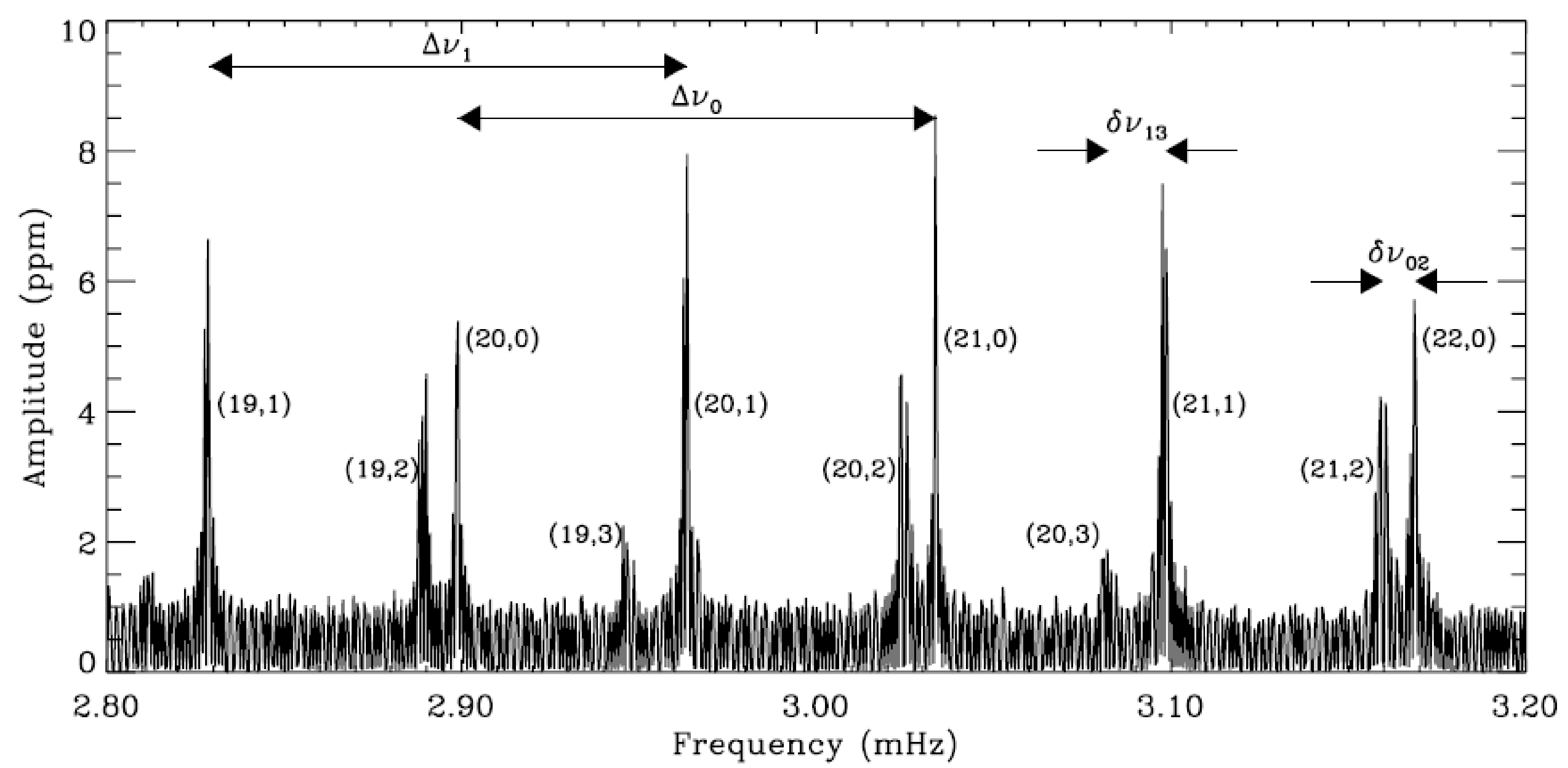
$E \sim A^{1/2}$

<E> energia średnia

Oscylacje na Słońcu:

- amplitudy zmian jasności: ~2 μmag
- amplitudy zmian prędkości radialnej pojedynczego modu oscylacji: ~20 cm/s
- okresy oscylacji: 3-15 min
- średni czas życia: dni, tygodnie (godziny- miesiące)
- liczba modów: rzędu 10^6-10^7
- z tego ponad 250 000 zostało zidentifikowanych
- maksymalny amplituda globalna ~1km/s

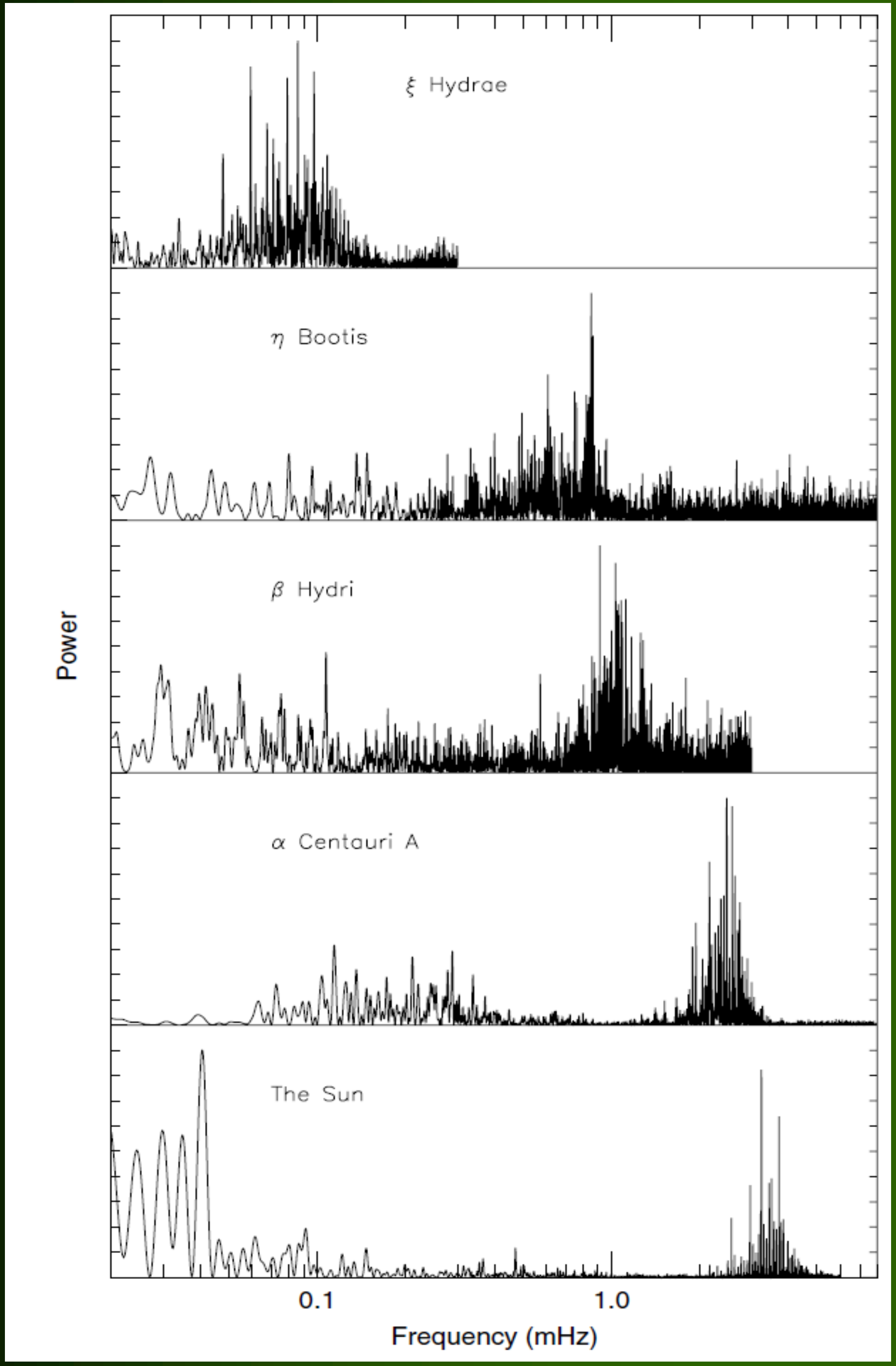
Powiększenie małego kawałka widma oscylacji Słońca. Liczby przy pikach oznaczają wartości (n,ℓ). Δν - duże odstępy, δν - małe odstępy.



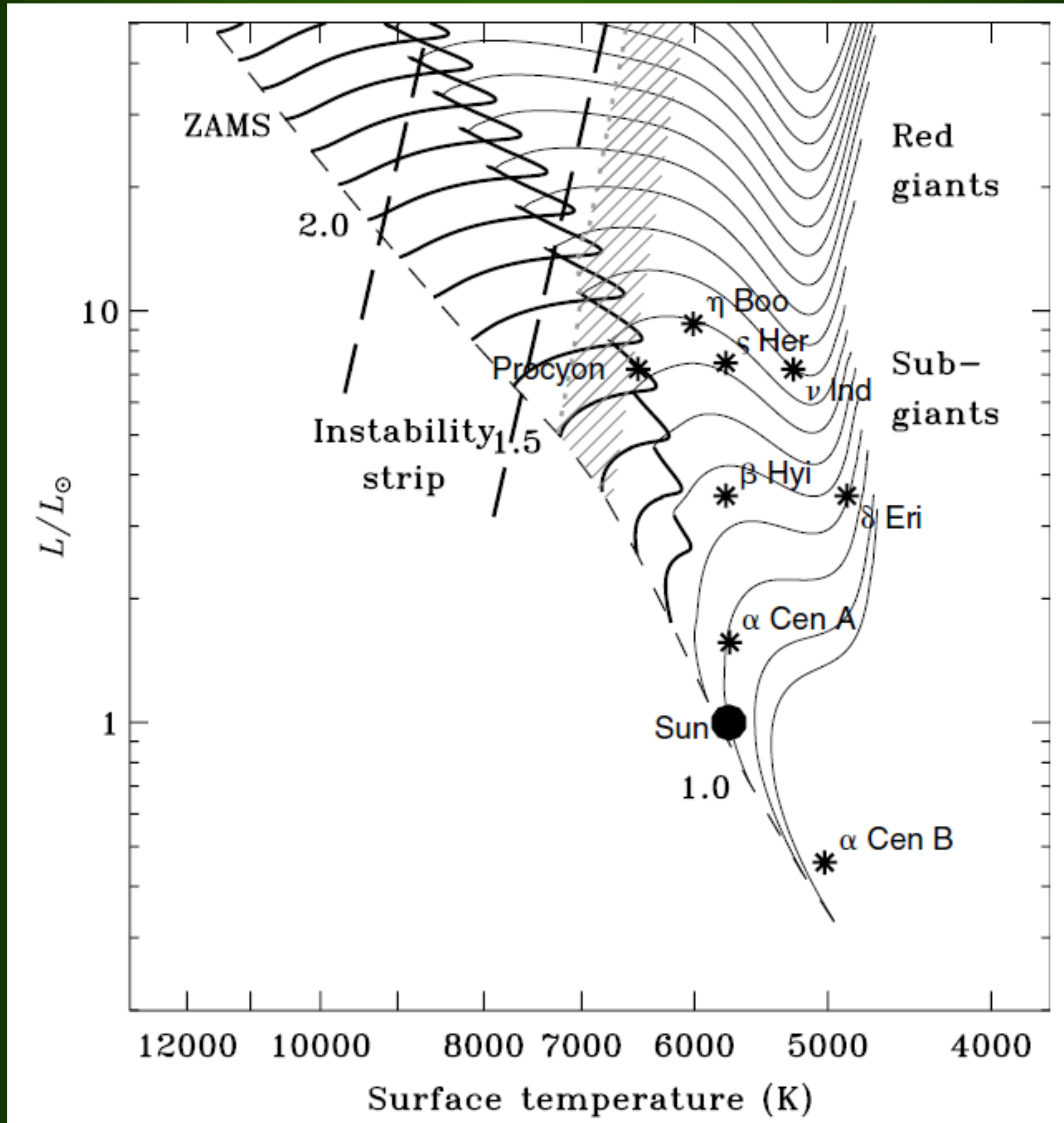
Pomiary wielkości Δν i δν dają informację odpowiednio o średniej gęstości i składzie chemicznym jądra.

Bedding & Kjeldsen, 2003, PASA, 20, 203

„solar-like oscillations" - oscylacje wzbudzane stochastycznie przez turbulentną konwekcję

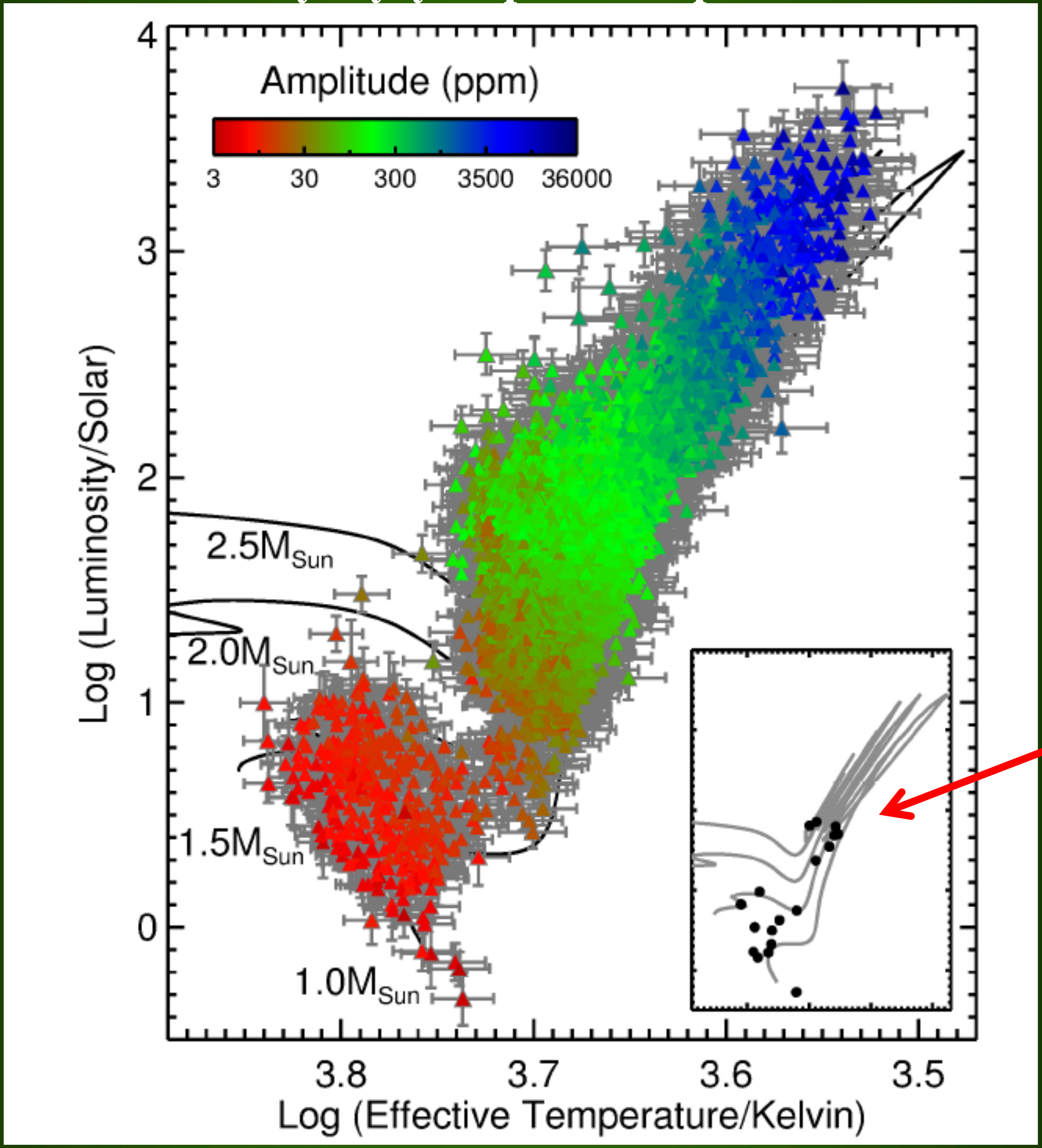


Bedding & Kjeldsen, 2003, PASA, 20, 203



Bedding & Kjeldsen, 2003, PASA, 20, 203

Gwiazdy z wykrytymi oscylacjami typu słonecznego wykrytymi przez Keplera



~2008
przed CoRoT

Huber 2016