

Oscylacje hybrydowe gwiazd typu B ciągu głównego



Tomash Zdravkov
Centrum Astronomiczne im. M. Kopernika
Polska Akademia Nauk

2013

Praca Doktorska

pod kierunkiem prof. dr hab. Aleksieja A. Pamiatnych

Codziennie trzeba starać się wykraczać poza swoje możliwości.

Oyama Masutatsu

Ku pamięci przyjaciela

Podziękowania

Na wstępie chciałbym podziękować opiekunowi naukowemu Aleksiejowi A. Pamiatnych, za dogłębne i krytyczne uwagi odnośnie pracy naukowej. Dzięki Jego pomocy merytorycznej i formalnej stało się możliwe napisanie poniższej rozprawy doktorskiej.

Dziękuję również grupie z Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu Adama Mickiewicza: Monice Fagas, Wojtkowi Dimitrov, Wojtkowi Borczykowi, Krzysztofowi Kamińskiemu, Natalii Żywuckiej oraz pozostałym niewymienionym osobom prowadzącym obserwacje i redukcję widm obiektów γ Peg, ι Her i ζ Cas. Dodatkowe podziękowania składam Monice Fagas za żmudne zaplanowanie programów obserwacyjnych oraz możliwość wykorzystania skryptów podczas indywidualnej redukcji części widm gwiazd. Dziękuję Aleksandrowi Schwarzenberg-Czernemu za udostępnienie kodu ZUZA do analizy ciągów czasowych. Chciałbym także podziękować Patrykowi Lenz za cenne uwagi i wskazówki odnośnie analizy fourierowskiej uzyskanych krzywych prędkości radialnych, jak i odnośnie kodu Period04.

Spis treści

1	Wprowadzenie	1
2	Gwiazdy typu B ciągu głównego	5
2.1	Zmienność typu β Cephei	5
2.2	Zmienność typu SPB	7
3	Nieprzezroczystości gwiazdowe	8
3.1	Mechanizm wzbudzania pulsacji	8
3.1.1	Nieprzezroczystość materii	8
3.1.2	Średnia Rosseland'a	9
3.1.3	Warunki dla wzbudzania pulsacji	11
3.2	Obfitości pierwiastków chemicznych	13
3.2.1	Mieszanki chemiczne	13
3.2.2	Słońce a pobliskie gwiazdy	17
3.3	Biblioteki nieprzezroczystości	21
3.3.1	Projekt OPAL	21
3.3.2	Projekt OP	22
3.3.2.1	<i>The Opacity Project</i>	22
3.3.2.2	Przygotowanie tablic nieprzezroczystości	23
3.4	Nieprzezroczystości OPAL i OP	25
3.5	Modyfikacje składów chemicznych	28
3.5.1	Neon i Argon	28
3.5.2	Żelazo i Nikiel	33
3.5.3	Efekty zmian obfitości pierwiastków	36
4	Domeny niestabilności	38
4.1	Metodyka obliczeń	38
4.1.1	Ewolucja modeli gwiazdowych	38
4.1.2	Oscylacje modeli gwiazdowych	39
4.1.3	Właściwości modów oscylacji	40

4.2	Domeny niestabilności	42
4.2.1	Domeny typu β Cephei	42
4.2.2	Domeny typu SPB	47
4.3	Obserwacyjne katalogi gwiazd typu B	54
4.3.1	Gwiazdy typu β Cephei	54
4.3.2	Gwiazdy typu SPB	61
5	Hybrydowe pulsacje typu β Cep / SPB	69
5.1	Model gwiazdy hybrydowej	69
5.2	Gwiazdy hybrydowe	74
5.2.1	Domeny niestabilności pulsacji hybrydowych	74
5.2.2	Znane gwiazdy hybrydowe	75
5.2.3	Gwiazdy ASAS	82
5.2.4	Hybrydy w gromadach	85
5.3	Widma oscylacji wybranych gwiazd	99
5.3.1	12(DD) Lacertae	99
5.3.2	ν Eridani	100
5.3.3	γ Pegasi	104
5.3.3.1	Pełne widmo oscylacji	104
5.3.3.2	Dane fotometryczne	106
5.3.3.3	Dane spektroskopowe	111
5.3.4	ι Herculis	118
5.3.4.1	Period04	119
5.3.4.2	ZUZA	121
5.3.5	ζ Cassiopeiae	122
5.3.5.1	Period04	125
5.3.5.2	ZUZA	127
6	Astrosejsmologia wybranych gwiazd	130
6.1	Modele sejsmiczne	130
6.2	Zmiany nieprzezroczystości	131
6.3	ν Eridani	132
6.3.1	Modele bez zmian nieprzezroczystości	132
6.3.2	Modele ze zmianami nieprzezroczystości	136
6.3.3	Dyskusja wyników	143
6.4	γ Pegasi	145
6.4.1	Modele bez zmian nieprzezroczystości	145
6.4.2	Modele ze zmianami nieprzezroczystości	151
6.5	Najlepszy model γ Peg	154

6.5.1	Model z jednorodną rotacją	154
6.5.2	Astrosejsmologia zespolona	159
6.5.3	Dyskusja wyników	164
6.6	ι Herculis	165
6.6.1	Modele OPAL i OP A09	165
6.7	ζ Cassiopeiae	166
6.7.1	Modele OP A09	169
7	Podsumowanie	172
A	Katalog gwiazd typu β Cep	177
B	Katalog gwiazd typu SPB	181
C	Prędkości radialne: γ Peg	185
	Referencje	203

Rozdział 1

Wprowadzenie

Praca poświęcona jest badaniom pulsacji gwiazd typu B ciągu głównego. Gwiazdy te mają temperatury efektywne od 13 000 do 30 000 K, a masy w przybliżeniu od 3 do 20 M_{\odot} . W podanym przedziale temperatur na ciągu głównym wyodrębnia się dwie grupy gwiazd pulsujących: typu β Cephei i wolno pulsujące typu B (SPB). Pierwsza grupa charakteryzuje się oscylacjami o okresach rzędu kilku godzin, natomiast druga grupa oscylacje o okresach rzędu kilku dni. Mechanizm wzbudzania pulsacji w tych gwiazdach przez lata był nieznanym, w przeciwieństwie do gwiazd z klasycznego pasa niestabilności (δ Cep, RR Lyr, δ Sct). Pulsacje gwiazd w klasycznym pasie niestabilności wzbudzone są poprzez tzw. mechanizm κ . Mechanizm ten związany jest ze zmianami współczynnika nieprzezroczystości w warstwach częściowej jonizacji wodoru i helu, która osiąga lokalne maksima, odpowiednio przy temperaturach $\sim 10\,000$ K i $\sim 50\,000$ K. Odwrócenie gradientu współczynnika nieprzezroczystości przy tych temperaturach powoduje, że przepływający przez te warstwy strumień energii promieniowania efektywniej zatrzymywany jest podczas kontrakcji gwiazdy. W celu zrównoważenia zgromadzonego ciepła gwiazda ekspanduje, powodując wypromieniowanie strumienia energii z warstwy częściowej jonizacji. Amplituda oscylacji rośnie wzbudzając pulsacje, powtarzając ponownie cały cykl. Mechanizm ten, tłumaczący pulsacje w klasycznych Cefeidach po raz pierwszy zaproponował [Zhevakin \(1953\)](#) i szczegółowo opisany później przez [Baker and Kippenhahn \(1962\)](#). Jednakże, dla gwiazd typu B ciągu głównego mechanizm κ w obszarze częściowej jonizacji helu nie powodował odpowiednio dużej niestabilności pulsacyjnej.

Do teoretycznych obliczeń współczynnika nieprzezroczystości powszechnie stosuje tak zwaną średnią Rosseland'a (oznaczany jako κ_R), która związana jest z całkowitym strumieniem energii promieniowania. Jedne z pierwszych obliczeń współczynnika κ_R skupiały się na uwzględnieniu przez [Cox and Stewart \(1962\)](#), absorpcji wynikającej z procesów związanych - związanych. Kontynuacje i rewizje obliczeń nieprzezroczystości Los Alamos (LAOL - Los Alamos Opacity Library) doprowadziły do wyników [Cox and Tabor \(1976\)](#) i [Huebner et al. \(1977\)](#), ważnych w zrozumieniu ewolucji gwiazdowej. Pomimo aktualizacji

tablic nieprzezroczystości, modele pulsacyjne gwiazd typu β Cep wciąż nie odpowiadały wynikom obserwacyjnym. [Stellingwerf \(1978a\)](#) badał destabilizujący efekt granicy drugiej jonizacji helu, odpowiedzialnej za garb nieprzezroczystości przy temperaturze 150 000 K w tablicach LAOL. Mechanizm ten jest najefektywniejszy w obszarze temperatur diagramu HR, gdzie znajdują się obserwowane gwiazdy typu β Cep. W celu uzyskania niestabilności w modelach, określanych jako standardowe, wprowadzony został sztuczny wzrost współczynnika nieprzezroczystości o 70% w zakresie temperatur $10^5 - 4 \times 10^5$ K. Autor wskazał, iż dane LAOL mogą nie doceniać efektu jonizacji HeII albo inny mechanizm napędzający jest obecny w badanym obszarze temperatur. Nieco później, [Simon \(1982\)](#) zauważył, że zwiększenie nieprzezroczystości metali o czynnik 2 – 3 przy temperaturach $10^5 - 10^6$ K w modelach klasycznych Cefeid odtwarzało obserwowane stosunki okresów dla ewolucyjnych mas i jasności. Zasugerował więc, że nieprzezroczystości mogą być rzeczywiście niedoszacowane dla temperatur powyżej 10^5 K. Rozważał także, iż może to być spowodowane przybliżeniami w obliczeniach procesów absorpcji fotonów przez pierwiastki ciężkie. Problem brakującej nieprzezroczystości rozwiązany został wraz z pojawieniem się tablic nieprzezroczystości OPAL, [Rogers and Iglesias \(1992\)](#) i [Iglesias and Rogers \(1996\)](#). Nowe wyniki uwzględniają znaczący wkład do nieprzezroczystości, pochodzący od bardzo dużej liczby linii przejść wewnątrz - powłokowych w wzbudzonych jonach metali z grupy żelaza (Fe, Cr, Ni, Mn). Powoduje to wzrost współczynnika nieprzezroczystości nawet trzykrotnie w porównaniu do danych LAOL, z lokalnym maksimum przy temperaturze około 200 000 K. Analogicznie jak w Cefeidach pulsacje w gwiazdach typu B ciągu głównego wzbudzone są mechanizmem κ , lecz działającym w głębszych warstwach otoczki. Podobne wyniki przy obliczaniu κ_R uzyskane zostały niezależnie przez grupę The Opacity Project (OP), [Seaton et al. \(1994\)](#) i uaktualnione w [Seaton \(2005\)](#). Wyniki obliczeń OPAL i OP różnią się na poziomie kilku procent dla niektórych zakresów gęstości i temperatur, między innymi dla warunków wewnątrz gwiazd typu B ciągu głównego.

Z pojawieniem się tablic OPAL, wyjaśniony został problem z istnieniem pulsacji w gwiazdach typu B ciągu głównego, szczegółowo analizowanych przez [Cox et al. \(1992\)](#), [Kiriakidis et al. \(1992\)](#), [Moskalik and Dziembowski \(1992\)](#) i [Dziembowski et al. \(1993\)](#). Wpływ różnic pomiędzy tablicami OPAL i OP na modele gwiazd typu β Cep i SPB został szczegółowo rozpatrzony w pracy [Pamyatnykh \(1999\)](#). Szczegóły aktualizacji tablic OP [Badnell et al. \(2005\)](#) opisują nadwyżkę nieprzezroczystości OP nad OPAL o około 18% przy temperaturze 200 000 stopni. Efekt ten badany był między innymi przez [Miglio et al. \(2007a\)](#) i [Pamyatnykh and Ziomek \(2007\)](#). Dodatkowo, aktualizacja tablic OP zbiegła się z pojawieniem się dokładniejszych wyznaczeń składu chemicznego Słońca. Zastosowanie trójwymiarowego modelu hydrodynamicznego przez [Asplund et al. \(2005\)](#) doprowadziło do obniżenia obfitości pierwiastków ciężkich. W porównaniu ze starszymi wyznaczeniami [Grevesse and Noels \(1993\)](#), o około 40% obniżone są obfitości C, N, O, Ne

i około 20% dla pierwiastków z grupy żelaza. W ostatnich kilku latach stały się dostępne nowsze wyznaczenia składu chemicznego, [Lodders et al. \(2009\)](#) i [Asplund et al. \(2009\)](#). Pomimo znacznego obniżenia metaliczności obliczenia teoretyczne wskazują na większą liczbę pulsacji wzbudzanych w modelach, w porównaniu do wyników Miglio et al. dla składu Grevesse & Noels.

Domeny niestabilności dla gwiazd typu β Cep i SPB nakładają się na siebie dla mas modeli powyżej około $7 M_{\odot}$. Domeny dla tablic OPAL również posiadają tę cechę, lecz zajmują znacząco mniejszy obszar ciągu głównego. W miejscu, gdzie dwie domeny nakładają się, modele ewolucyjne przewidują jednoczesne występowanie pulsacji obu typów. W rozważanych w niniejszej pracy gwiazdach hybrydowych obserwuje się oscylacje o okresach od kilku godzin (typu β Cep) do kilku dni (typu SPB) i amplitudach pulsacji typowo rzędu kilkudziesięciu mili magnitudo (mmag). Obliczenia teoretyczne przewidują dużą liczbę modeli mających cechy hybrydowych pulsacji, w porównaniu do kilkunastu potwierdzonych obiektów. Ale coraz więcej obiektów tego typu odkrywa się na podstawie analizy obserwacji z satelitarnych. Dla przykładu [Balona et al. \(2011\)](#) znajdują siedem nowych gwiazd hybrydowych, analizując dane obserwacyjne z satelity Kepler. Mieszany charakter pulsacji okazuje się dużym wyzwaniem dla teorii i wskazuje na występowanie problemów, między innymi z niestabilnością obserwowanych modów oscylacji.

Poniższa praca skupia się na grupie hybrydowych gwiazd pulsujących typu B ciągu głównego, ze szczególną astrosejsmologią dwóch gwiazd: ν Eri i γ Peg. Rozprawa składa się z siedmiu rozdziałów, rozpoczynająca się od rozdziału 1 - *Wprowadzenie*. Rozdział 2 podaje krótką charakterystykę obserwowanych pulsacji w gwiazdach typu β Cep i SPB. Rozdział 3 koncentruje się na opisie nieprzezroczystości materii wewnątrz gwiazd. Efekt tablic nieprzezroczystości (OPAL i OP) oraz składu chemicznego Słońca przedstawiony jest na przykładzie modeli ewolucyjnych o masach typowych dla badanych gwiazd typu β Cep i SPB. Dodatkowo, rozpatrywany jest wpływ zmian obfitości wybranych pierwiastków (Ne, Ar, Ni, Fe) w składzie chemicznym na współczynniki nieprzezroczystości danych OP, w funkcji temperatury i gęstości. Rozdział 4 podaje metodykę obliczeń ewolucyjnych i oscylacji dla gwiazd typu β Cep i SPB. Na podstawie otrzymanych wyników wyznaczone są odpowiednie domeny niestabilności i porównane na diagramach HR z obserwowanymi pozycjami wybranych gwiazd. W Rozdziale 5 porównane są hybrydowe domeny niestabilności (na podstawie wyników z Rozdziału 4) z obserwowanymi pozycjami znanych gwiazd hybrydowych i kandydatek. Porównanie wykonane jest na przykładzie gwiazd wykrytych ostatnio przez satelitę Kepler i kilkunastu gwiazd z gromad NGC 6910 oraz χ Per. Opisane są także kilka nowych gwiazd typu β Cep znalezionych w ramach projektu ASAS i wykazujących pulsacje hybrydowe. W dalszej części rozdziału szczegółowo opisane są widma oscylacyjne trzech hybryd 12 Lac, ν Eri i γ Peg. Dla ostatniego obiektu przedstawiono

analiza fourierowska danych fotometrycznych i spektroskopowych z wykorzystaniem kodów [Lenz and Breger \(2005\)](#) (`Period04`) i [Schwarzenberg-Czerny \(2003\)](#) (`ZUZA`). Podobną dyskusję widm oscylacji i analiza fourierowska przeprowadzono dla dwóch kandydatek na gwiazdy hybrydowe: ι Her i ζ Cas. Dane spektroskopowe dla γ Peg, ι Her i ζ Cas zostały zebrane przez grupę Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu A. Mickiewicza w Poznaniu i przeze mnie. Widma uzyskano 0.5 metrowym teleskopem PST (*Poznań Spectroscopic Telescope*), wspólnie zredukowano i wykonano pomiary prędkości radialnych. Rozdział 6 przedstawia szczegółową astrosejsmologię dwóch gwiazd hybrydowych ν Eri i γ Peg, oraz oszacowania ewolucyjne i sejsmiczne dla gwiazd ι Her i ζ Cas. Wyniki dla dwóch pierwszych gwiazd opierają się na modyfikacji nieprzezroczystości w dwóch obszarach otoczki: przy temperaturze około 200 000 K (Z-bump) i około 1 miliona K (DOB - Deep Opacity Bump). Uzyskanie najlepszego dopasowania sejsmicznego skupia się na modelu γ Peg, której poświęcona została większa część pracy naukowej. Ostatnia część, Rozdział 7, podsumowuje wyniki niniejszej pracy. Dodatki A i B zawierają katalogi fotometryczne badanych gwiazd typu β Cep i SPB dla systemów *UBV*, Strömngren'a i Geneva. Dodatek C zawiera wyniki pomiarów prędkości radialnej gwiazdy γ Peg z okresu 2007 – 2011.

Część wyników uzyskanych podczas pracy nad rozprawą doktorską została opublikowana w trzech artykułach:

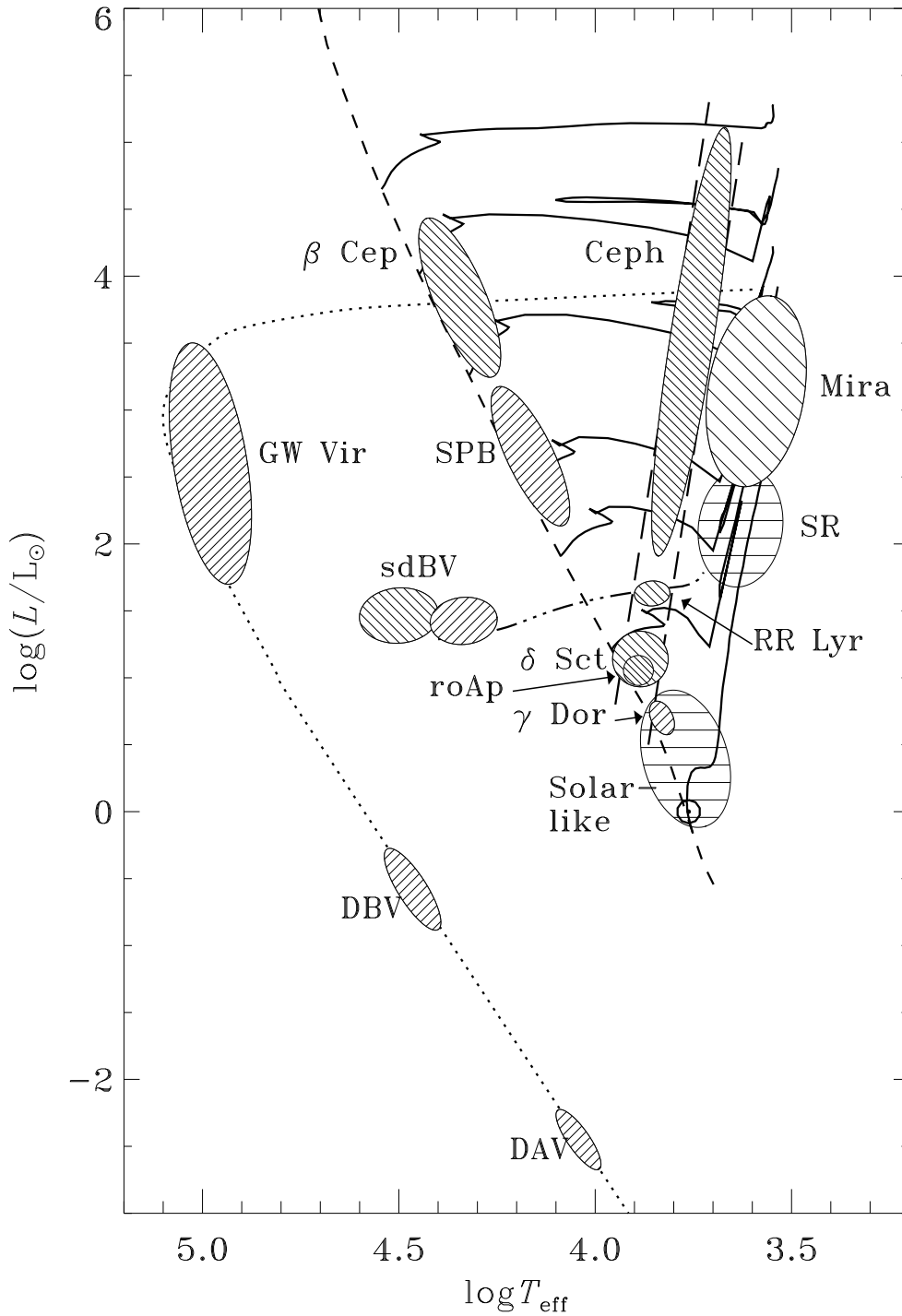
- Wyznaczenie domen niestabilności typu β Cep i SPB oraz ich porównanie z katalogami obserwacyjnymi - [Zdravkov and Pamyatnykh \(2008a\)](#),
- Sejsmologia gwiazdy hybrydowej ν Eri - [Zdravkov and Pamyatnykh \(2008b\)](#),
- Sejsmologia gwiazdy hybrydowej γ Peg - [Handler et al. \(2009\)](#), [Zdravkov and Pamyatnykh \(2009\)](#), [Walczak et al. \(2013\)](#) (złożona) i [Zdravkov et al. \(2013\)](#) w przygotowaniu.

Rozdział 2

Gwiazdy typu B ciągu głównego

2.1 Zmienność typu β Cephei

Prototyp grupy gwiazd pulsujących typu β Cep (β CMa) odkryty został na początku XX wieku przez [Frost \(1902\)](#). Na podstawie uzyskanego widma, autor przypisuje przynależność do gwiazd wczesnego typu B. Wyznaczony pierwotnie okres zmian na podstawie krzywej prędkości radialnych, oszacowany przez [Frost \(1906\)](#) wynosił około 4.5 godziny, czyli $P = 0.1904$ dnia. Zmiany o podobnej okresowości w jasności gwiazdy, nieco później potwierdza [Guthnick \(1913\)](#). Obecnie znanych jest ponad 400 obiektów tego typu, które skoncentrowane są głównie w płaszczyźnie Galaktyki, jak wynika z [Pigulski and Pojmański \(2009\)](#). To się zgadza z faktem, że obiekty wczesnego typu widmowego (młode gwiazdy) koncentrują się głównie w ramionach spiralnych Galaktyki. [Stankov and Handler \(2005\)](#) przedstawili katalog 93 obiektów typu β Cep, podając także listę około 80 gwiazd sklasyfikowanych jako kandydatki. Spośród całej grupy znanych gwiazd, około 300-u wykryte zostały w ramach projektu ASAS. Z grupy gwiazd ASAS [Pigulski and Pojmański \(2008\)](#) identyfikują 103 nowe gwiazdy tego typu. Główną cechą gwiazd pulsujących typu β Cep to zmiany profili linii widmowych, prędkości radialnych i jasności. Obserwowane amplitudy prędkości radialnych są rzędu kilkudziesięciu kms^{-1} oraz jasności do kilkunastu mmag. Krótkookresowe zmiany od 6 do 8 godzin przypisywano wcześniej głównie radialnym oscylacjom, lecz już [Ledoux \(1951\)](#) wskazał na możliwość występowania nieradialnych pulsacji. Obiekty te należą do wąskiego zakresu typów widmowych B0-B2.5 i obserwowane w gwiazdach o klasach jasności od II (jasne olbrzymy) do V (karły), których typowe temperatury efektywne są rzędu 20 000 – 30 000 K. Schematyczny zakres występowania gwiazd β Cep na diagramie HR przedstawiono na rysunku 2.1 w górnej części ciągu głównego. [Pamyatnykh \(1999\)](#) pokazuje, iż obserwowane pozycje gwiazd wypadają głównie w zakresie mas $\sim 8 - 16 M_{\odot}$. Zaś powyżej $20 M_{\odot}$ prawie nie obserwuje się gwiazd ciągu głównego z tego typu pulsacjami. Wynik ten również dostrzeżony jest w pracy nad katalogiem gwiazd Stankov & Handler.



Rysunek 2.1: Schematyczne domeny niestabilności gwiazd pulsujących na diagramie HR. Domeny gwiazd typu B oznaczone są jako β Cep i SPB w pobliżu linii ciągu głównego wieku zerowego (ZAMS). Rysunek wykorzystany dzięki uprzejmości J. Christensen-Dalsgaard'a.

2.2 Zmienność typu SPB

Pulsacje w gwiazdach typu B ciągu głównego dotyczą również obiektów tzw. wolno pulsujących, nazywanych w skrócie SPB (od ang. *Slowly Pulsating B stars*). Definicja zmiennych typu SPB wprowadzona została dopiero przez [Waelkens \(1991\)](#), jako gwiazdy posiadające wielookresowe zmienności fotometryczne. Charakteryzują się one amplitudami rzędu kilku mmag o typowych okresach rzędu 0.5 – 4 doby i odpowiadające nieradialnym oscylacjom. Do tego typu zmienności przypisana jest także grupa gwiazd typu OB znanych jako 53 Per, przedstawiona przez [Smith \(1977\)](#). Oscylacje typu 53 Per są spektroskopowymi odpowiednikami zmienności w typach SPB, których okresy oscylacji i położenie na diagramie HR są porównywalne. Obszar występowania pulsacji gwiazd typu SPB schematycznie przedstawiony jest na rysunku 2.1, pod domeną β Cep. Zakres ten odpowiada typom widmowym B2-B9 i temperaturom efektywnym od $\sim 12\,000$ K do $\sim 18\,000$ K. Najbardziej charakterystyczne oscylacje typu SPB przewiduje się dla mas od 3 do około $8 M_{\odot}$. Zakres ten bardzo dobrze pokrywa się z pozycją obserwowanych gwiazd, również jak podaje [Pamyatnykh \(1999\)](#). Dodatkowo, wyniki obliczeń teoretycznych przy użyciu obu tablic nieprzezroczystości (OPAL i OP) wskazują na oscylacje typu SPB nawet dla gwiazd o masach $> 20 M_{\odot}$ w modelach pod koniec fazy palenia wodoru w jądrze (w pobliżu TAMS). Powoduje to, że pasy niestabilności β Cep i SPB nakładają się, a więc przewidywane jest występowanie obu typów pulsacji w jednym obiekcie.

W obszarze występowania pulsacji typu β Cep i SPB, znajdują się również inne gwiazdy zmienne. Wśród nich są obiekty typu Be, obserwowane w zakresie typów widmowych O-A. Wykazują one zmienności fotometryczne i spektroskopowe, a niektóre mogą dodatkowo wykazywać pulsacje typu β Cep. Do tego zakresu widmowego zalicza się również zmienne typu ζ Ophiuchi, jasne niebieskie zmienne (LBV, od ang. *Luminous Blue Variables*) czy też osobliwe typu B (Bp). Już przez [Moskalik and Dziembowski \(1992\)](#) była postulowana możliwość, że zmienne LBV stanowią przedłużenie domen typu β Cep w obszarze wysokich jasności. [Onifer and Guzik \(2008\)](#) rozważają także, że obserwowane w tych gwiazdach wybuchy inicjowane są pulsacjami, napędzanymi mechanizmem nieprzezroczystości przy temperaturze około $200\,000$ K. Ostatnio, przyjmuje się istnienie nowej klasy pulsacji, podkarłów typu B (sdBV, od ang. *subdwarf B Variables*, patrz rysunek 2.1), o krótkookresowych zmiennościach rzędu kilku minut ([Kilkenny et al. 1997](#)) oraz długookresowych rzędu 1 godziny ([Green et al. 2003](#)).

Rozdział 3

Nieprzezroczystości gwiazdowe

3.1 Mechanizm wzbudzenia pulsacji

3.1.1 Nieprzezroczystość materii

Na nieprzezroczystość materii składają się procesy, w wyniku których część promieniowania jest usuwana z wiązki. Ilościową miarą efektów wszystkich procesów jest współczynnik ekstynkcji (κ_ν), który jest funkcją gęstości, temperatury, częstotliwości promieniowania i składu chemicznego. W gwiazdach pulsujących β Cep i SPB, typowe warunki we wnętrzach dobrze odpowiadają temperaturom z zakresu $10^4 \lesssim T \lesssim 30 \times 10^6$ K oraz gęstościom $\rho \lesssim 10^4$ gcm⁻³. W tych warunkach astrofizycznych za nieprzezroczystość materii odpowiedzialne są dwa ważne procesy:

- Absorpcja przez atomy i jony, która w większości przypadków zachodzi poprzez przejścia: *związano-związane*, *związano-swobodne* oraz *swobodno-swobodne*.
- Rozpraszanie fotonów na swobodnych elektronach (rozpraszanie Thompson'a).

Przejścia związano-związane odnoszą się do procesów, w których elektron dokonuje przejścia między stanami związanymi w atomie. Przejścia te powiązane są z tworzeniem linii widmowych poprzez oddziaływanie fotonów z atomami. Rozróżnia się trzy fundamentalne procesy w tego typu przejściach: (i) **emisję spontaniczną** – elektron dokonuje przejścia z wyższego stanu na niższy spontanicznie emitując przy tym kwant promieniowania energii $h\nu$; (ii) **emisję wymuszoną** – proces, w którym atom pod wpływem promieniowania przechodzi z wyższego do niższego stanu emitując foton $h\nu$ poruszający się dokładnie w tym samym kierunku i z tą samą fazą co wymuszający; oraz (iii) **absorpcję** – powodującą, że w polu promieniowania atom pochłaniając foton przechodzi z niższego do wyższego stanu w atomie. Z kolei, *przejścia związano-swobodne* odnoszą się do zjawiska absorpcji fotonu przez atom lub jon i towarzyszące temu uwolnienie elektronu (jonizacja). Aby doszło do oderwania elektronu, energia padającego fotonu musi być większa

od potencjału jonizacyjnego atomu, bądź jonu. Nadwyżka energii fotonu zostaje uniesiona w postaci energii kinetycznej oderwanego elektronu. *Przejścia swobodno-swobodne* kojarzone są także z promieniowaniem *bremstrahlung* (promieniowaniem hamowania), produkowane przez poruszającą się naładowaną cząstką (elektron) w polu elektrostatycznym atomu bądź jonu. Elektron doznaje przyspieszenia co powoduje, że cząstka staje się źródłem promieniowania elektromagnetycznego. Emisja tego promieniowania zachodzi kosztem energii kinetycznej elektronu powodując jego zahamowanie. Promieniowanie to jest składnikiem promieniowania chłodzącego materię zjonizowaną, jako następstwo ruchów cieplnych w plazmie. Typowo w astrofizyce emisja swobodno-swobodna przypada na dziedzinę radiową i podczerwoną widma elektromagnetycznego. W odróżnieniu od dwóch poprzednich typów przejść, swobodno-swobodne zaczynają przeważać dopiero przy wyższych gęstościach materii.

Kolejnym bardzo ważnym zjawiskiem w astrofizyce jest rozpraszanie Thompson'a. Płaska fala elektromagnetyczna i monochromatyczna pada na elektron o prędkości wielokrotnie mniejszej od prędkości światła (w spoczynku). Energia padającego fotonu jest zanedbywalnie mniejsza od energii spoczynkowej elektronu i dochodzi do rozpraszania niskoenergetycznego fotonu na elektronie. Przekrój czynny dla tego procesu jest niezależny od częstotliwości oddziaływającego promieniowania i jest wartością stałą $\sigma_0 = 6.652 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$. Choć nie jest to dosłownie proces absorpcji, jak przykłady opisane powyżej, ważnym jest uwzględnienie efektów związanych z osłabieniem wiązki promieniowania w rozpraszaniu Thompson'a.

Dodatkowo do procesów absorpcji i rozpraszania, jako wkład do współczynnika nieprzezroczystości materii można zaliczyć *osłabienie*, spowodowane efektami dyspersji. Osłabienie związane jest ze współczynnikiem załamania w kolejnych warstwach otoczki gwiazdowej, przez które przechodzi promieniowanie. W ogólności współczynnik ten jest różny od jedności $\cos \theta_\nu \neq 1$ i może mieć wpływ na całkowitą nieprzezroczystość materii, gdzie θ_ν jest kątem załamania.

3.1.2 Średnia Rosseland'a

Całkowity współczynnik ekstynkcji jest sumą procesów rozpraszania i absorpcji ($\kappa_s + \kappa_a$), z których najważniejsze zjawiska przedstawione są w poprzednim paragrafie. W przypadku κ_a wyliczane są współczynniki oddzielnie dla każdego z trzech przejść: związane-związanych, związane-swobodnych i swobodno-swobodnych. Mierzalna wartość fizyczna współczynnika podawana jest dla danej częstotliwości fali, jako nieprzezroczystość monochromatyczna κ_ν i wyrażana w jednostkach cm^2g^{-1} . Na podstawie tego współczynnika zdefiniowana jest głębokość optyczna $d\tau_\nu = \kappa_\nu ds$, gdzie $\tau_\nu \ll 1$ wskazuje na swobodny

przepływ promieniowania w ośrodku (optycznie cienka materia), natomiast $\tau_\nu > 1$ wskazuje na materię nieprzezroczystą (optycznie gruba materia).

Dla obszarów przezroczystych ($\tau_\nu \ll 1$), wykorzystuje się uśrednianie monochromatycznego współczynnika nieprzezroczystości κ_ν , ważonego funkcją Planck'a $B_\nu(T)$, a zatem nazywane średnią Planck'a (κ_P):

$$\kappa_P = \frac{\int_0^\infty \kappa_\nu B_\nu(T) d\nu}{\int_0^\infty B_\nu(T) d\nu}. \quad (3.1)$$

Dobrym uzasadnieniem wykorzystania tak liczonej nieprzezroczystości κ_P są warunki w pobliżu powierzchni gwiazdy, gdzie natężenie promieniowania jest znacząco niższe od rozkładu Planck'a ($I_\nu \ll B_\nu$).

Głęboko we wnętrzach gwiazdowych materia staje się nieprzezroczysta ($\tau_\nu > 1$). Średnia droga swobodna fotonu $\lambda_\nu = (\kappa_\nu \rho)^{-1}$ jest bardzo mała (rzędu centymetrów) w porównaniu do skali gradientu temperatury bądź gęstości. W takim przypadku stan materii i fotonów jest bliski warunkom lokalnej równowagi termodynamicznej (LTE od ang. *Local Thermodynamic Equilibrium*). Wówczas natężenie promieniowania I_ν i funkcję źródłową S_ν można przybliżyć funkcją Planck'a. Monochromatyczny współczynnik κ_ν , występujący w równaniu przepływu I_ν , jest uśredniany po wszystkich częstotliwościach według zależności:

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{\int_0^\infty F_\nu d\nu}{\int_0^\infty \kappa_\nu F_\nu d\nu}. \quad (3.2)$$

Dla ośrodka optycznie grubego równanie przepływu natężenia promieniowania rozwiązuje się w przybliżeniu dyfuzyjnym, gdzie strumień monochromatyczny wyraża się wzorem:

$$F_\nu \approx \frac{4\pi}{3} \frac{1}{\kappa_\nu \rho} \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (3.3)$$

Z obu podanych zależności otrzymywany jest średni współczynnik nieprzezroczystości, pierwotnie wyprowadzony w pracy [Rosseland \(1924\)](#). Uzyskany wynik nazywany jest zatem średnią Rosseland'a i wyraża się poniższym wzorem:

$$\frac{1}{\kappa_R} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} d\nu}{\int_0^\infty \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} d\nu} = \frac{\pi}{4\sigma T^3} \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} d\nu \quad (3.4)$$

Taka definicja uzależnia współczynnik κ_R jedynie od lokalnych warunków fizycznych, a nie od całkowitego przebiegu funkcji źródłowej w gwiazdzie. Uśredniana jest także odwrotność $1/\kappa_\nu$, co daje znaczący wkład od częstotliwości bliskich maksimum funkcji $\partial B_\nu/\partial T$, czyli dla największego strumienia. Zdefiniowana odwrotność współczynnika oznacza również, że uśredniana jest przezroczystość (tzn. $1/\kappa$), która definiuje przepływ promieniowania. Dla dużej przezroczystości (małe κ) strumień jest większy, natomiast dla małej przezroczystości (duże κ) strumień jest mniejszy.

3.1.3 Warunki dla wzbudzenia pulsacji

Jak każdy układ dynamiczny, gwiazdy pozostawione w izolacji będą starać się przyjąć stan równowagi i pozostać w nim dowolnie długo. Układ taki spełnia warunek równowagi hydrostatycznej $\rho g = -dp/dr$, gdzie ciężar własny każdej warstwy w gwieździe kompensowany jest przez gradient ciśnienia. Z drugiej strony, układ wytracony z równowagi stara się do tego stanu powrócić wykonując wokół niego oscylacje. Ruch oscylacyjny będzie kontynuowany dopóki nie odebrana zostanie energia doprowadzona podczas zaburzenia. Oscylacje te zachodzą w dynamicznej skali czasowej $\tau_{dyn} = (R^3/GM)^{1/2}$. Pomimo, że gwiazdy są układami w równowadze hydrostatycznej, obserwuje się duże ilości obiektów pulsujących na całym diagramie HR (patrz rysunek 2.1, strona 6). Pulsacje dla gwiazd w wyznaczonych obszarach są ich trwałą cechą, spowodowaną mechanizmem dostarczającym energii i podtrzymującym oscylacje.

Pulsacje gwiazd typu B ciągu głównego spowodowane są samowzbudzeniem. Mechanizm odpowiedzialny za oscylacje nazywany jest mechanizmem κ , w którym zmiany nieprzezroczystości i jej pochodnych decydują o wzbudzeniu pulsacji. Ten sam mechanizm jest odpowiedzialny za oscylacje wzdłuż klasycznego pasa niestabilności, lecz zależny od innych warstw otoczki gwiazdowej. Do wzbudzenia globalnych pulsacji, wymagane jest spełnienie trzech warunków. Pierwszy warunek związany jest z całką pracy:

$$W = \oint \frac{dE_W}{dt} dt = \frac{\pi}{\sigma} \int_0^M \left[\frac{\delta T_r}{T} \delta \varepsilon_r - \frac{\delta T_r}{T} \delta \left(\rho^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F}_R \right)_r \right] dM_r, \quad (3.5)$$

gdzie drugie wyrażenie pod całką można zapisać jako

$$- \int_0^M \frac{\delta T_r}{T} \delta \left(\rho^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F}_R \right)_r dM_r \propto \left(\frac{\delta T_r}{T} \right)^2 \frac{d}{dr} \left[\left(\kappa_T + \frac{\kappa_\rho}{\Gamma_3 - 1} \right) L_R \right] dM_r + \dots \quad (3.6)$$

Stabilność układu wiąże się z wymianą jednego typu energii na inny, a całka pracy opisuje przyrost całkowitej energii modu oscylacji podczas jednego cyklu. Warunek z tym związany wymaga aby w takich miejscach pochodna całki pracy była dodatnia $dW/dr > 0$, natomiast jeśli pochodzi ujemne $dW/dr < 0$ oscylacje będą wygaszane. Napędzanie pulsacji zachodzi podczas kompresji, gdy część strumienia promienistego z wnętrza gwiazdy jest zablokowana a zgromadzona energia jest zamieniona na energię oscylacji. Wydajność mechanizmu κ określa kombinacja pochodnych $\kappa_T = (\partial \ln \kappa / \partial \ln T)_\rho$, $\kappa_\rho = (\partial \ln \kappa / \partial \ln \rho)_T$ oraz współczynnika adiabatycznego $\Gamma_3 - 1 = (\partial \ln T / \partial \ln \rho)_S$, która powinna przyjmować wartości dodatnie, według równania:

$$\frac{d}{dr} \left(\kappa_T + \frac{\kappa_\rho}{\Gamma_3 - 1} \right) > 0. \quad (3.7)$$

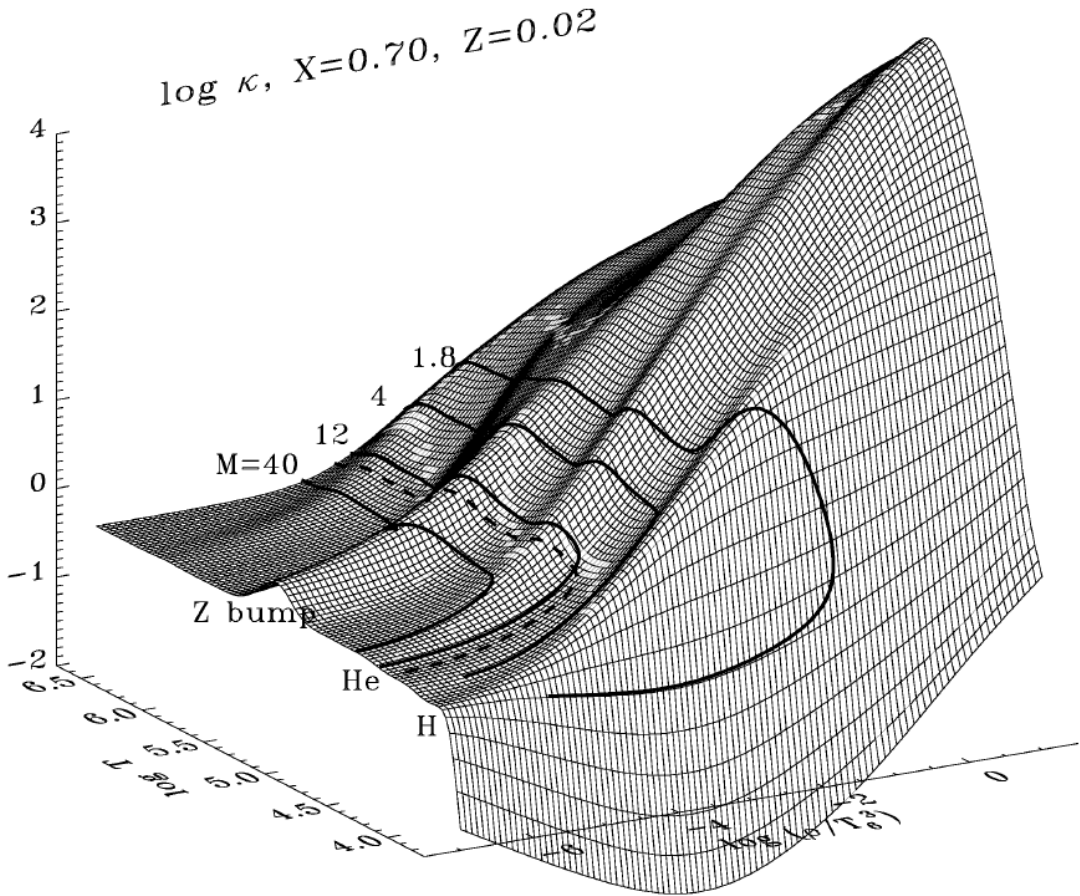
Drugi warunek dotyczy amplitud zmian funkcji własnych, które muszą być względnie duże i wolno zmieniające się wzdłuż promienia w obszarze spełniającym warunek 3.7, np. amplituda zmian ciśnienia $\delta p/p$.

Ostatnim wymogiem jest odpowiednia termiczna skala czasowa τ_{th} :

$$\tau_{th} = \int_r^R T c_p \frac{dM}{L}, \quad (3.8)$$

która określa czas potrzebny na wymianę zgromadzonej energii podczas kontrakcji, z otaczającymi warstwami. W obszarze napędzania wielkość ta powinna być dłuższa lub porównywalna z okresem oscylacji (P). W przeciwnym wypadku ($\tau_{th} \ll P$) zgromadzona energia ulegnie dyssypacji przed ukończeniem okresu pulsacji.

Warunki te implikują, że dla wzbudzenia pulsacji mechanizmem κ , na odpowiedniej głębokości w otoczce gwiazdowej (odpowiednie T i ρ) wymagany jest obszar ("garb") o podwyższonej nieprzezroczystości. Na rysunku 3.1 przedstawiona jest zależność współczynnika nieprzezroczystości ($\log \kappa$) w funkcji gęstości wyrażonej parametrem $\log R = \log(\rho/T_6^3)$ ($T_6 = T/10^6$) i temperatury ($\log T$). Rysunek ten pochodzi z pracy Pamyatnykh (1999). Wykreślone pogrubione linie na płaszczyźnie odnoszą się do zmian $\log \kappa$ w okre-



Rysunek 3.1: Przebieg logarytmu współczynnika nieprzezroczystości ($\log \kappa$) w funkcji temperatury ($\log T$) oraz gęstości sparametryzowanej czynnikiem $\log R = \log(\rho/T_6^3)$.

ślonych modelach gwiazdowych o masach 1.8, 4, 12 i 40 M_{\odot} , od warstw powierzchniowych ($\log T \sim 4.0$) do warstw wewnętrznych ($\log T \sim 6.5$). Przebieg linii dla przykładowych modeli pokazuje, że lokalne maksima występują zawsze przy tych samych temperaturach. Jednakże, zależnie od masy modelu dla innej lokalnej gęstości. W podanym zakresie temperatur widoczne są cztery lokalne maksima (garby) nieprzezroczystości. (i) W gwiazdach o masach niższych od około 2.5 M_{\odot} , przy temperaturze $\sim 10^4$ K obserwuje się garb spowodowany jonizacją wodoru i jonizacją HeI, oznaczony na rysunku jako H. Gwałtowny wzrost $\log \kappa$ od najniższych temperatur do garbu H, spowodowany jest absorpcją ujemnego jonu wodoru (H^{-}). Energia wiązania jonu H^{-} wynosi 0.7 eV, co odpowiada temperaturze około 8000 K. (ii) Za kolejny garb przy temperaturze około $4.5 - 5.0 \times 10^4$ K, odpowiedzialna jest warstwa drugiej jonizacji helu, oznaczona symbolem He. Mechanizm κ działający przy tych temperaturach, napędza pulsacje gwiazd z klasycznego pasa niestabilności (m.in. gwiazdy typu δ Sct lub RR Lyr). (iii) Trzeci garb nieprzezroczystości znajduje się przy temperaturze $\sim 2 \times 10^5$ K ($\log T \approx 5.3$). Za wzrost κ w obszarze oznaczonym jako Z-bump, odpowiedzialna jest duża ilość linii absorpcyjnych produkowanych z przejść w strukturze subtelnej (wewnątrz powłoki atomowej M) jonów pierwiastków z grupy żelaza. (iv) Ostatni garb, z maksimum przy temperaturze około 2×10^6 K ($\log T \approx 6.3$), spowodowany jest po części przejściami w strukturze subtelnej jonów pierwiastków ciężkich (wewnątrz powłoki atomowej L) jak i fotojonizacją z powłoki K pierwiastków węgla i tlenu. Obszar ten nazywany jest głębokim garbem nieprzezroczystości, w skrócie DOB (od ang. *Deep Opacity Bump*).

3.2 Obfitości pierwiastków chemicznych

3.2.1 Mieszanki chemiczne

Jak wspomniane jest w poprzedniej sekcji, zmiany $\log \kappa$ zależne są dodatkowo od mieszanki pierwiastków chemicznych wykorzystanej przy obliczeniach teoretycznych. Przeważnie, obliczenia te przeprowadzane są dla składu chemicznego Słońca. Słoneczna obfitość pierwiastków jest ważną informacją dla zrozumienia budowy i ewolucji Słońca oraz Układu Słonecznego, przez co jest ważnym wzorcem dla badanych gwiazd. Zatem, istotne jest uzyskanie jak najlepiej wyznaczonych obfitości pierwiastków chemicznych i ich izotopów.

Zwyczajowo używane są dwa źródła dla oszacowań obfitości pierwiastków. Meteoryty, w szczególności chondryty węgliste CI¹, które pozwalają na pomiar obfitości pierwiastków w ich pierwotnym stanie z obłoku proto-słonecznego. Wyniki te wówczas odnoszą się do składu chemicznego Układu Słonecznego. Słoneczne obfitości mogą być wyznaczone ze

¹Nazwa grupy (I) pochodzi od meteorytu Ivuna, który spadł w 1938 roku w Tanzanii.

3.2 Obfitości pierwiastków chemicznych

spektroskopowych analiz fotosfery, plam słonecznych, chromosfery, korony, wiatru słonecznego oraz z pomiarów energetycznych cząstek słonecznych. Jednakże, spośród tych możliwości jedynie pomiary fotosferyczne wciąż są najdokładniejsze. Związane jest to z faktem, że lepiej są rozumiane procesy i warunki fizyczne zachodzące w tych warstwach. Obfitości wyznaczone z meteorytów przedstawiane są w skali liczby atomów krzemu, która przyjmowana jest 10^6 , a końcowy wynik dla każdego z pierwiastków podawany jest w $[Atomach/10^6]$. W przypadku Słońca lub innych gwiazd obfitość pierwiastków podawana jest w skali liczby atomów wodoru, przyjętej 10^{12} . Zwyczajowo wartości te podawane są w skali logarytmicznej i zapisywane w następujący sposób, przykładowo dla wodoru:

$$A_H \equiv \log \epsilon_H \equiv \log N_H = 12.00. \quad (3.9)$$

Zawartość pozostałych pierwiastków chemicznych normalizowana jest do liczby atomów wodoru według zależności:

$$A_X = \log \epsilon_X = \log \left(\frac{N_X}{N_H} \right) + 12, \quad (3.10)$$

gdzie indeks X oznacza symbol innego pierwiastka chemicznego, a N_X jest liczbą atomów pierwiastka X . Tradycyjnie, obfitości innych pierwiastków porównuje się do wartości otrzymanych dla Słońca według następującej zależności logarytmicznej:

$$[X/H] \equiv \log \epsilon_{X,\star} - \log \epsilon_{X,\odot} \equiv \log \left(\frac{N_X}{N_H} \right)_{\star} - \log \left(\frac{N_X}{N_H} \right)_{\odot}. \quad (3.11)$$

Definicja ta stosowana jest również dla szacowania stosunków zawartości innych pierwiastków, np. $[C/Fe]$ czy $[C/O]$.

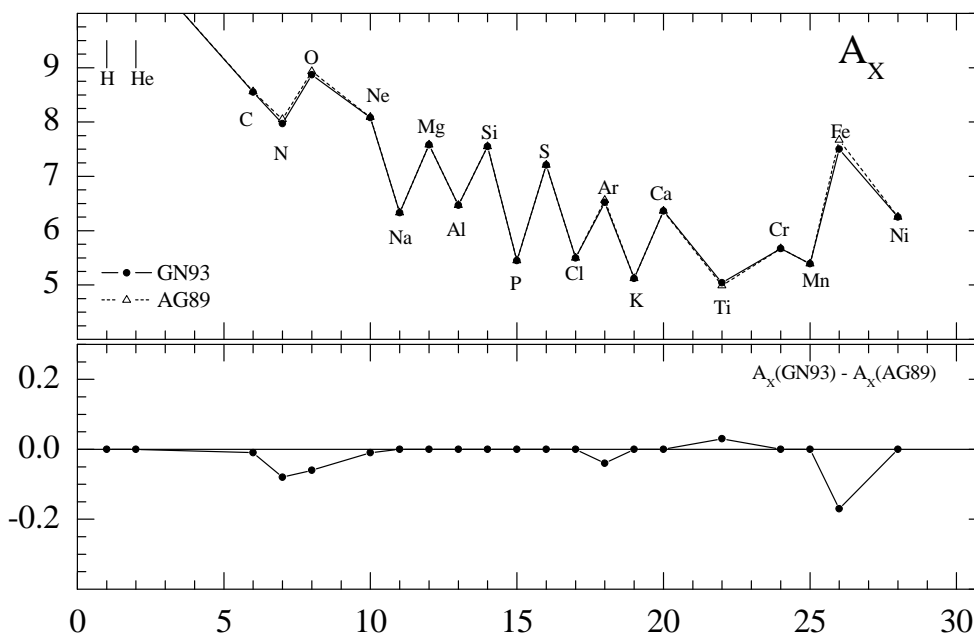
Śród wszystkich prób oszacowania obfitości opiszemy tylko wybrane prace z ostatnich dwóch dziesięcioleci. [Anders and Grevesse \(1989\)](#) (dalej AG89) zestawili wartości obfitości dla meteorytów oraz fotosfery słonecznej. Dokładność otrzymanych wyników wynosi od 5% do 10% dla większości pierwiastków z tablicy okresowej. Wyznaczone zostały obfitości względem masy dla wodoru, helu oraz sumaryczne dla pozostałych pierwiastków (metali), zwyczajowo oznaczane literami (X, Y, Z) . Na podstawie modeli słonecznych otrzymane wartości fotosferyczne to: $Z = 0.0201$ oraz $Z/X = 0.0274$. Liczby (X, Y, Z) znormalizowane są do jedności, zatem w prosty sposób można oszacować zawartość helu z poniższego równania:

$$Y = 1 - Z - \frac{Z}{Z/X} \quad (3.12)$$

Kolejna praca [Grevesse and Noels \(1993\)](#) (dalej GN93) obniżyła zawartości pierwiastków ciężkich do metaliczności $Z = 0.0179$ oraz stosunku $Z/X = 0.0244$. Mieszanka chemiczna GN93 stała się dość popularnym wzorcem składu chemicznego, używanego przy obliczeniach ewolucyjnych i nieprzezroczystości. Na rysunku 3.2 przedstawione są różnice w

3.2 Obfitości pierwiastków chemicznych

wyznaczeniach obfitości pierwiastków dla składów AG89 i GN93. Obniżenie metaliczności spowodowane jest głównie niższymi zawartościami pierwiastków C, N, O, które mają największy wkład do wyznaczanego Z . Znacznie obniżona jest zawartość żelaza, gdzie w podanej skali ~ 0.2 dex odpowiada zmniejszeniu około 1.5-krotnie. Obniżenie obfitości pierwiastków dotyczy także azotu, tlenu i argonu. Zawartości N i O są niższe o około 0.1 dex (1.26-krotnie), natomiast dla Ar zaledwie o 0.04 dex (1.1-krotnie). Jedynie dla tytanu wyniki GN93 szacują wyższą obfitość o około 0.03 dex (1.07-krotnie).



Rysunek 3.2: Porównanie w skali logarytmicznej zawartości wybranych 21 pierwiastków dla składów chemicznych GN93 oraz AG89. Na górnym panelu wykreślone są wartości $A_X = \log \epsilon_X$, gdzie wartości dla wodoru ($A_H = 12.00$) oraz helu ($A_{He} = 10.99$) znajdują się poza podaną skalą. Dolny panel przedstawia różnicę w skali logarytmicznej pomiędzy dwoma mieszankami dla poszczególnych pierwiastków. Skala pozioma podaje liczby atomowe pierwiastków Z .

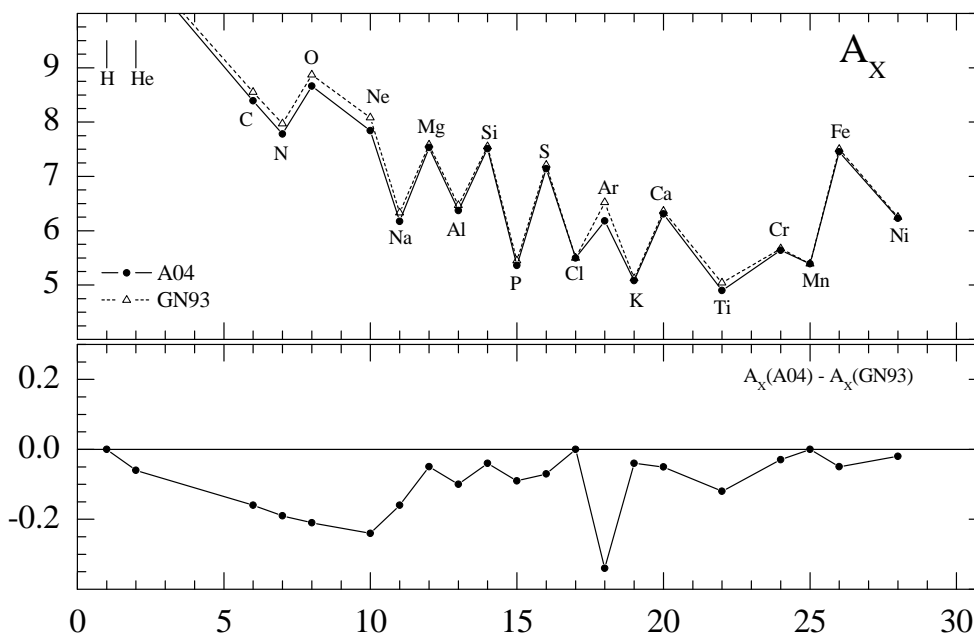
W pracy [Grevesse and Sauval \(1998\)](#) (dalej GS98) metaliczność składu chemicznego Słońca jest nieznacznie mniejsza od wyniku dla GN93 ($Z = 0.0169$). Największe zmiany w składzie pierwiastków GS98 widoczne są dla zawartości siarki (+0.12 dex) i argonu (-0.12 dex). Obniżone są obfitości pierwiastków: helu (0.06 dex), węgla (0.03 dex), azotu (0.05 dex) oraz tlenu (0.04 dex). Skład GS98 obniża zawartość metali w Słońcu w porównaniu do GN93, jednakże dopiero praca [Lodders \(2003\)](#) (dalej L03) wskazuje na znaczące obniżenie metaliczności. W rezultacie uzyskuje wartość $Z = 0.0133$, natomiast stosunek Z/X wynosi 0.0177.

3.2 Obfitości pierwiastków chemicznych

Obfitości pierwiastków wyznaczane z linii widmowych zależne są od modeli atmosfery gwiazdowej oraz procesów tworzenia linii. Poprzez dokładniejsze modele uzyskuje się lepsze wyniki oszacowania obfitości pierwiastków. Dodatkowo, ważne jest uaktualnienie bazy danych fizyki atomowej i molekularnej. W tradycyjnym podejściu, stosuje się jednowymiarowe modele atmosfer w równowadze hydrostatycznej. Natomiast dla prostoty obliczeń strumień konwektywny przybliżany jest teorią średniej drogi mieszania (Böhm-Vitense 1958). Przy obliczaniu transferu promienistego lub obsadzeń termów atomowych stosuje się przybliżenie lokalnej równowagi termodynamicznej (LTE), która spełniona jest jedynie dla głębokich warstw gwiazdowych. Kolejne oszacowanie obfitości pierwiastków grup Asplund et al. (2004) i Asplund et al. (2005) (wspólnie określane jako A04) opiera się na jednoczesnym rozwiązywaniu hydrodynamicznych równań zachowania masy, pędu i energii razem z trójwymiarowym równaniem transferu promieniowania, z uwzględnieniem transportu promienistego i konwektywnego. Przyjęte podejście pozwala na pominięcie parametrów swobodnych związanych ze średnią drogą mieszania, oraz jeśli możliwe zastosowanie odejścia od równowagi termodynamicznej (NLTE, od ang. *Non-Local Thermodynamic Equilibrium*). Wynikiem tych obliczeń jest znacząco obniżona metaliczność Słońca do wartości $Z = 0.0122$ oraz $Z/X = 0.0165$, niemal dwukrotnie niższa niż dla składu chemicznego AG89. W porównaniu z mieszanką GN93 zawartości pierwiastków C, N, O, Ne i Ar są obniżone około 1.5- lub 2-krotnie. Największa różnica w oszacowaniach występuje dla argonu, dając ponad dwukrotnie mniejszą zawartość w porównaniu do GN93. Różnice w składach chemicznych GN93 oraz A04 przedstawione są na rysunku 3.3.

W ostatnich kilku latach dokonano ponownych rewizji wyznaczeń obfitości pierwiastków dla Słońca przez dwie niezależne grupy Lodders et al. (2009) i Asplund et al. (2009), określane odpowiednio L09 oraz A09. Wynikająca ze składu L09 metaliczność $Z = 0.0141$ oraz stosunek $Z/X = 0.0191$, są wyższe niż dla wcześniejszych wyznaczeń L03. Nowsze wyniki także uwzględniają trójwymiarowe modele tworzenia linii widmowych, choć tylko dla niektórych pierwiastków chemicznych. Podobnie jak dla A04, obfitości mieszanki A09 spowodowane są trzema głównymi czynnikami: aktualizacją danych atomowych i molekularnych, realistycznym trójwymiarowym hydrodynamicznym modelem atmosfery słonecznej oraz pominięciem założenia LTE przy tworzeniu się linii widmowych. W porównaniu do A04, doprowadziło to do nieznacznego zwiększenia metaliczności do $Z = 0.0134$ (podobne Z jak dla L03) i wyższego stosunku $Z/X = 0.0181$. Skład A09 na chwilę obecną podaje najbardziej prawdopodobne obfitości pierwiastków chemicznych w Słońcu. Spowodowane jest to nie tylko udoskonalonym modelem, lecz również uwzględnieniem kilku linii widmowych przy wyznaczeniu obfitości pierwiastków chemicznych, zachowując możliwie największą dokładność. Porównanie składów A09 i A04 przedstawione jest na rysunku 3.4 i wskazuje na wzrost obfitości pierwiastków. Jednakże, wartości dla składu A09 wciąż pozostają niższe od wyników AG89 i GN93. W składzie A09 zawartość argonu

3.2 Obfitości pierwiastków chemicznych



Rysunek 3.3: Porównanie zawartości wybranych 21 pierwiastków dla składów chemicznych A04 oraz GN93. Na górnym panelu wykreślone są wartości $A_X = \log \epsilon_X$, gdzie obfitość helu dla A04 wynosi $A_{\text{He}} = 10.93$. Dolny panel przedstawia różnicę w skali logarytmicznej pomiędzy dwoma mieszankami dla poszczególnych pierwiastków.

podwyższona jest około 1.5-krotnie, powracając do podobnego stanu jak w wyniku GN93. Wartości obfitości A_X dla 21 pierwiastków podane są w tabeli 3.1, z odpowiednimi liczbami i masami atomowymi. Dodatkowo, podane są wyznaczone cząstkowe masy metali (Z) oraz helu (Y) dla odpowiednich składów chemicznych. Otrzymane wartości Y (poza wynikiem GN93) różnią się od najlepszego heliosejsmicznego oszacowania [Basu and Antia \(2004\)](#), podającego wartość $Y = 0.0285$.

3.2.2 Słońce a pobliskie gwiazdy

Choć wynik otrzymany przez [Asplund et al. \(2009\)](#) bardzo dokładnie odtwarza skład chemiczny Słońca, wciąż pozostają pewne trudności i niepewności przy oszacowaniach zawartości dla niektórych istotnych pierwiastków. Otrzymywane obfitości zmieniały się dość znacząco przez lata, często spowodowane to było brakiem danych atomowych lub dokładnych obserwacji spektroskopowych. Opierając się na wyznaczeniach dla A09, warto zwrócić uwagę na błędy wyznaczeń niektórych ważnych pierwiastków chemicznych:

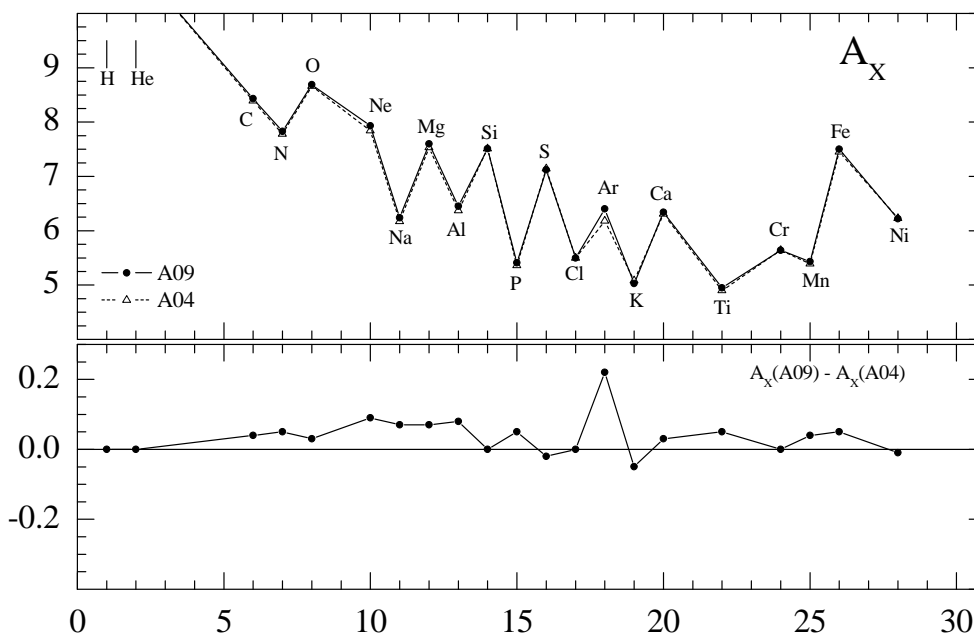
Węgiel: Pomimo dużej ilości linii widmowych tego pierwiastka w widmie Słońca, przez lata utrudnione było dobre oszacowanie zawartości C ze względu na różnice wyników pomiędzy użytymi liniami. Fotosferyczna wartość przyjęta w składzie A09 jest uśrednioną spośród wyników uzyskanych z analizy linii [C I], C I, CH oraz C₂, dając w rezultacie

3.2 Obfitości pierwiastków chemicznych

Tablica 3.1: Słoneczne obfitości dla wybranych 21 pierwiastków chemicznych w kolejnych oszacowaniach z lat 1989-2009. Wartości podane są w skali logarytmicznej ($\log \epsilon_X$) dla wybranych mieszanek chemicznych, od AG89 do A09. Dodatkowo podane są liczby atomowe **Z** oraz masy atomowe **A**. W dolnej części tabeli podane są wyznaczone fotosferyczne metaliczności Z , stosunek Z/X oraz Y dla odpowiedniego składu chemicznego.

Pierwiastek	Z	A	AG89	GN93	GS98	L03	A04	L09	A09
H	1	1.007940	12.00	12.00	12.00	12.00	12.00	12.00	12.00
He	2	4.002602	10.99	10.99	10.93	10.899	10.93	10.925	10.93
C	6	12.010700	8.56	8.55	8.52	8.39	8.39	8.39	8.43
N	7	14.006700	8.05	7.97	7.92	7.83	7.78	7.86	7.83
O	8	15.999400	8.93	8.87	8.83	8.69	8.66	8.73	8.69
Ne	10	20.179700	8.09	8.08	8.08	7.87	7.84	8.05	7.93
Na	11	22.989770	6.33	6.33	6.33	6.30	6.17	6.30	6.24
Mg	12	24.305000	7.58	7.58	7.58	7.55	7.53	7.54	7.60
Al	13	26.981538	6.47	6.47	6.47	6.46	6.37	6.47	6.45
Si	14	28.085500	7.55	7.55	7.55	7.54	7.51	7.52	7.51
P	15	30.973760	5.45	5.45	5.45	5.46	5.36	5.46	5.41
S	16	32.065000	7.21	7.21	7.33	7.19	7.14	7.14	7.12
Cl	17	35.452700	5.50	5.50	5.50	5.26	5.50	5.50	5.50
Ar	18	39.948000	6.56	6.52	6.40	6.55	6.18	6.50	6.40
K	19	39.098300	5.12	5.12	5.12	5.11	5.08	5.12	5.03
Ca	20	40.078000	6.36	6.36	6.36	6.34	6.31	6.33	6.34
Ti	22	47.867000	4.99	5.02	5.02	4.92	4.90	4.90	4.95
Cr	24	51.996100	5.67	5.67	5.67	5.65	5.64	5.64	5.64
Mn	25	54.938049	5.39	5.39	5.39	5.50	5.39	5.37	5.43
Fe	26	55.845000	7.67	7.50	7.50	7.47	7.45	7.45	7.50
Ni	28	58.693400	6.25	6.25	6.25	6.22	6.23	6.23	6.22
		Z	0.0201	0.0179	0.0169	0.0133	0.0122	0.0141	0.0134
		Z/X	0.0274	0.0244	0.0231	0.0177	0.0165	0.0191	0.0181
		Y	0.2463	0.2485	0.2515	0.2353	0.2484	0.2477	0.2463

3.2 Obfitości pierwiastków chemicznych



Rysunek 3.4: Porównanie zawartości wybranych 21 pierwiastków dla składów chemicznych A09 oraz A04. Na górnym panelu wykreślone są wartości $A_X = \log \epsilon_X$, gdzie obfitość helu dla A04 oraz A09 wynosi $A_{\text{He}} = 10.93$. Dolny panel przedstawia różnicę w skali logarytmicznej pomiędzy dwoma mieszankami dla poszczególnych pierwiastków.

$\log \epsilon_{\text{C},\odot} = 8.43 \pm 0.05$. Jednakże, nie przeprowadzona jest pełna trójwymiarowa analiza NLTE.

Azot: Do wyznaczenia zawartości N można wykorzystać wiele dostępnych linii widmowych. Zalecane obfitości otrzymane są z analizy linii N I oraz NH, zachowują bardzo dobrą zgodność między obiema metodami i przyjęta jest wartość $\log \epsilon_{\text{N},\odot} = 7.83 \pm 0.05$.

Tlen: Jest to trzeci najbardziej obfity pierwiastek we Wszechświecie, a wraz z jego izotopami, jest kluczowym wskaźnikiem w astronomii. Szacowana słoneczna zawartość O obniżona jest znacząco w ostatnich dwóch dekadach od wartości 8.93 dla AG89 do 8.66 dla A04. Dokładniejsza analiza wzbronionej linii [O I], dozwolonej O I oraz kilku innych potwierdza niską zawartość tlenu, w A09 szacowanej na $\log \epsilon_{\text{O},\odot} = 8.69 \pm 0.05$.

Chrom i Mangan: Wspólną cechą obu pierwiastków, były słabo znane siły oscylatorów dla niektórych kluczowych linii widmowych. Najnowsze oszacowania zawartości Cr i Mn uwzględniają również efekty NLTE podając obfitości, odpowiednio $\log \epsilon$ równe 5.61 ± 0.04 i 5.43 ± 0.04 .

Żelazo: Pierwiastek ten często jest używany w zastępstwie całościowej zawartości metali, również jako wzorzec, względem którego mierzone są obfitości innych pierwiastków. Dokładniejsze wyniki dla linii Fe I i Fe II potwierdzają obfitość żelaza na około $\log \epsilon_{\text{Fe}} = 7.50 \pm 0.04$. Zalecana wartość jest identyczna z wynikami dla GN93 i GS98.

3.2 Obfitości pierwiastków chemicznych

Dla niektórych pierwiastków takich jak fosfor lub chlor, fotosferyczne obfitości nie są możliwe do pomiaru przy użyciu spektroskopii spokojnego Słońca, a wykorzystywane są do tego plamy słoneczne. Podobny problem dotyczy również gazów szlachetnych, których potencjały wzbudzenia są wysokie i nie obserwuje się linii fotosferycznych przez co konieczne są wówczas metody pośrednie.

Hel: Bardzo dokładne wyznaczenie zawartości He możliwe jest poprzez heliosejsmologię. Wykorzystuje się przy tym zmianę indeksu adiabatycznego Γ_1 w strefie jonizacji He II, która ma miejsce blisko powierzchni Słońca ($r/R \approx 0.98$). Wynik otrzymany przez [Basu and Antia \(2004\)](#) dla cząstkowej obfitości helu w strefie konwektywnej $Y = 0.2485 \pm 0.0034$ odpowiada obfitości $\log \epsilon_{\text{He}} = 10.93 \pm 0.01$. Podobny wynik otrzymywany jest dla modeli Słońca przy założeniu składu chemicznego GS98. Z kolei, użycie składu A04 w modelu Słońca implikuje niższą powierzchniową wartość He o 0.02 dex. Ostatecznie w składzie A09 przyjęto zawartość helu wyznaczoną z heliosejsmologii.

Neon: Obfitość tego pierwiastka może być wnioskowana z rentgenowskiej i ultrafioletowej spektroskopii korony słonecznej, flar i wiatru słonecznego. W wyższych warstwach atmosfery słonecznej i w wietrze słonecznym zawartości pierwiastków o potencjale niższym niż $< 10 \text{ eV}$ są wzbogacone, w porównaniu do wartości fotosferycznych. Efekt ten nie wpływa, lub tylko nieznacznie, na obfitości pierwiastków o wyższym potencjale jonizacji i zachowując obfitości fotosferyczne ([Feldman and Widing 2003](#)). Spowodowane jest to efektem tzw. potencjału pierwszej jonizacji (FIP, od ang. *First Ionization Potential*). Wówczas korzystniej jest wyznaczyć zawartość Ne w stosunku do innego pierwiastka, dla gazów szlachetnych jest to tlen. Podstawą tej metody jest założenie, iż badany stosunek obfitości zachowany jest także w fotosferze. Dla oszacowań składu A09 użyta wartość Ne/O wynosi 0.175 ± 0.031 i wyznaczona jest dla spokojnego Słońca na podstawie [Young \(2005\)](#). Wynik ten jest tym bardziej uzasadniony, iż w typowej fazie spokojnego Słońca nie obserwuje się efektu FIP. Niższa zawartość neonu w składzie A04 tłumaczona jest przyjętym innym, mniejszym stosunkiem Ne/O, wyznaczonym przez [Reames \(1999\)](#) dla energetycznych cząstek słonecznych i równym 0.152 ± 0.006 .

Argon: Przyjęta obfitość Ar jest średnią wartością, spośród otrzymanych przy pomocy różnych metod. Wynik $\log \epsilon_{\text{Ar}} = 6.40 \pm 0.13$ jest wyższy od wartości dla A04 o 0.2 dex, który oparty był na stosunku Ar/O podanym przez [Reames \(1999\)](#) dla energetycznych cząstek słonecznych.

Wartości metaliczności Słońca dla składów chemicznych takich jak GN93 czy GS98 są wyższe niż dla pobliskich gwiazd. Standardowe modele słoneczne zbudowane dla obfitości pierwiastków tych składów chemicznych dobrze zgadzają się z bardzo dokładnymi pomiarami heliosejsmicznymi. [Cunha et al. \(2006\)](#) pokazują, że dla pobliskich gwiazd

typu B zawartości lekkich pierwiastków są podobne do słonecznych. Wyznaczona zawartość tlenu $A(\text{O}) = 8.70 \pm 0.09$ dobrze zgadza się z wynikiem dla A09 (8.69 ± 0.05). Uzyskana zawartość neonu $A(\text{Ne}) = 8.11 \pm 0.04$ jest znacząco wyższa od wyniku A09 o 0.18 dex, choć spójna dla badanych gwiazd typu B. Tak wysoka obfitość neonu podana jest przy oszacowaniach składów AG89, GN93, GS98 i L09. Należy jednak zwrócić uwagę, iż uwzględnienie efektów dyfuzji w Słońcu oraz wzbogacenia chemicznego Galaktyki prowadzi wówczas do zgodnych obfitości neonu. Podobne wartości uzyskiwane są także dla pobliskich gwiazd słonecznego typu jak i obszarów HII. [Asplund et al. \(2009\)](#) podają słoneczną wartość $A(\text{Ne}) = 8.12 \pm 0.06$ przy uwzględnieniu dyfuzji słonecznej. Wskazuje to, iż skład chemiczny Słońca (gwiazdy typu G populacji dysku) nie różni się od pobliskich gwiazd. Dla przykładu, [Fuhrmann \(2008\)](#) dla próbki gwiazd do 25-u pc podaje średni wynik metaliczności $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.02 \pm 0.18$. Z drugiej strony, uszczuplenie zawartości pierwiastków w A04 i A09 spowodowało rozbieżność z wynikami heliosejsmicznymi. Standardowy model Słońca badany przez [Basu and Antia \(2004\)](#) przewiduje dno strefy konwektywnej na około $0.725 R_{\odot}$, natomiast heliosejsmiczny pomiar podaje wartość $0.7133 \pm 0.0005 R_{\odot}$, pozostawiając rozbieżność co najmniej 20-krotnie większą niż błędy pomiarowe. W celu usunięcia tej różnicy sugerowane były wyższe wartości stosunku Ne/O, większe niż 0.26, który jest wynikiem [Cunha et al. \(2006\)](#). [Guzik et al. \(2009\)](#) rozważali także uwzględnienie silniejszej utraty masy we wczesnym etapie ewolucji. Powoduje to modyfikację struktury jądra jak i pogłębienie strefy konwektywnej, zwiększając przez to zgodność z obserwowanym przebiegiem prędkości dźwięku we wnętrzu. Jednakże, jeśli faza większej utraty masy będzie zbyt długa może to doprowadzić do zniszczenia powierzchniowej zawartości litu i produkować więcej izotopów ^3He . W wyniku czego doprowadzi do rozbieżności z pomiarami prędkości dźwięku.

3.3 Biblioteki nieprzezroczystości

3.3.1 Projekt OPAL

Obliczeniami nieprzezroczystości monochromatycznych zajęła się grupa z Lawrence Livermore National Laboratory ([Rogers and Iglesias 1992](#)), określana jako projekt OPAL (*Opacity Library*) od nazwy kodu. OPAL wykorzystuje tzw. *podejście fizyczne*, rozpatrując plazmę jako duży zbiór elektronów i jąder oddziałujących elektrostatycznie. Konfiguracje odpowiadające zwartym skupiskom jonów, atomów i molekuł są próbkowane z tego zbioru. Jakiegokolwiek efekty ośrodka plazmy na wewnętrzne stany próbkowanych konfiguracji są uzyskiwane bezpośrednio ze statystycznej analizy mechaniki. Obliczenia nieprzezroczystości rozpoczyna się od uzyskania całkowitych liczb obsadzeń z równania stanu (EOS, od ang. *Equation Of State*). W porównaniu do wyników Los Alamos (LAOL),

największy wpływ na wzrost nieprzezroczystości w tablicach OPAL mają ulepszone dane fizyki atomowej. W obliczeniach tych konieczne są przybliżenia w celu uwzględnienia struktury subtelnej i nadsubtelnej termów atomowych. Stosowane są różne poziomy dokładności danych atomowych, na przykład przybliżenie sprzężenia LS (spin-orbita) dla lekkich pierwiastków, natomiast sprzężenie jj (pośrednie) dla pierwiastków ciężkich (Rogers and Iglesias 1994). Obliczenia OPAL wskazują nawet na 3–4-krotny wzrost średniej Rosseland’a nad wynikami LAOL, przy temperaturze około 200 000 K. Znaczący wzrost nieprzezroczystości notowany jest także w szerokim zakresie temperatur od 10^5 do 10^6 K. W dużej mierze, wzrost ten spowodowany jest bardzo dużą ilością przejść wewnątrz M-tej powłoki elektronowej żelaza, spowodowane nimi tysiące linii absorpcyjnych zaniedbane były przez LAOL. Znaczenie żelaza jak i pierwiastków z jego grupy było przeoczone z powodu bardzo małych cząstkowych obfitości w plazmie gwiazdowej, rzędu 10^{-5} – 10^{-7} w stosunku do całkowitej zawartości atomów. Tablice nieprzezroczystości astrofizycznych poddane są późniejszej rewizji w pracy Iglesias and Rogers (1996), w dziedzinie fizyki atomowej jak i procedur numerycznych.

Struktura nowych tablic nieprzezroczystości jest nieco inna niż stosowana w wynikach LAOL. Wyniki OPAL podane są w formie 126 tabel dla różnych obfitości cząstkowych względem masy wodoru, helu i metali (X, Y, Z). Średnie Rosseland’a posegregowane są według temperatury zmieniającej się w zakresie $\log T = 3.75 - 8.70$ oraz gęstości zdefiniowanej parametrem $\log R = \log(\rho/T_6^3)$, przyjmującym wartości od -8.0 do $+1.0$, gdzie T_6 jest temperaturą podaną w milionach stopni. Tabele policzone są dla mieszanki 21 pierwiastków chemicznych: H, He, C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, P, S, Cl, Ar, K, Ca, Ti, Cr, Mn, Fe oraz Ni, odwzorowując składy chemiczne GN93, A04 i A09, szczegółowo opisane w poprzednim podrozdziale.

3.3.2 Projekt OP

3.3.2.1 *The Opacity Project*

Niemal równoległe z OPAL dostępne były nieprzezroczystości stworzone przez niezależną międzynarodową grupę *The Opacity Project*. Założona w 1984 roku w celu policzenia obszernych danych atomowych wymaganych do oszacowań nieprzezroczystości otoczek gwiazdowych oraz policzenia między innymi średnich nieprzezroczystości Rosseland’a. Podejście przyjęte przez grupę OP opierało się na nowym formalizmie równania stanu (Hummer and Mihalas 1988), tzw. *podejściu chemicznym*. W opisie tym mieszanka elementów widziana jest jako zbiór atomów, molekuł, jonów i elektronów, a zachodzące reakcje jonizacji i dysocjacji rozpatruje się przy użyciu równań Saha. Seaton et al. (1994) przedstawili pierwsze dostępne obliczenia współczynnika κ przez grupę OP, które różniły się od wyników OPAL dla obszarów o wysokich (T, ρ) . Tak jak w projekcie OPAL

największy wzrost średniej nieprzezroczystości Rosseland'a, κ_R , występuje w tym samym obszarze, przy temperaturze około 200 tysięcy stopni. [Badnell and Seaton \(2003\)](#) pokazali, że OP uwzględniało poszerzenie linii w wyniku samojonizacji lecz nie uwzględniało poszerzenia ciśnieniowego, które może być ważne przy wyższych gęstościach. Dodatkowo, największe różnice pomiędzy OPAL i OP dla wyższych gęstości i temperatur usunięte są po uwzględnieniu procesów wewnątrz-powłokowych, powyżej temperatury $\log T \gtrsim 5.5$ i gęstości $\log R \gtrsim -3$. W niskich temperaturach ($\log T \lesssim 5.5$) niewielkie różnice pomiędzy OPAL i OP można przypisać dokładniejszym danym atomowym projektu OP. Różnice dla wyższych $\log T$ i gęstości $\log R \gtrsim -2$, [Seaton and Badnell \(2004\)](#) tłumaczą jako konsekwencje odmiennych podejść w równaniach stanu. W ostatniej dekadzie [Seaton \(2005\)](#) przedstawił rewizję tablic nieprzezroczystości OP, między innymi uwzględniając wszystkie przejścia wewnątrz-powłokowe ze szczegółowym opisem podanym w [Badnell et al. \(2005\)](#).

3.3.2.2 Przygotowanie tablic nieprzezroczystości

Pakiet OP¹ zawiera kompletną bibliotekę nieprzezroczystości monochromatycznych dla 16 pierwiastków chemicznych H, C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, Cr, Mn, Fe oraz Ni. Informacja o siedemnastym pierwiastku He, otrzymywana jest z poprzednich szesnastu. Dane te znajdują się w plikach o nazwie `mzz.ttt`, gdzie `zz` odnosi się do liczby atomowej danego pierwiastka (np. dla wodoru `zz` \equiv 01). Natomiast `ttt` jest trzycyfrową liczbą opisującą temperaturę, zmieniająca się od minimalnej wartości `ttt` \equiv 140 odpowiadającej $\log T = 3.5$ do maksymalnej `ttt` \equiv 320 odpowiadającej $\log T = 8.0$. Wraz z wymienionymi plikami binarnymi dostępne są również odpowiednie kody (Fortran) do pracy na tych plikach. Narzędzia zawarte w pakiecie pozwalają na samodzielne stworzenie tablic nieprzezroczystości dla dowolnej mieszanki 17 pierwiastków chemicznych (od wodoru po nikiel) lub mieszanki 3 pierwiastków. Mieszanka 3 pierwiastków składa się z H, He oraz trzeciego fikcyjnego, który posiada wspólną informację na temat pozostałych 15 pierwiastków (metali). Odpowiednie pliki nieprzezroczystości monochromatycznych dla fikcyjnego pierwiastka można stworzyć przy użyciu dostępnego kodu `mixv.for` dokonując odpowiednich zmian. Tablice nieprzezroczystości dla 3 pierwiastków różnią się od wyników dla 17 pierwiastków tylko nieznacznie. Podejście takie znacząco redukuje czas obliczeniowy, jednakże w pewnych obszarach (T, ρ) metoda ta wprowadza błędy numeryczne przy obliczeniach ewolucyjnych i otoczek modeli gwiazdowych, przez co jest całkowicie porzucona.

Do stworzenia tablic OP, odpowiadających formatowi tablic OPAL, przygotowano są 126 plików zawierających informacje o wartościach (X, Y, Z). Przykładowa zawartość

¹Nowsze wersje, od wykorzystanej v3.0, dostępne są na stronie projektu OP: <http://cdsweb.u-strasbg.fr/topbase/testop/TheOP.html>

takiego pliku podana jest poniżej, gdzie prawidłowa ilość pierwiastków w obliczeniach musi być kontrolowana w zależności od zmian X i Z pomiędzy kolejnymi plikami. Przykładowa zawartość pliku, dla standardowej mieszanki A04:

```

mono/                !katalog z nieprzezroczystościami monochromatycznymi
x9960z0040.mixv     !plik wyjściowy
0.9960              !obfitość wodoru X względem masy
0.0040              !obfitość metali Z względem masy
16                  !ilość pierwiastków uwzględnionych przy obliczeniach
    6  2.6631E-01
    7  6.5371E-02
    8  4.7357E-01
   10  7.1678E-02
   11  1.5325E-03
   12  3.6761E-02
   13  2.4288E-03   !liczba atomowa i cząstkowa zawartość metalu
   14  3.3526E-02
   16  1.4302E-02
   18  1.5681E-03
   20  2.1154E-03
   24  4.3190E-04
   25  2.9880E-04
   26  2.8536E-02
   28  1.5681E-03
  140 320 2         !zakres temperatur i krok w temperaturze

```

Ilość pierwiastków uwzględnionych przy obliczeniach ulega zmianie, w zależności od przyjętych wartości (X, Z). Jeśli metaliczność jest przyjęta zero, wówczas nie podawana jest liczbowa zawartość dla każdego pierwiastka. Cząstkowa zawartość, $N_{frac}(X)$, jest ważnym elementem obliczeń nieprzezroczystości i wyznaczana jest dla każdego pierwiastka (poza H i He) w stosunku do całkowitej liczby atomów metali. W odróżnieniu od tablic OPAL, obliczenia wykonywane są jedynie dla mieszanki 17 pierwiastków zamiast 21. Oszacowania N_{frac} można w prosty sposób dokonać z informacji podanych w tabeli 3.1 (na stronie 18). W pierwszym kroku, z podanych obfitości $\log \epsilon_X \equiv A_X$ obliczane są zawartości liczbowe atomów

$$N_X = 10^{A_X} \quad (3.13)$$

a następnie sumę całkowitej liczby atomów pierwiastków metali N_{met} oblicza się według wzoru:

$$N_{met} = \sum_{X=3}^{17} 10^{A_X} = \sum_{X=3}^{17} N_X. \quad (3.14)$$

Cząstkowa zawartość danego pierwiastka względem metali wyliczana jest ze stosunku:

$$N_{frac}(X) = \frac{N_X}{N_{met}}. \quad (3.15)$$

Przy obliczeniach nieprzezroczystości kod automatycznie wylicza sumaryczną masę atomową wszystkich metali, którą można uzyskać według wzoru:

$$\mathbf{A}_{mix} = \sum_{X=3}^{17} N_{frac}(X) \cdot \mathbf{A}(X), \quad (3.16)$$

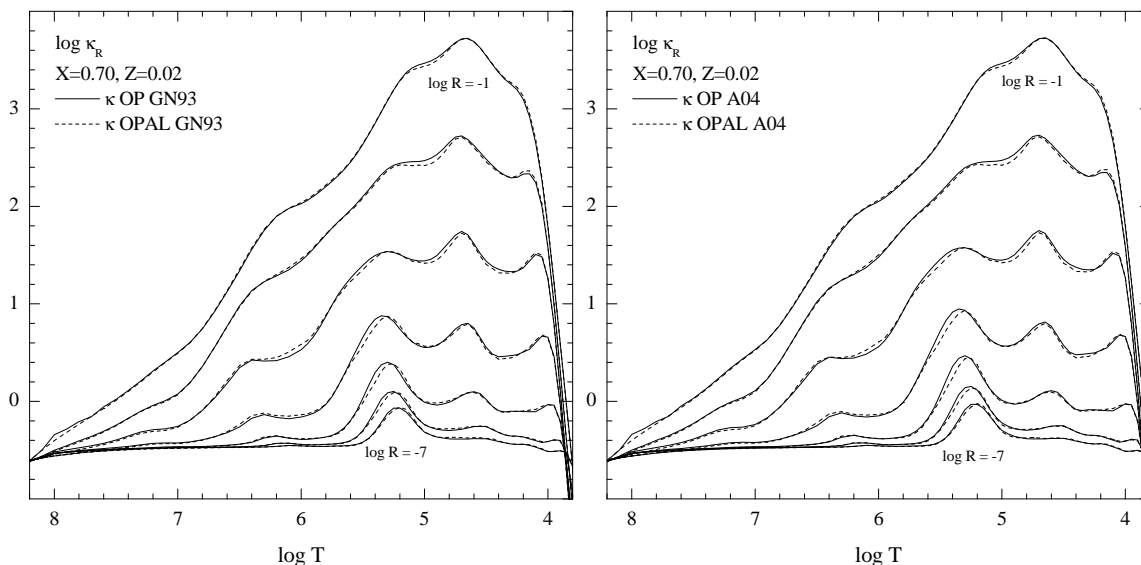
gdzie $\mathbf{A}(X)$ jest masą atomową pierwiastka X .

Na podstawie przygotowanych plików wejściowych, kod `mixv.for` produkuje dla każdej temperatury i gęstości elektronowej ($\log N_e$) wartości $\log \rho$, średnie nieprzezroczystości Planck'a (κ_P) oraz Rosseland'a (κ_R). Następnie, za pomocą kodu `opfitopal.for` wyniki zamieniane są na pojedyncze tabele wartości $\log \kappa_R$ posortowane względem temperatury $\log T$ i parametru gęstości $\log R$ dla zadanych składów (X, Y, Z). Wybrany format tabeli OPAL dla przedstawienia wyników jest użyteczniejszy dla stosowanego w niniejszej pracy kodu ewolucyjnego. Ostatnim krokiem jest zebranie otrzymanych tabel i złożenie do jednego pliku zachowując format oryginalnych tablic OPAL. Tablice OPAL posiadają nieco większy zakres temperatur i gęstości niż obliczenia OP. Procedura ta przeprowadzona jest przy przygotowaniu tablic OP dla składów GN93, A04, A09 jak również dla tablic ze zmodyfikowanymi obfitościami niektórych pierwiastków (Ar, Ne, Ni, Fe) dla mieszanki A04.

3.4 Nieprzezroczystości OPAL i OP

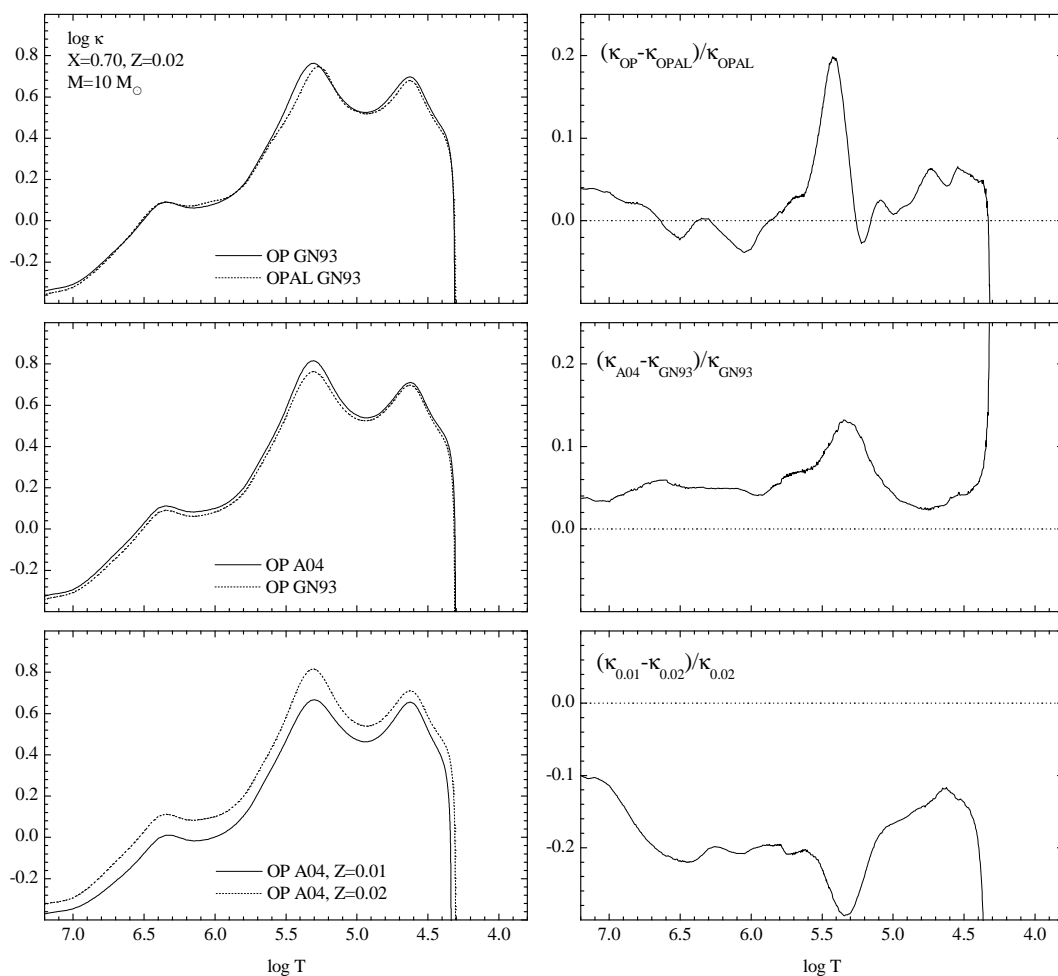
Tablice OPAL są dostępne na zamówienie i zebrane zostały dla trzech mieszanek pierwiastków ciężkich GN93, A04 i A09, policzone dla 21 pierwiastków. Tablice dla OPAL i OP A09 wykorzystywane są w dalszej części pracy, przy astrosejsmologii gwiazd. Na rysunku 3.5 przedstawione są średnie Rosseland'a dla tabeli o obfitości wodoru $X = 0.7$ i metali $Z = 0.02$ i dla dwóch mieszanek GN93 i A04. Wartości $\log \kappa_R$ wykreślone są dla zakresu parametru gęstości $\log R$ między -7 i -1 . Wykresy przedstawiają efekt nieprzezroczystości, różnicę w podejściach przy rozwiązywaniu równania stanu: obraz fizyczny (OPAL) i chemiczny (OP). Niezależnie od użytego składu chemicznego wyniki OP, w ogólności posiadają wyższe wartości nieprzezroczystości, choć w obszarach przy temperaturze około miliona stopni i $\log R \gtrsim -4$ są nieznacznie niższe. Przy temperaturze około 200 tysięcy stopni (Z-bump przy $\log T = 5.3$) oraz w zakresie $\log R$ od -3 do -7 obserwuje się wyraźną różnicę w garbie nieprzezroczystości od strony wyższych temperatur. W danych OP maksimum Z-bump jest lekko przesunięte ku wyższej temperaturze, jednocześnie poszerzając profil garbu nieprzezroczystości. Zmiana mieszanki GN93 na A04

podwyższa wartości $\log \kappa_R$ dla OPAL i OP, w szczególności dla temperatur większych od około $\log T \sim 5.0$



Rysunek 3.5: Porównanie efektu użytych tablic nieprzezroczystości OPAL i OP dla dwóch składów chemicznych, GN93 i A04. Przedstawione są zmiany nieprzezroczystości w funkcji temperatury dla siedmiu różnych parametrów gęstości $\log R$ od -7.0 do -1.0 , gdzie $R = \rho/T_6^3$ a T_6 jest temperaturą w milionach K.

Jednakże, jaki wpływ mają te zmiany na modele gwiazdowe? Można to przedstawić na przykładzie modeli otoczek gwiazd o masach $10 M_\odot$ i $4 M_\odot$. Wybrane masy odpowiadają charakterystycznym wartościom dla gwiazd pulsujących, odpowiednio typu β Cep i SPB. Pulsacje obu typów napędzane są mechanizmem κ w garbie nieprzezroczystości Z-bump, jako wynik bardzo dużej ilości linii absorpcyjnych pierwiastków z grupy żelaza. Na rysunku 3.6 przedstawione są przebiegi nieprzezroczystości i ich względne różnice dla modelu otoczki gwiazdy β Cep o masie $10 M_\odot$. Model ten znajduje się w późniejszej fazie ewolucji na ciągu głównym (bliżej linii TAMS). Górne panele pokazują wyniki uzyskane dla tablic OP i OPAL przy użyciu mieszanki GN93. Względne różnice wskazują na około 20-0% wzrost κ dla OP w obszarze napędzania, spowodowane szerszym profilem garbu Z-bump ($\log T = 5.4 - 5.5$). Również maksimum profilu jest przesunięte ku nieco wyższej temperaturze, co dla wzbudzenia oscylacji w modelach sejsmicznych okazuje się ważnym czynnikiem. Środkowe panele pokazują wpływ zmiany mieszanki z GN93 na A04 w tablicach OP, dla tych samych parametrów (X, Z). Względne różnice ponownie wskazują na największy efekt w okolicach Z-bump, głównie przy temperaturach $\log T = 5.3 - 5.4$. Efekt zastosowania nowszego składu chemicznego powoduje wzrost $\log \kappa$ o kolejne 14%. W wyniku tego, sumaryczny wzrost nieprzezroczystości w obszarze napędzania pulsacji,



Rysunek 3.6: Przebieg nieprzezroczystości (lewe panele) oraz odpowiednie względne różnice (prawe panele) wewnątrz modelu otoczki gwiazdy typu β Cep o masie $10 M_{\odot}$.

pochodzący od danych OP i mieszanki A04 wynosi ponad 30% nad danymi OPAL GN93. Efekt ten ma też ogromny wpływ na domeny niestabilności, co zostanie pokazane w następnym rozdziale. Dolne panele przedstawiają względne obniżenie nieprzezroczystości przy dwukrotnym zmniejszeniu metaliczności z wartości $Z = 0.02$ na 0.01 . Powoduje to, że w obszarze napędzania pulsacji wartość κ obniżona jest nawet o 30% dla szerokiego zakresu temperatur $\log T = 5.3 - 6.7$. Pomimo tak znacznego obniżenia nieprzezroczystości pulsacje typu β Cep w tym modelu wciąż są wzbudzone.

Na rysunku 3.7 przedstawione są przebiegi $\log \kappa$ wewnątrz otoczki modelu gwiazdy typu SPB o masie $4 M_{\odot}$. Względny wzrost (prawe panele) jest nieco mniejszy niż dla $10 M_{\odot}$, niemniej jednak znaczący. Porównanie wyników dla tablic OPAL i OP wskazuje na wzrost κ o 16% w okolicach Z-bump. W porównaniu do modelu $10 M_{\odot}$, większe zmiany nieprzezroczystości występują przy garbie drugiej jonizacji helu (około $\log T = 4.5$). Efekt zastosowania mieszanki A04 (środkowe panele) jest bardziej wyraźny dla głębszych warstw otoczki ($\log T \gtrsim 5.5$), dotyczy to zarówno głębiej znajdującego się garbu nieprzezroczystości DOB przy temperaturze około 2 miliona stopni. Względne różnice odtwarzają kształt garbu DOB, natomiast w modelu gwiazdy β Cep w przybliżeniu są stałe w zakresie temperatur $\log T \approx 6.0 - 6.5$. W obszarze Z-bump zmiana mieszanki powoduje wzrost κ o około 14%, natomiast w obszarze DOB około 10%. W rezultacie sumaryczny efekt danych OP i A04 również powoduje 30-o% wzrost nieprzezroczystości w obszarze napędzania pulsacji. Dwukrotne zmniejszenie metaliczności (dolne panele) powoduje znaczne obniżenie κ wzdłuż całej otoczki, zmiany przekraczające nawet 30% w zakresie temperatur pokrywającym obszary garbów Z-bump i DOB.

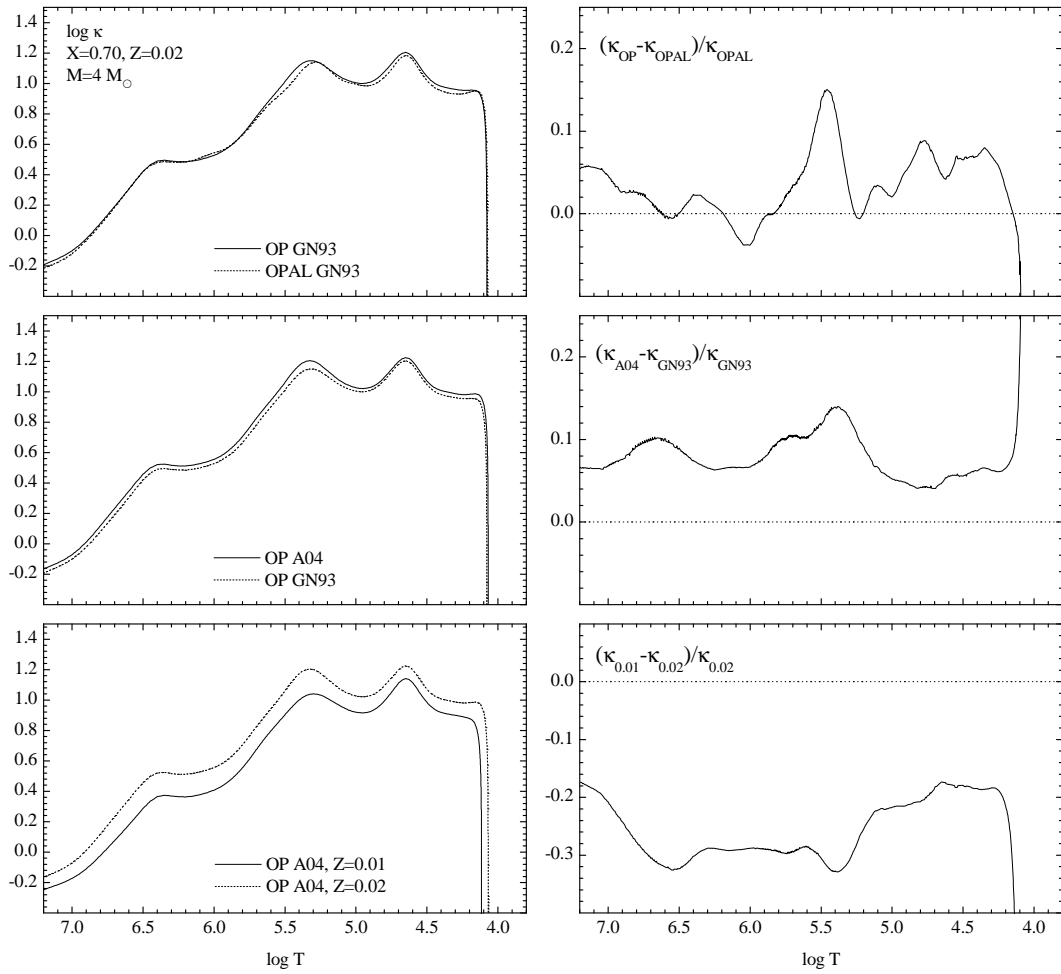
Różnice między OPAL i OP oraz GN93 i A04, wskazane na przykładowych modelach ewolucyjnych gwiazd typu β Cep i SPB, powodują znaczące konsekwencje dla wzbudzania modów oscylacji. Z tego też powodu kombinacja tablic OP i mieszanki A04 staje bardziej preferowana przy obliczeniach modeli pulsacyjnych, szczególnie dla niskich metaliczności ($Z = 0.01$). Efekty te omówione są w następnym rozdziale przy wyznaczaniu domen niestabilności obu typów gwiazd.

3.5 Modyfikacje składów chemicznych

3.5.1 Neon i Argon

Dla pierwiastków Ne i Ar wyznaczenie ich dokładnych obfitości ograniczone jest przez wykorzystywaną metodę, szacowanie tych wielkości na podstawie stosunków Ne/O i Ar/O. Z tego też względu uzyskiwane wyniki dla tych pierwiastków często były niezgodne, co może mieć duży wpływ na nieprzezroczystości gwiazdowe. Poniżej przetestowane są zmodyfikowane mieszanki A04, ze zwiększoną obfitością neonu dwu- i czterokrotnie. Tablice

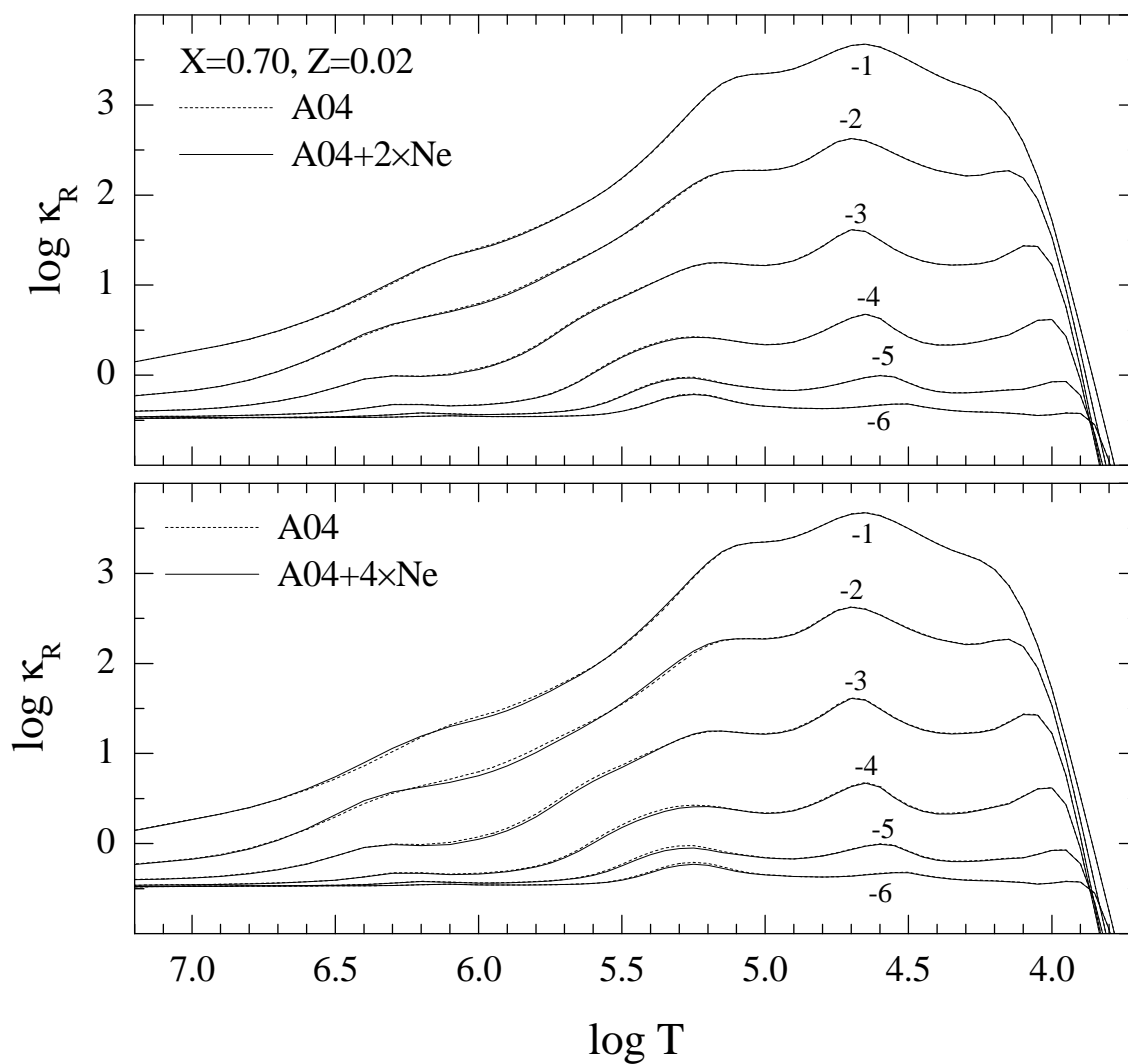
3.5 Modyfikacje składów chemicznych



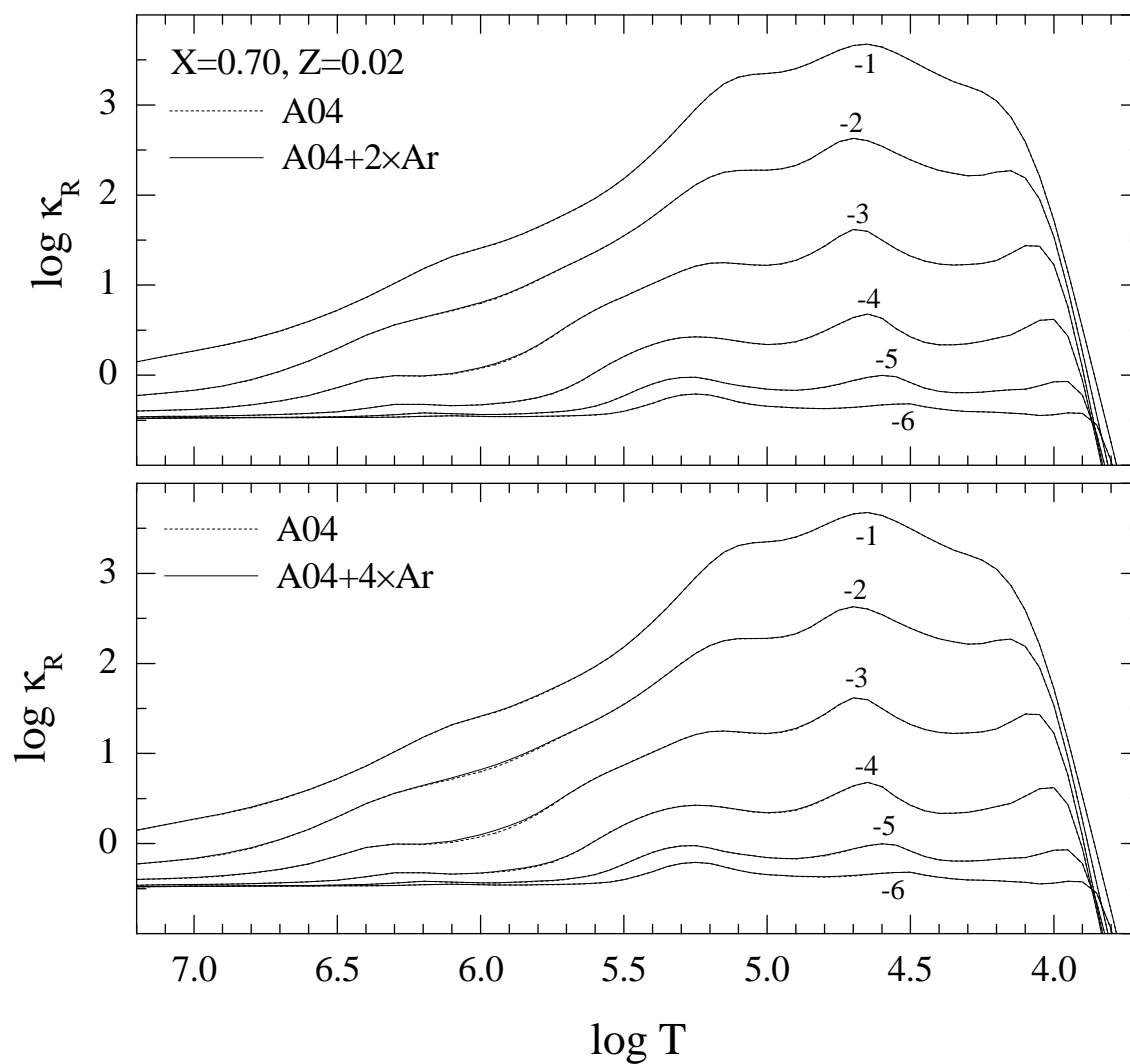
Rysunek 3.7: Przebieg zmian nieprzezroczystości (lewe panele) oraz odpowiednie względne różnice (prawe panele) dla modelu otoczki gwiazdy typu SPB o masie $4 M_{\odot}$.

OP wyliczone są po odpowiednim przygotowaniu nowych mieszanek chemicznych. Wyniki dla neonu oraz wybranych wartości $X = 0.70$ i $Z = 0.02$ przedstawione są na rysunku 3.8. Wzrost zawartości tego pierwiastka nie wpływa znacząco na $\log \kappa_R$ przy niższych temperaturach do $\log T \sim 5.0$, gdzie względne różnice mogą sięgać kilku procent dla czterokrotnego wzrostu Ne. Powyżej stu tysięcy stopni, zmiany te powodują już znaczące różnice w porównaniu z tablicami dla standardowego składu A04, głównie w zakresie temperatur $\log T = 5.0 - 6.5$. Wpływ zmian ujawnia się w garbie nieprzezroczystości Z-bump (około $\log T = 5.3$), a więc w obszarze napędzania oscylacji gwiazd ciągu głównego typu B, w przybliżeniu $\log R$ pomiędzy -3 i -5 . Wzrost neonu ma duży wpływ w obszarze około $\log T \sim 6.0$, w którym tablice OP wykazują niższe $\log \kappa_R$ w porównaniu do danych OPAL. Dla większych gęstości $\log R = -2, -1$ (dane OP A04+Ne4) występuje niewielkie obniżenie nieprzezroczystości wokół garbu Z-bump, dla temperatur $\log T = 5.2 - 5.4$. Przy wyższych temperaturach zmiany te nie wykazują już charakterystycznego garbu przy temperaturze około miliona stopni. W pracy Miglio et al. (2007a) przedstawione są wyniki obliczeń ewolucyjnych ze zmodyfikowaną mieszanką A04, w której zawartość neonu została zwiększona 1.5-krotnie. Autorzy pokazują, że dla przykładowych modeli o masach $4 M_\odot$ i $10 M_\odot$ wzrost zawartości neonu powoduje wzrost nieprzezroczystości przy $\log T = 5.3$ ponad 40% dla tablic OP. W przypadku tablic OPAL wzrost ten wynosi jedynie 15%. Tablice OP ze zmodyfikowaną mieszanką A04 przewidują wzbudzenie modów g wysokiego rzędu w gorętszych gwiazdach i wzbudzenie wyższych harmonik pulsacji. Również, dla niskich metaliczności $Z = 0.01$ większa jest liczba modeli z niestabilnymi modami oscylacji.

Zawartość argonu w mieszance A04 jest zaniżona $A(\text{Ar}) = 6.18$ w porównaniu ze składem A09 o 0.22 dex. Wpływ zmiany zawartości argonu w mieszance A04 na obliczenia średniej Rosseland'a danych OP przedstawiony jest na rysunku 3.9, dla porównania z standardowym składem chemicznym A04. Zastosowane zwiększenie dwu- (górny panel) i czterokrotne (dolny panel) obfitości argonu, nie wykazuje znaczących zmian dla całego zakresu temperatur. Przy czterokrotnym wzroście największe obniżenie nieprzezroczystości widoczne jest przy temperaturze około $\log T = 6.0$ i gęstościach $\log R = -4, -3$. Na rysunku 3.10 przedstawione są przebiegi zmian nieprzezroczystości w dwóch modelach o masach typowych dla obu typu pulsacji SPB i β Cep: odpowiednio $4 M_\odot$ na górnych panelach i $10 M_\odot$ na dolnych panelach. Modele te zostały policzone dla składu A04 ze zwiększonym argonem czterokrotnie (A04Ar4) i porównane ze standardowymi modelami OP A04. Na prawych panelach rysunku wykreślone są względne różnice pomiędzy wynikami. Wybrane modele znajdują się na podobnym etapie ewolucji na ciągu głównym, w pobliżu TAMS. Dla modelu o masie $4 M_\odot$ zwiększona jest nieprzezroczystość o około 5% przy $\log T = 4.8$ i 7.0 , natomiast o około 7.5% przy temperaturze $\log T = 6.0$. Dla modelu o masie $10 M_\odot$ różnice w κ są mniejsze, o około 2% dla tych samych temperatur. Na

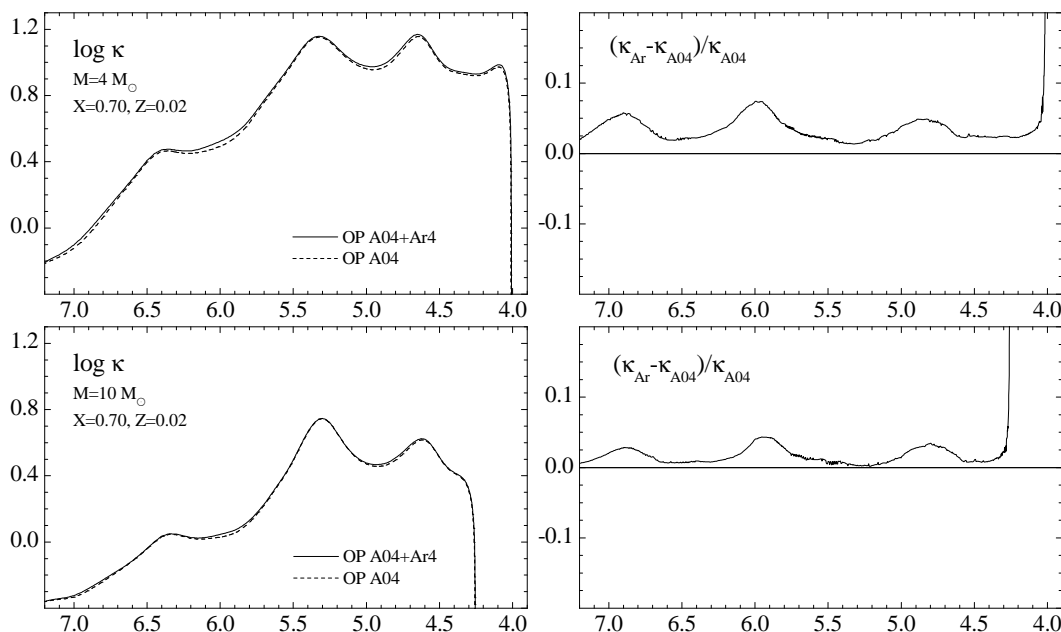


Rysunek 3.8: Przebieg nieprzezroczystości ($\log \kappa$) dla wybranych wartości X, Z w funkcji temperatury, dla zakresu wartości parametru gęstości od $\log R = -1$ do $\log R = -6$. Porównanie wykonane jest dla przypadku zwiększenia zawartości neonu dwukrotnie (górny panel) i czterokrotnie (dolny panel) w składzie A04.



Rysunek 3.9: Przebieg nieprzezroczystości ($\log \kappa_R$) dla wybranych wartości X, Z w funkcji temperatury, dla zakresu wartości parametru gęstości od $\log R = -1$ do $\log R = -6$. Porównanie wykonane jest dla przypadku zwiększenia zawartości argonu dwukrotnie (górny panel) i czterokrotnie (dolny panel) w składzie A04.

podstawie przebiegu względnych różnic κ wynika, że wzrost obfitości argonu ma większy wpływ w modelach gwiazd typu SPB. Dla wyższych mas wzrost nieprzezroczystości jest mniej znaczący. Dodatkowo, zmiany obfitości tego pierwiastka mają najmniejszy efekt w obszarze napędzania pulsacji typu β Cep i SPB, przy $\log T = 5.3$, szczególnie dla modelu o masie $10 M_{\odot}$. Przeciwnie do wyników dla neonu, argon nie ma tak silnego wpływu na nieprzezroczystość, a zatem i na niestabilność wzbudzanych oscylacji.



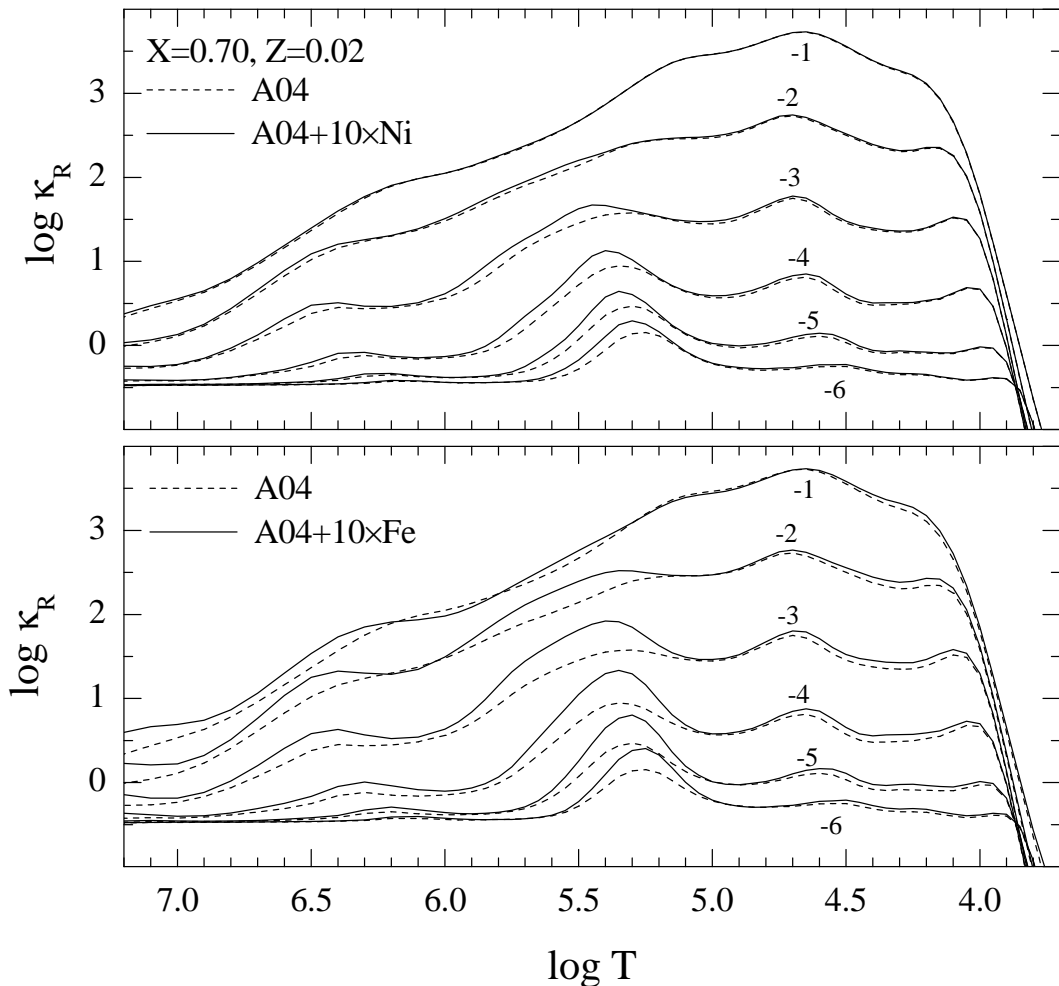
Rysunek 3.10: Przebieg nieprzezroczystości dla dwóch modeli gwiazd o masach $4 M_{\odot}$ (typu SPB) na górnych panelach i $10 M_{\odot}$ (typu β Cep) na dolnych panelach. Porównanie wykonane jest dla przypadku zwiększenia zawartości argonu czterokrotnie w składzie A04. Lewe panele przedstawiają względne różnice nieprzezroczystości w otrzymanych modelach.

3.5.2 Żelazo i Nikiel

Obfitości jak i dane atomowe dla żelaza i niklu są ważnym elementem obliczeń nieprzezroczystości, co pokazały wyniki prowadzące do powstania tablic OPAL i OP. Poniżej przedstawione są testy zwiększenia dziesięciokrotnie zawartości niklu i żelaza w składzie A04, odpowiednio górny i dolny panel rysunku 3.11. Znaczące zmiany $\log \kappa_R$ zachodzą dla szerokiego zakresu temperatur i gęstości. Pierwiastki te mają istotny wpływ na wzrost nieprzezroczystości w obszarze napędzania pulsacji gwiazd typu B ciągu głównego. W przypadku niklu, dla najniższych podanych gęstości $\log R = -6$, wzrost $\log \kappa_R$ widoczny jest głównie w obszarze Z-bump oraz mniejszy efekt dla temperatur niższych i wyższych od $\log T \sim 5.3$. Najbardziej znaczący wzrost κ_R zachodzi powyżej temperatury $\log T = 5.0$,

3.5 Modyfikacje składów chemicznych

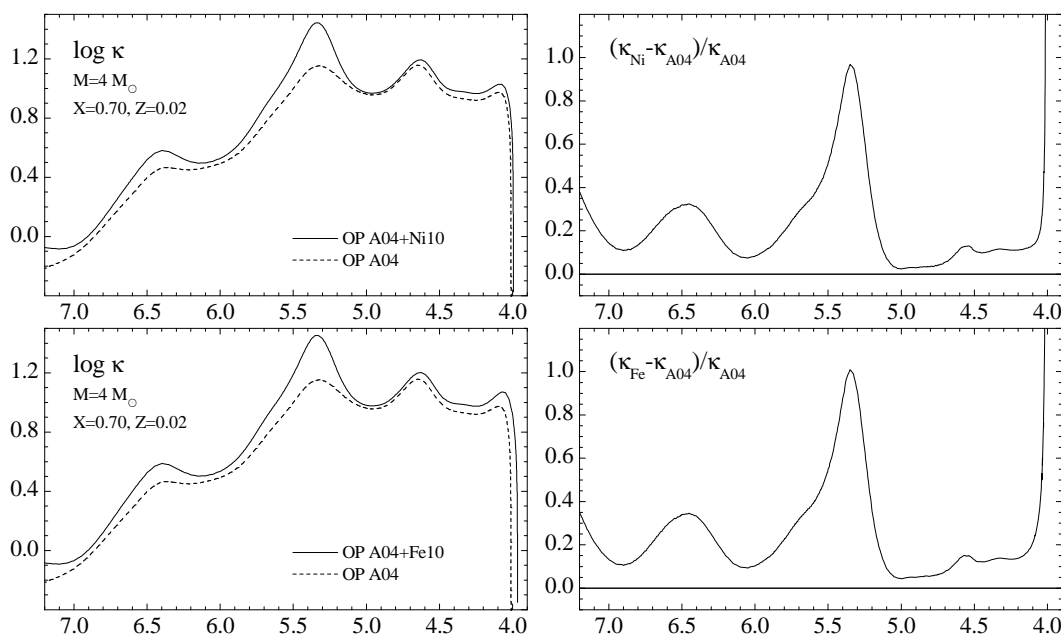
sięgający nawet 0.21 dex (1.5-krotny) dla $\log T = 5.4$ i $\log R = -4$. Nadwyżka obfitości niklu powoduje przesunięcie maksimum garbu Z-bump ku coraz wyższym temperaturom ze wzrostem gęstości, efekt najwyraźniejszy jest dla $\log R < -3$. Podobne zmiany obfitości żelaza wprowadzają większy efekt na wartości $\log \kappa_R$, dla całego zakresu temperatur i gęstości. Dla żelaza wzrost nieprzezroczystości osiąga nawet ~ 0.38 dex (2.4-krotny) dla $\log T = 5.4$ i gęstości $\log R = -3, -4$. Mniejsze zmiany $\log \kappa_R$ widoczne są w głębszym garbie nieprzezroczystości (DOB): około 0.2 dex (1.5-krotnie) dla $\log R = -3$ i do 0.25 dex (1.8-krotny) przy temperaturze $\log T = 7.2$ i gęstości $\log R = -1$. Należy zauważyć, że obfitość niklu w badanych mieszankach $A(\text{Ni}) = 7.23$ jest około 17-krotnie niższa od obfitości żelaza $A(\text{Fe}) = 8.45$. Pomimo tego, obliczenia wskazują również na znaczący wzrost nieprzezroczystości pochodzący od zmian obfitości obu pierwiastków.



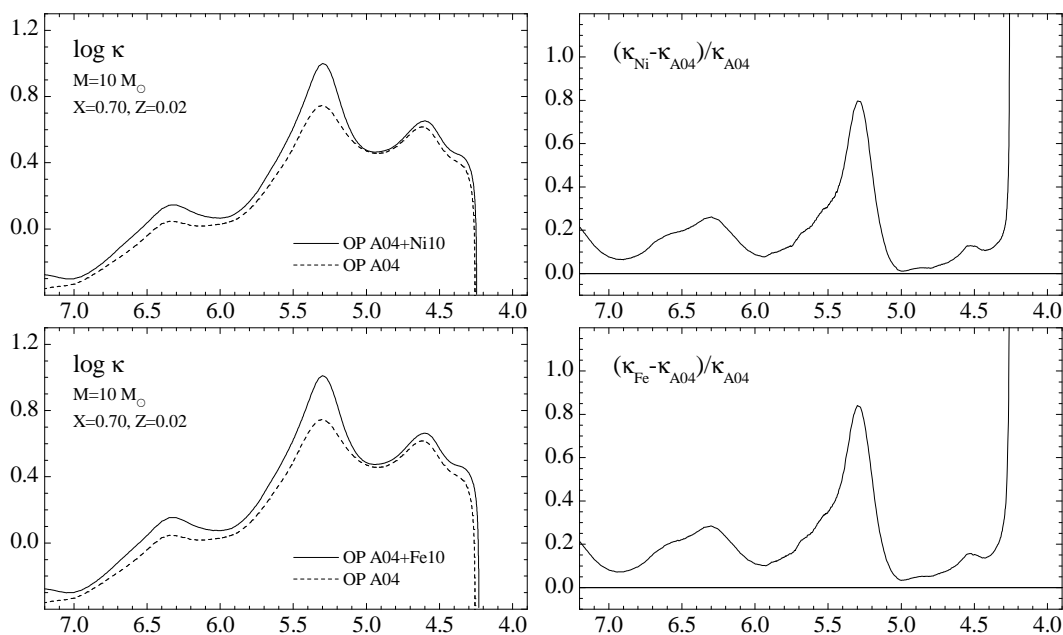
Rysunek 3.11: Przebieg nieprzezroczystości ($\log \kappa_R$) dla wybranych wartości X, Z w funkcji temperatury, dla zakresu wartości parametru gęstości od $\log R = -1$ do $\log R = -6$. Porównanie wykonane jest dla przypadku zwiększenia zawartości niklu (górny panel) i żelaza (dolny panel) dziesięciokrotnie w składzie A04.

3.5 Modyfikacje składów chemicznych

Dla przedstawienia wpływu zmian obfitości Ni i Fe, rozważane są modele gwiazd gwiazd typu SPB i β Cep, odpowiednio o masach $4 M_{\odot}$ i $10 M_{\odot}$. Na rysunku 3.12 przedstawione są modele gwiazdy typu SPB, dla zwiększonej obfitości niklu (górne panele) i żelaza (dolne panele). Największy wzrost nieprzezroczystości widoczny jest w obszarze Z-bump (prawe panele). Zmiany zawartości niklu powodują około 95-0% wzrost nieprzezroczystości przy $\log T = 5.35$, natomiast dla żelaza zachodzi nawet 100-u% wzrost. Zmiany te odpowiadają dwukrotnemu zwiększeniu κ w porównaniu do standardowych tablic OP A04. Mniejszy wzrost nieprzezroczystości powyżej 30-u% widoczny jest przy temperaturze $\log T = 6.5$ (w obszarze DOB) oraz w warstwach bliskich jądra ($\log T = 7.2$). Z kolei, dla modelu gwiazdy typu β Cep (rysunek 3.13) użyta obfitość niklu powoduje wzrost nieprzezroczystości jedynie o 80% przy $\log T = 5.3$ oraz około 26% przy $\log T = 6.3$ (górne panele). W przypadku żelaza wzrost κ wynosi około 84% w obszarze Z-bump i 28% w obszarze DOB (dolne panele). W pobliżu jądra następuje kolejny wzrost nieprzezroczystości wynoszący około 20%, zarówno przy zmianach obfitości niklu jak i żelaza. Przebieg względnych zmian κ wyraźnie wskazuje na dwa garby nieprzezroczystości Z-bump i DOB, za których powstanie odpowiadają pierwiastki z grupy żelaza. Jednakże, przy 10-krotnym wzroście obfitości Ni i Fe pojawia się kolejny garb przy $\log T = 7.2$, w obszarze otaczającym jądro konwektywne modelu.



Rysunek 3.12: Przebieg nieprzezroczystości w modelach gwiazd o masie $4 M_{\odot}$ (typu SPB). Porównanie wykonane jest dla przypadku zwiększenia zawartości niklu (górne panele) i żelaza (dolne panele) 10-krotnie w składzie A04. Prawe panele przedstawiają względne różnice nieprzezroczystości w otrzymanych modelach.



Rysunek 3.13: Przebieg nieprzezroczystości w modelach gwiazd o masie $10 M_{\odot}$ (typu β Cep). Porównanie wykonane jest dla przypadku zwiększenia zawartości niklu (górne panele) i żelaza (dolne panele) 10-krotnie w składzie A04. Prawe panele przedstawiają względne różnice nieprzezroczystości w otrzymanych modelach.

3.5.3 Efekty zmian obfitości pierwiastków

Testy ze zmianami obfitości pierwiastków gazów szlachetnych Ne i Ar wskazują, że efekt neonu jest większy niż argonu na nieprzezroczystość w otoczkach gwiazd typu β Cep i SPB. Jak zostanie pokazane w rozdziale 6, wzrost zawartości helu (poprzez zmianę zawartości wodoru X) również powoduje znaczący wzrost niestabilności modów oscylacji.

Wpływ obfitości żelaza wykorzystany jest przy modelowaniu pojedynczych gwiazd (ν Eri) (Pamyatnykh et al. 2004; Aussenloos et al. 2004). Pierwsza praca uwzględnia czterokrotny wzrost Fe tylko w obszarze Z-bump, natomiast druga wykorzystuje zmodyfikowaną mieszanę GN93 dla tego samego wzrostu obfitości żelaza. Pomimo tak dużych zmian nie rozwiązuje to w pełni problemu jaki stawiały modele sejsmiczne. Wyznaczenia obfitości Fe i Ni, nie wskazują na potrzebę tak znaczącego wzrostu jaki jest przykładowo wprowadzony. Znajdowana zawartość żelaza w pobliskich gwiazdach jest porównywalna ze słoneczną i nieco niższa o około 0.1 dex ($A_{\text{Fe}}^* = 7.44$), wartość podawana między innymi przez Morel et al. (2006) lub Przybilla et al. (2008). Jak podają Asplund et al. (2009), nawet przy uwzględnieniu efektu dyfuzji w Słońcu (+0.05 dex) oraz wzbogacenia chemicznego galaktyki (+0.14 dex) obfitość żelaza wzrosłaby tylko 1.5-krotnie. Przy wyznaczaniu tablic OPAL i OP, nieprzezroczystości monochromatyczne (κ_{ν}) niklu uzyskiwane są na podstawie ekstrapolacji danych żelaza. W tym celu, między innymi Turck-Chièze et al.

(2011), podejmują się wyznaczenia współczynnika κ_ν dla niklu. Na podstawie wstępnych danych wynika, że w obszarze Z-bump nikiel stanowi około 30-o% w OP i około 15-o% w OPAL wkład do całkowitej nieprzezroczystości. Dane dla żelaza wskazują także na niewielki dodatek do nieprzezroczystości (około 15%) przy temperaturze $\log T = 7.2$ i aż 70% przy $\log T = 5.3$. W przypadku tablic OP, kilku procentowy dodatek do κ w obszarze Z-bump pochodzący od chromu również może być znaczący, jak w przypadku niklu.

W rozdziale tym małą wagę przykładano do różnicy między tablicami OPAL i OP, to znaczy ilości pierwiastków dla jakich obliczane są nieprzezroczystości. Tablice OPAL wykorzystują 21 pierwiastków wraz z H i He (tabela 3.1, strona 18), natomiast tablice OP tylko 17 z podanej listy w tabeli. Pierwiastki nie uwzględnione przez OP to: fosfor (P), chlor (Cl), potas (K) i tytan (Ti), posiadające najniższe obfitości $\log A = 4.9 - 5.5$. Z tego też względu można przypuszczać, że ich wkład będzie znikomy do nieprzezroczystości tablic OP (dzięki uprzejmości P. Lenz'a).

Rozdział 4

Domeny niestabilności

4.1 Metodyka obliczeń

4.1.1 Ewolucja modeli gwiazdowych

Do obliczeń ewolucji gwiazdowej wykorzystywany jest kod Warsaw-New Jersey, w pierwotnej wersji napisany przez B. Paczyńskiego (Paczyński 1969, 1970) i później rozwijany w CAMK-u w Warszawie. Program ewolucyjny rozpoczyna obliczenia od modelu chemicznie jednorodnego znajdującego się na zerowym ciągu głównym (ZAMS). Obliczenia ewolucyjne rozpoczynane są na podstawie wartości wejściowych: masy w jednostkach M_{\odot} , temperatury powierzchniowej ($\log T_{\text{sur}}$), jasności ($\log L/L_{\odot}$), temperatury i gęstości centralnej ($\log T_c$, $\log \rho_c$) oraz zawartości wodoru i pierwiastków ciężkich (X, Z). Przy wyznaczaniu domen niestabilności początkową zawartość wodoru nie zmieniamy i standardowo przyjmujemy $X = 0.70$. Nie uwzględniamy również efektów rotacji ($v_{\text{rot}} = 0$). Program ewolucyjny wykorzystuje stabelaryzowane wartości $\log \kappa$, κ_T i κ_{ρ} , interpolowane dla (ρ, T) i wybranych (X, Z) . Pliki te produkowane są w oparciu o tablice OPAL lub OP wykorzystując program `opac.for`. Dodatkowo, wymagany jest plik podający informację o równaniu stanu, produkowany dla zadanego Z i kilku wartości X . Otrzymywany jest przy użyciu kodu `zfs20055.for`, udostępnionego przez projekt OPAL.

Konwekcja rozpatrywana jest w podejściu średniej drogi mieszania, opisywana parametrem $\alpha_{MLT} = 0.5$, przyjętym dla gwiazd typu B ciągu głównego. Testy pokazują, że dla gwiazd masywniejszych od około $1.5 - 2.0 M_{\odot}$ wartość α_{MLT} nie wpływa znacząco na przebieg ścieżki ewolucyjnej, a zatem i na parametry modeli. W obliczeniach nie uwzględniane jest przestrzeliwanie (overshooting) z jądra konwektywnego, zatem parametr $\alpha_{ov} = 0$. W późniejszej wersji kodu wprowadzony jest nowy, dwu-parametryczny opis przestrzeliwania, ze zmianami zawartości wodoru X w obszarze przestrzeliwania w postaci:

$$X = X_c + (q - q_c)^w \cdot [a + b \cdot (q - q_c)], \quad (4.1)$$

jak zdefiniowanego przez Dziembowski and Pamyatnykh (2008). Tym samym wprowadzono dodatkowy parametr - możliwość nieliniowych zmian profilu zawartości wodoru $X(\alpha_{ov}, w)$ w obszarze konwektywnego przestrzeliwania - tzn. parametr efektywnego mieszania materii w tym obszarze. Parametr q_c jest masą cząstkową jądra konwektywnego, natomiast współczynniki a i b obliczane są z dwóch parametrów wejściowych (α_{ov}, w). Przypadek $w \rightarrow \infty$ odpowiada typowemu podejściu do opisu przestrzeliwania. Plik wyjściowy programu ewolucyjnego podaje serię parametrów dla każdego modelu gwiazdy wzdłuż ścieżki ewolucyjnej, a przykładowa zawartość pliku podana jest w tabeli 4.1. Typowo, jedna ścieżka ewolucyjna liczona jest dla około 250-u modeli, ostatnie modele (powyżej około 180-o) odpowiadają fazie ekspansji poza ciągiem głównym (post-MS).

Tablica 4.1: Nagłówek pliku wyjściowego z kodu ewolucyjnego Warsaw-New Jersey.

MOD	IT	NH	$\log t$	$\log T_{sur}$	$\log T_{eff}$	$\log L$	$\log g_{eff}$	$\log T_c$	$\log \rho_c$	X_c	M_c/M	V_{rot}	N_c^{14}	O_c^{16}
MOD - kolejny numer modelu														
IT - liczba iteracji														
NH - liczba punktów masy														
$\log t$ - czas ewolucji w latach														
$\log T_{sur}$ - temperatura powierzchniowa [K]														
$\log T_{eff}$ - temperatura efektywna [K]														
$\log L$ - jasność powierzchniowa w [L_\odot]														
$\log g_{eff}$ - grawitacja na promieniu R_{eff} w [cm s^{-2}]														
$\log T_c$ - temperatura centralna [K]														
$\log \rho_c$ - gęstość centralna w [g cm^3]														
X_c - zawartość wodoru w centrum														
M_c/M - masa cząstkowa konwektywnego lub helowego jądra														
V_{rot} - prędkość rotacji														
N_c^{14} - zawartość izotopu azotu N^{14} w centrum														
O_c^{16} - zawartość izotopu tlenu O^{16} w centrum														

4.1.2 Oscylacje modeli gwiazdowych

Dla każdego modelu (od 1 do 250) wzdłuż ścieżki ewolucyjnej, kod ewolucyjny produkuje pliki oscylacyjne o nazwie `oscXXXXX.z`, gdzie znaki `XXXXX` są pięciocyfrowym zapisem numeru modelu (np. 00083). Te pliki służą jako dane wejściowe dla najnowszej wersji kodu pulsacyjnego napisanego przez W.A. Dziembowskiego (Dziembowski 1977). Pliki oscylacyjne `osc` zawierają 13 wielkości w każdej warstwie modelu gwiazdy oznaczanych jako A_i . Wielkości A_i są kombinacjami parametrów struktury gwiazdy, występującymi jako współczynniki liniowych nieadiabatycznych oscylacji tejże pracy. Wyjściowy plik kodu pulsacyjnego zawiera wartości nieadiabatycznych częstotliwości i innych parametrów dla określonego modelu `oscXXXXX.z`. Przykładowa zawartość pliku przedstawiona jest w tabeli 4.2. Spośród wartości wyjściowych, dwa parametry σ i η są wykorzystywane przy

Tablica 4.2: Nagłówek pliku wyjściowego kodu pulsacyjnego.

mod	ℓ	n	σ	P [d]	f_a [c/d]	f_n [c/d]	COMPLEX F	E_{kg}/E_k	η	M/M_\odot	$\log T_{\text{eff}}$	$\log L/L_\odot$	$\log g_{\text{eff}}$	V_{rot}
mod – numer modelu														
ℓ – stopień pulsacji														
n – rząd radialny														
σ – bezwymiarowa częstotliwość														
P – okres w dniach														
f_a [c/d] – adiabaticzna częstotliwość oscylacji w cyklach na dzień														
f_n [c/d] – nieadiabaticzne przybliżenie częstotliwości														
COMPLEX F – stosunek perturbacji strumienia promienistego do przemieszczenia radialnego														
E_{kg}/E_k – stosunek energii kinetycznej w strefie rozchodzenia fal grawitacyjnych do całkowitej energii kinetycznej														
η – znormalizowane tempo wzrostu, określa niestabilność modu														
M/M_\odot – masa modelu gwiazdowego														
$\log T_{\text{eff}}$ – logarytm temperatury efektywnej w K														
$\log L/L_\odot$ – jasność powierzchniowa														
$\log g_{\text{eff}}$ – logarytm grawitacji efektywnej w jednostkach [c.g.s.]														
V_{rot} – prędkość rotacji w [km/s]														

wyznaczaniu domen niestabilności. Pierwszy parametr (σ), nazywany jest bezwymiarową częstotliwością zdefiniowaną jest według wzoru:

$$\sigma^2 = \omega^2 \frac{R^3}{GM}, \quad (4.2)$$

i powiązany jest z częstotliwością kołową (kątową) oscylacji ω . Wartość własna ω jest liczbą zespoloną, $\omega_{\Re} + i\omega_{\Im}$, gdzie rzeczywista część ω_{\Re} reprezentuje częstotliwość oscylacji, natomiast urojona ω_{\Im} jest miarą czasu wzbudzenia (< 0) albo tłumienia (> 0). Drugi parametr (η) jest typowo używanym znormalizowanym tempem wzrostu, podanym przez [Stellingwerf \(1978a\)](#) i zdefiniowanym równaniem:

$$\eta = \frac{\int_0^R \frac{dW}{dr} dr}{\int_0^R \left| \frac{dW}{dr} \right| dr}. \quad (4.3)$$

Wielkość ta, opisuje niestabilność modu oscylacji. Parametr ten jest znormalizowanym tempem wzbudzenia oscylacji, miarą nadwyżki efektów wzbudzenia nad efektami tłumienia wewnątrz gwiazdy: $\eta = -1$ odpowiada tłumieniu oscylacji we wszystkich warstwach, $\eta = +1$ - wzbudzenie oscylacji we wszystkich warstwach.

4.1.3 Właściwości modów oscylacji

Pulsacje powodują, iż powierzchnia i wnętrze gwiazdy podzielone są na obszary rozszerzające i zarazem kurczące się. Wprowadza się zatem identyfikację oscylacji na podstawie zniekształceń jakie powodują na powierzchni i we wnętrzu. Każdy z modów oscylacji można opisać za pomocą trzech liczb całkowitych, oznaczanych literami (n, ℓ, m). Liczba

n podaje ilość powierzchni węzłowych we wnętrzu gwiazdy wzdłuż promienia, oddzielających warstwy kurczące i rozszerzające się i określana jest mianem *rzędu radialnego*. Wielkość n określa czy mod jest oscylacją fundamentalną czy jego owertonem (od ang. *overtone*). Owertony nie są całkowitymi wielokrotnościami częstotliwości podstawowej. Mod fundamentalny opisywany jest liczbą $n = 0$, natomiast pierwszy i kolejne owertony liczbami $n \geq 1$. Stosowana jest niekiedy nomenklatura ujemnych wartości n , dla odróżnienia charakteru grawitacyjnego od akustycznego modów oscylacji. Powierzchnia gwiazdy, jak w przypadku wnętrza ulega podobnym odkształceniom podczas pulsacji. Ilość linii oddzielających obszary powierzchni oscylujące w przeciwnych fazach jest *stopniem pulsacji*, ℓ . Stopień pulsacji zawsze ma wartość dodatnią ($\ell \geq 0$): mody radialne dla $\ell = 0$ i nieradialne dla $\ell \geq 1$. Wpływ rotacji na oscylacje gwiazdy opisywany jest przez *rzęd azymutalny*, m . Liczba ta przyjmuje wartości zależne od stopnia pulsacji z zakresu od $-\ell$ do $+\ell$. Wartości $m \equiv -\ell$ opisują fale obiegające powierzchnię przeciwnie do ruchu rotacji (mody wsteczne), natomiast $m \equiv +\ell$ opisuje fale obiegające zgodnie z ruchem rotacji (mody postępowe). Ze względu na rotację, każdy mod o stopniu ℓ ulega rozszczepieniu, tworząc $2\ell + 1$ składników pulsacji o odpowiednich wartościach liczby m .

Typy modów oscylacji zdefiniowane są na podstawie dwóch charakterystycznych częstotliwości: Lamb'a (L_ℓ) i Brunt'a-Väisälä (N):

$$L_\ell^2 = \frac{\ell(\ell + 1)c_s^2}{r^2}, \quad (4.4)$$

$$N^2 = g\left(\frac{1}{H} - \frac{g}{c_s^2}\right) \quad (4.5)$$

Użyte oznaczenia odpowiadają: c_s prędkości dźwięku na promieniu r od centrum, g lokalnej grawitacji oraz H gęstościowej skali wysokości. Częstotliwość Lamb'a jest odwrotnością czasu potrzebnego na przebycie jednej długości fali (horyzontalnie) z lokalną prędkością dźwięku. Częstotliwość Brunt'a-Väisälä opisuje tempo oscylującego (pionowo) wokół punktu równowagi elementu gazu, w każdym miejscu wnętrza gwiazdy pod wpływem siły grawitacji. Na podstawie zachowań podanych definicji rozróżnia się: (i) mody p, dla których główną siłą przywracającą jest ciśnienie wykazują lokalnie cechy fali akustycznej, a ich obszary propagacji określa zależność $\omega^2 > L_\ell^2, N^2$; (ii) mody g, dla których główną siłą przywracającą jest wypór hydrostatyczny (grawitacja), a ich obszary propagacji określa zależność $\omega^2 < L_\ell^2, N^2$. Obszary, w których zachodzą nierówności $L_\ell^2 > \omega^2 > N^2$ lub $L_\ell^2 < \omega^2 < N^2$ noszą nazwę obszarów zanikania. W obszarach tych amplituda fali zmniejsza się eksponencjalnie z odległością od granic obszarów propagacji modów g i p.

4.2 Domeny niestabilności

Obliczenia modeli ewolucyjnych jak i oscylacji gwiazd na ciągu głównym pokrywają zakres mas od $1.0 M_{\odot}$ do $40 M_{\odot}$. Kompletna siatka przedstawiona jest na rysunku 4.1, pokrywając domeny gwiazd pulsujących typu δ Sct, SPB i β Cep. Domeny dla oscylacji typu δ Sct odpowiadają masom modeli z zakresu $1 - 3.2 M_{\odot}$, typu SPB z zakresu $2.8 - 40 M_{\odot}$, natomiast typu β Cep liczone są dla zakresu $\sim 6.5 - 40 M_{\odot}$. Zmienności typu δ Sct nie są analizowane w niniejszej pracy. Obliczenia masowe radialnych i nieradialnych oscylacji przeprowadzone są tylko z wykorzystaniem tablic nieprzezroczystości OP dla następujących parametrów:

- OP GN93; $X = 0.70$, $Z = 0.020$
- OP A04; $X = 0.70$, $Z = 0.020$
- OP A04; $X = 0.70$, $Z = 0.015$
- OP A04; $X = 0.70$, $Z = 0.010$

Oscylacje policzone są dla każdego modelu wzdłuż ścieżki ewolucyjnej. Użyty kod nie uwzględnia utraty masy podczas ewolucji gwiazdy na ciągu głównym.

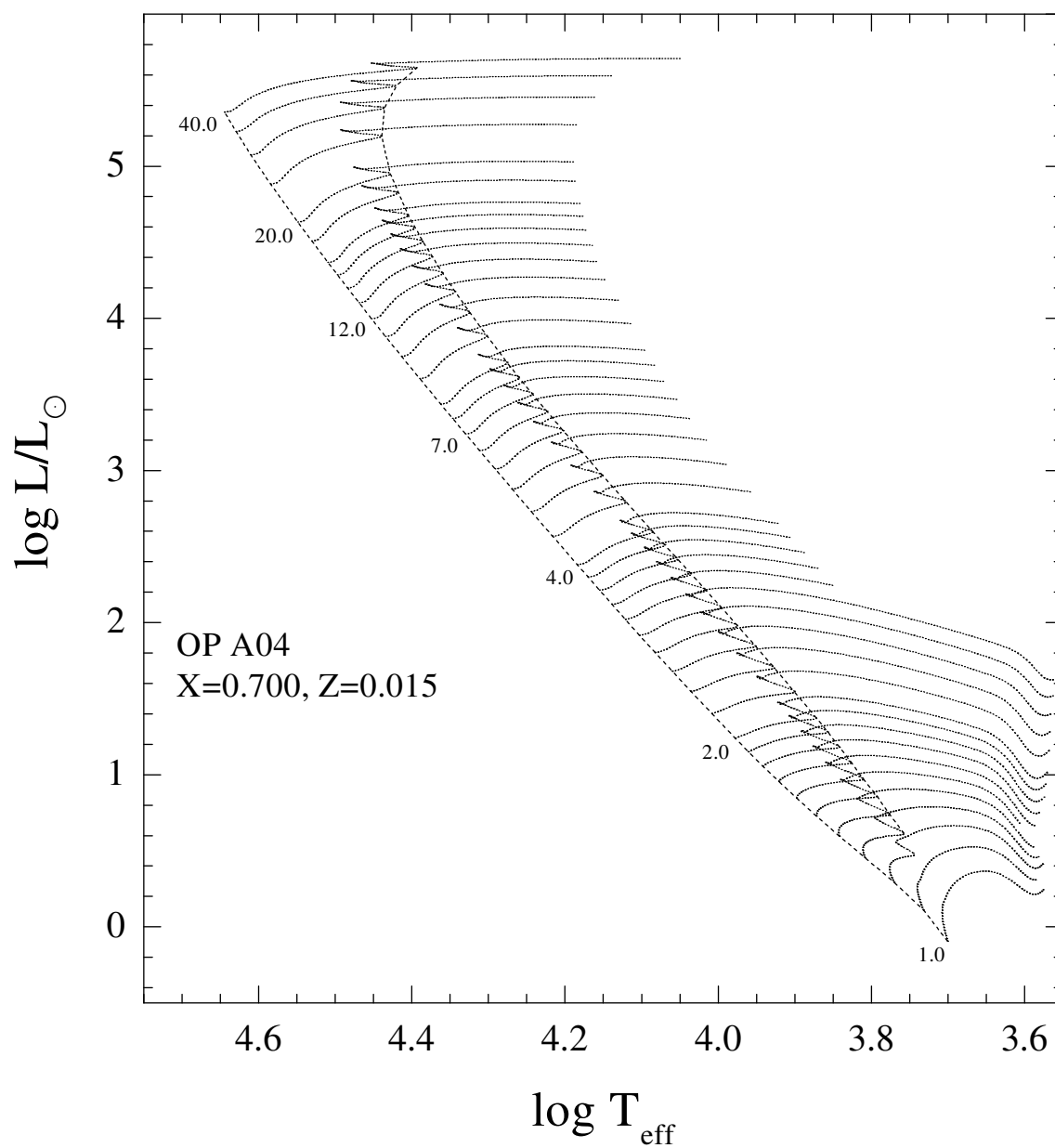
Dla wyznaczonych domen niestabilności analizowane są trzy efekty:

- efekt tablic nieprzezroczystości: OPAL i OP
- efekt mieszanki chemicznej: GN93 i A04
- efekt metaliczności: $Z = 0.020$, 0.015 i 0.010 .

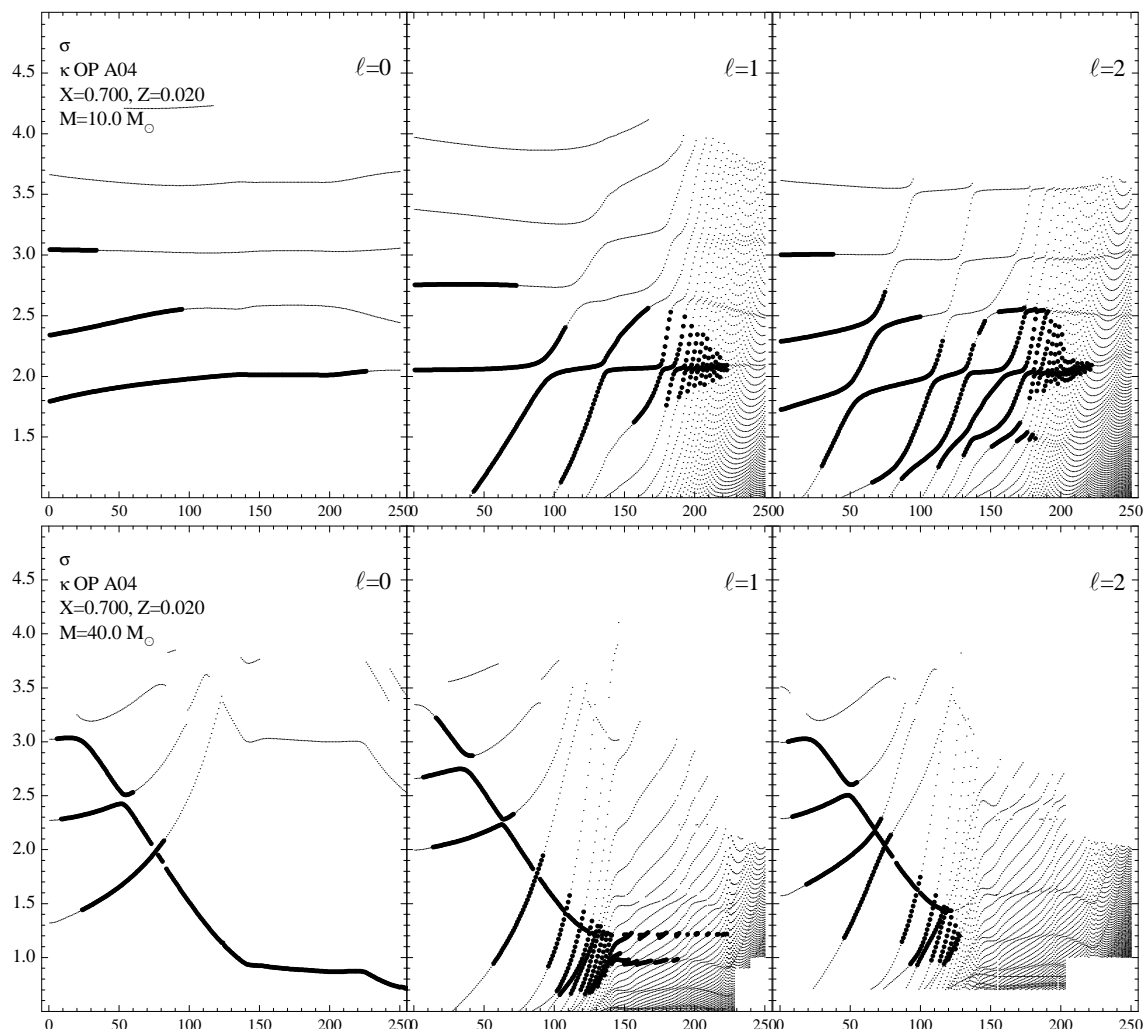
Wyniki te opisywane są oddzielnie dla domen typu β Cep i SPB.

4.2.1 Domeny typu β Cephei

Zakres występowania zmienności typu β Cep (mody p i g niskiego rzędu) wyznaczany jest na podstawie bezwymiarowej częstotliwości σ . Dla modów radialnych p, parametr ten przyjmuje wartości $\sigma \gtrsim 1.5$. Jednakże, w przypadku modów nieradialnych graniczna wartość σ oddzielająca oscylacje typu β Cep od SPB zmienia się wraz z masą modelu ewolucyjnego. Niestabilne mody przedstawiamy na diagramach σ - numer modelu. Przykładowe diagramy dla mas $10 M_{\odot}$ i $40 M_{\odot}$ podane są na rysunku 4.2, odpowiednio górne i dolne panele. Mody niestabilne (wzbudzone) zaznaczone są grubymi punktami na tle wszystkich przewidywanych oscylacji w modelach dla $\ell = 0 - 2$. Niestabilność tych oscylacji definiowana jest przez parametr tempa wzrostu $\eta \geq 0$. Niestabilne mody na rysunku sięgają fazy post-MS, gdzie linia TAMS dla masy $10 M_{\odot}$ odpowiada numerowi modelu



Rysunek 4.1: Kompletna siatka ścieżek ewolucyjnych dla tablic nieprzezroczystości OP, mieszanki A04 i metaliczności $Z = 0.015$.

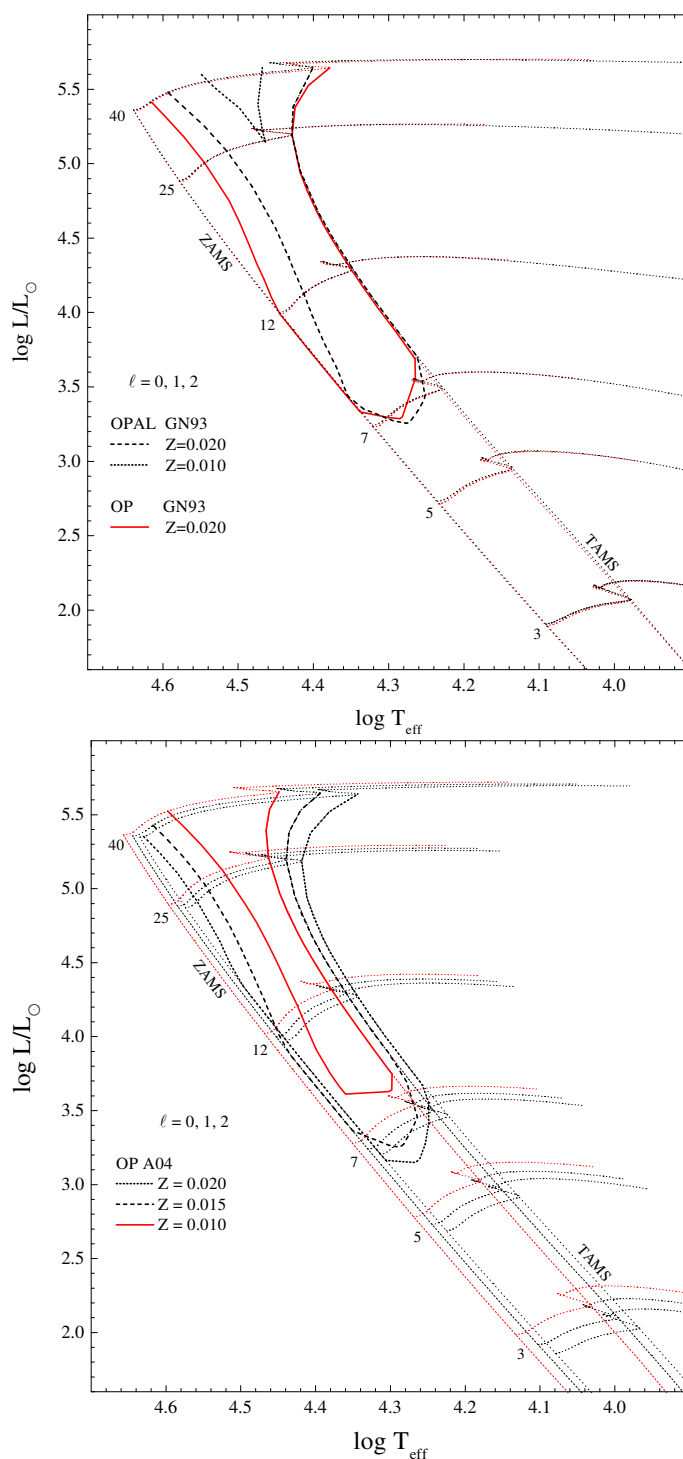


Rysunek 4.2: Diagramy przedstawiające rozkład częstości σ niestabilnych oscylacji typu β Cep (czerwone punkty) w funkcji numeru modelu na ścieżce ewolucyjnej dla przykładowych mas $10 M_{\odot}$ (górne panele) i $40 M_{\odot}$ (dolne panele). Ewolucje niestabilności przedstawione są dla trzech stopni pulsacji: radialnych (lewe panele), dipolowych (środkowe panele) oraz kwadropolowe (prawe panele). Modele policzone są przy użyciu tablic OP oraz mieszanki A04 dla składu $X = 0.70$ i $Z = 0.02$. Granica TAMS znajduje się około 130 – 140 modelu.

~ 130 , natomiast dla $40 M_{\odot}$ około 140-o modelu. Dla wyższych mas i jasności modeli (od około $10 M_{\odot}$) zakres występowania oscylacji typu β Cep rozciąga się poza ciąg główny. Dla masy $40 M_{\odot}$ oscylacje w fazie post-MS wzbudzone są jedynie dla najniższych stopni $\ell \leq 1$.

Wyznaczone domeny niestabilności pulsacji typu β Cep dla OP GN93 w porównaniu z wynikami OPAL GN93 z pracy [Pamyatnykh \(1999\)](#), przedstawione są na rysunku 4.3 (górny panel). Pokazany jest efekt wyboru tablic nieprzezroczystości pomiędzy OPAL i OP dla metaliczności $Z = 0.02$. Dla przedstawionych domen niestabilności β Cep jako czerwoną granicę wybrano linię TAMS. Podstawą takiego ograniczenia jest to, że znaczącą większość gwiazd β Cep obserwuje się w fazie ciągu głównego, ponieważ poza linią TAMS ewolucja przebiega bardzo szybko i praktycznie nie obserwujemy gwiazd zmiennych β Cep poza ciągiem głównym. Tablice OP generują o wiele większy obszar wzbudzania pulsacji tego typu, poszerzając domenę dla wyższych temperatur z większą liczbą niestabilnych modeli ciągu głównego. Dodatkowo, zaznaczone są domeny OPAL dla $Z = 0.01$ również na podstawie wyników [Pamyatnykh \(1999\)](#). Dla tak niskiej metaliczności pulsacje β Cep przewidywane są dla mas powyżej $25 M_{\odot}$. Na dolnym panelu rysunku 4.3 przedstawione są domeny niestabilności OP A04 dla trzech metaliczności $Z = 0.020, 0.015$ i 0.010 , jednocześnie z odpowiednimi ciągami głównymi (efekt metaliczności). Wyróżniającym się efektem jest znacznie większy zakres występowania pulsacji dla niskiego Z , przeciwnie do wyniku przy użyciu tablic OPAL. Efekt mieszanki chemicznej widoczny jest pomiędzy dwoma panelami rysunku 4.3 dla domen $Z = 0.02$.

Jeśli uwzględnić wyższe stopnie pulsacji $\ell \geq 3$, wspólny obszar domeny niestabilności β Cep pozostaje podobny jak dla niższych ℓ (rysunek 4.4). Na oddzielnych panelach przedstawione są wyniki dla dwóch metaliczności, $Z = 0.02$ na górnym panelu i $Z = 0.01$ na dolnym panelu. Zakres występowania pulsacji $\ell = 3-6$ dla metaliczności 0.02 pokrywa się całkowicie z domeną dla $\ell = 0-2$. Domeny dla kolejnych wyższych stopni ℓ ulegają zawężeniu od strony niższych mas. Dwukrotnie niższa metaliczność powoduje małą rozbieżność od strony wyższych temperatur (niebieskiej granicy domeny). Z wyższym stopniem ℓ zakres występowania niestabilnych modów akustycznych jest zawężany dla mas $\sim 10 M_{\odot}$ i $\sim 30 M_{\odot}$. W rezultacie domeny niestabilności dla szerokiego zakresu stopni ℓ dobrze odwzorowane są przez trzy najniższe stopnie pulsacji. Brak dużego rozróżnienia wynika z warunków na wzbudzenie oscylacji: duża amplituda $\delta p/p$ i skala termiczna (τ_{th}) wyższa od okresu pulsacji (P). Dla modów g i p niskiego rzędu stopni $\ell > 2$, odpowiednie warunki nie wymagają dużych zmian stosunku jasności do masy (L/M). Jedynie dla stopni $\ell = 5, 6$ wymagana jest znaczna zmiana L/M modelu dla dolnej granicy pulsacji. Powoduje to, że mody tych stopni wzbudzone są dopiero dla mas, odpowiednio 7 i $7.5 M_{\odot}$ dla $Z = 0.02$. Dla metaliczności $Z = 0.01$ odpowiednie warunki dla dwóch najwyższych stopni we wnętrzu uzyskiwane są dopiero dla masy $9 M_{\odot}$. Największe różnice zachodzą



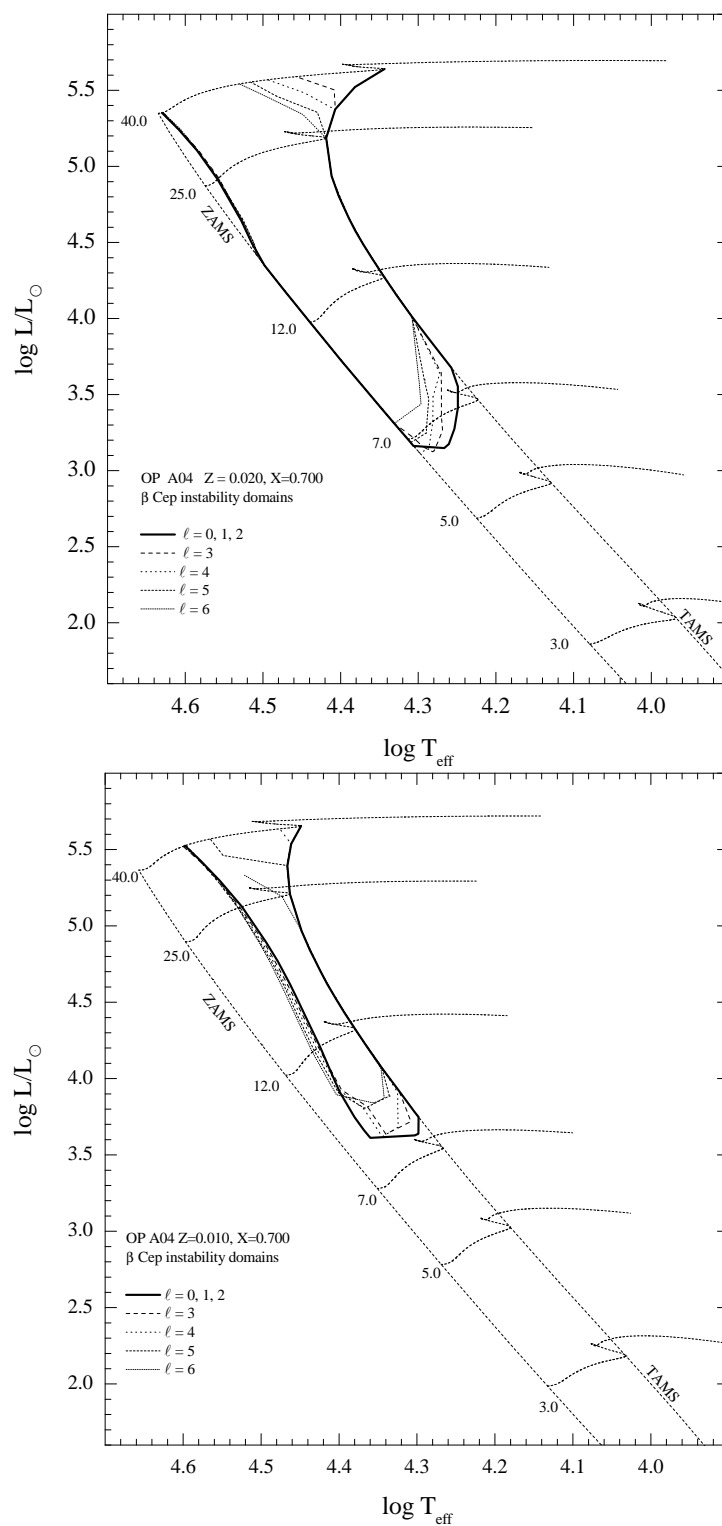
Rysunek 4.3: Górny panel przedstawia domeny niestabilności typu β Cep dla tablic OP mieszanki GN93 oraz $Z = 0.020$. Dla porównania wykreślone są domeny uzyskane przy użyciu tablic OPAL dla $Z = 0.020$ i $Z = 0.010$. Jako czerwona granica pulsacji typu β Cep użyta jest linia TAMS. Dolny panel przedstawia domeny niestabilności typu β Cep dla tablic OP oraz nowszej mieszanki A04. Wyniki przedstawione są dla trzech metaliczności $Z = 0.020$, 0.015 i 0.010 . Zakres niestabilności obejmuje mody radialne, dipolowe i kwadrupolowe.

dla mas powyżej $30 M_{\odot}$, gdzie mody typu β Cep wysokich stopni $\ell \geq 3$ są tłumione w pobliżu TAMS, dla szerokiego zakresu metaliczności.

W modelach o masie $12 M_{\odot}$ i $Z = 0.02$ na ZAMS wzbudzany jest radialny mod fundamentalny i trzy kolejne owertony. Trzeci owerton p_4 szybko uzyskuje stabilność, jeszcze w pobliżu ZAMS (po około milionie lat). Podczas ewolucji na ciągu głównym, coraz niższe owertony stają się stabilne. W rezultacie w pobliżu TAMS i w fazie ekspansji post-MS wzbudzone są tylko mody p_1 i p_2 . Podobny wynik zauważony jest przez [Dziembowski and Pamyatnykh \(1993\)](#) dla $Z = 0.03$ i tablic OPAL. Jednakże, owertony wyższe od p_2 nie były wzbudzone dla $Z = 0.02$. Przez krótki okres ewolucji w pobliżu TAMS mod p_2 jest stabilny, lecz ponownie wzbudzany jest w fazie kontrakcji i pozostaje niestabilny do fazy post-MS. Fundamentalny mod przestaje być wzbudzany jako ostatni, wyznaczając granicę domeny pulsacji β Cep. Dla niższej metaliczności $Z = 0.01$, wzdłuż całej ścieżki ewolucyjnej pośród oscylacji radialnych wzbudzany jest jedynie mod fundamentalny. Niestabilny mod p_2 przewidywany jest dopiero dla mas $18 - 20 M_{\odot}$ przez krótki okres fazy ciągu głównego. Z kolei, dla modów nieradialnych $\ell = 1, 2$ i $Z = 0.02$ na ZAMS-ie wzbudzany jest również mod fundamentalny i trzy owertony. Podczas ewolucji w fazie MS i post-MS ilość niestabilnych modów rośnie, szczególnie w fazie ekspansji poza ciągiem głównym. Jest to konsekwencją zagęszczenia widma oscylacji. Niższa metaliczność $Z = 0.01$ powoduje, że mody typu β Cep wzbudzone są dopiero pod koniec ewolucji na ciągu głównym. Dodatkowo, obniżona jest ilość modów z gęstego widma oscylacji fazy post-MS. Efekt ten również można zaobserwować na przykładzie modelu $10 M_{\odot}$ na rysunku 4.2.

4.2.2 Domeny typu SPB

Wyznaczanie domen niestabilności pulsacji typu SPB wykonywane jest poprzez diagramy okres - numer modelu, ze względu na równe odstępki między modami g na podanej skali liniowej. Przykładowa ewolucja niestabilnych modów na ciągu głównym dla dwóch modeli z masami $4 M_{\odot}$ i $40 M_{\odot}$ przedstawiona jest na rysunku 4.5, odpowiednio górne i dolne panele. Grube punkty oznaczają wzbudzone oscylacje na tle wszystkich przewidywanych oscylacji w modelach. Pulsacje gwiazdowe typu SPB to mody grawitacyjne wysokiego rzędu, tylko o charakterze nieradialnym ($\ell \geq 1$). W przypadku oscylacji typu SPB, linia TAMS stanowi czerwoną granicę, ponieważ w fazie ekspansji post-MS mody te zaczynają być silnie tłumione. Istnieją jednak badania wskazujące, że nie jest to regułą dla gwiazd w fazie ekspansji post-MS (wyjaśnienie dalej w paragrafie). Dla masy $40 M_{\odot}$ (dolne panele rysunku 4.5) widoczne są dwie grupy niestabilnych modów pulsacji: około 100-o modelu oraz w pobliżu linii TAMS około 140-o modelu. Pierwsza grupa to oscylacje o niższych rzędach $n \sim 6$, zaś druga grupa z większymi rzędami radialnymi $n \sim 20$. Rząd radialnych drugiej grupy jest bardziej charakterystyczny dla gwiazd typu SPB o niższych masach, np.

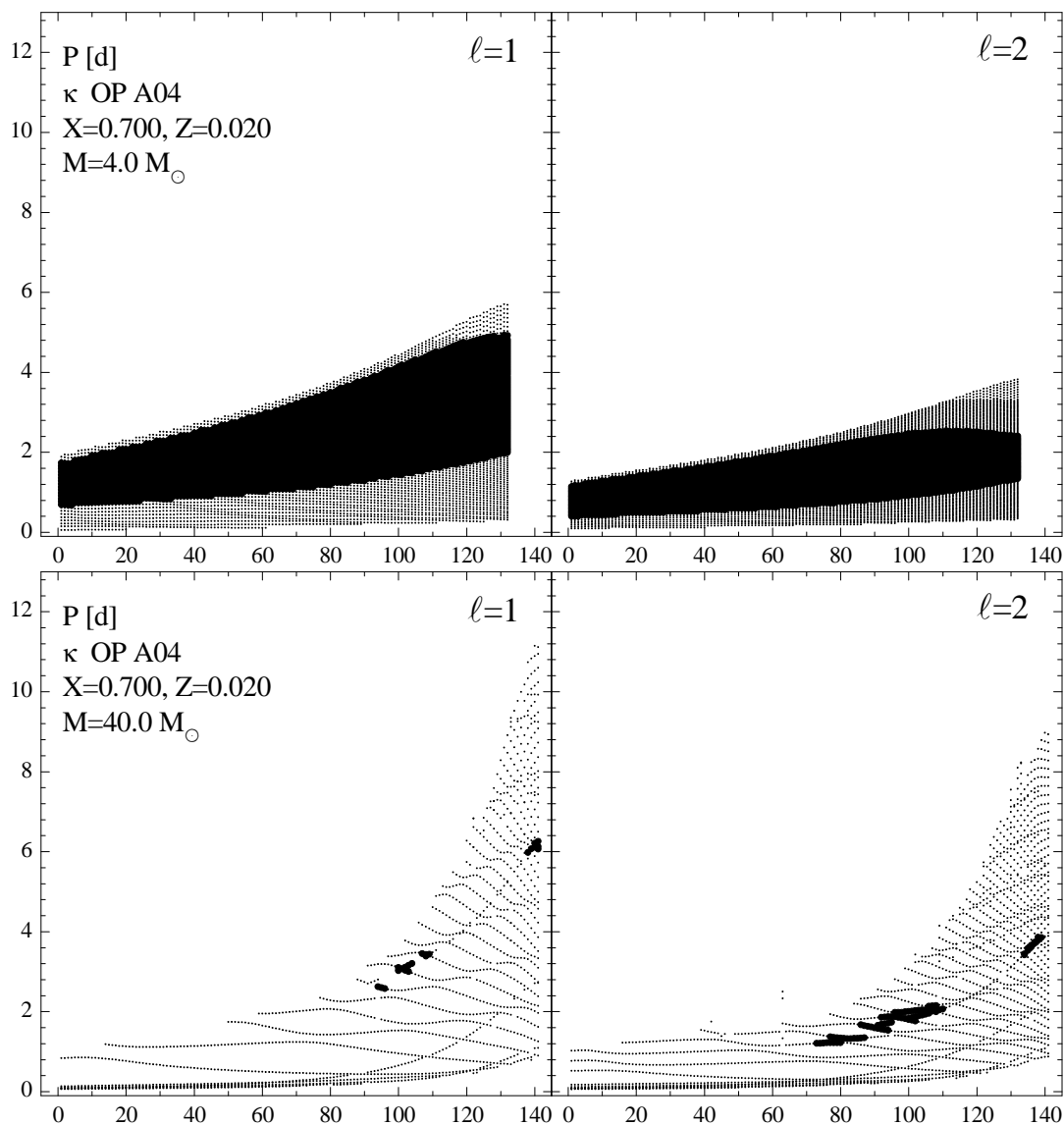


Rysunek 4.4: Domeny niestabilności OP A04 dla oscylacji typu β Cep i wyższych stopni $\ell = 3 - 6$. Górny panel przedstawia wyniki dla $Z = 0.02$, natomiast panel dla niższej metaliczności $Z = 0.01$. Domeny te wykreślone są oddzielnie dla każdego stopnia pulsacji i porównane ze wspólną domeną dla $\ell = 0 - 2$ (linia ciągła).

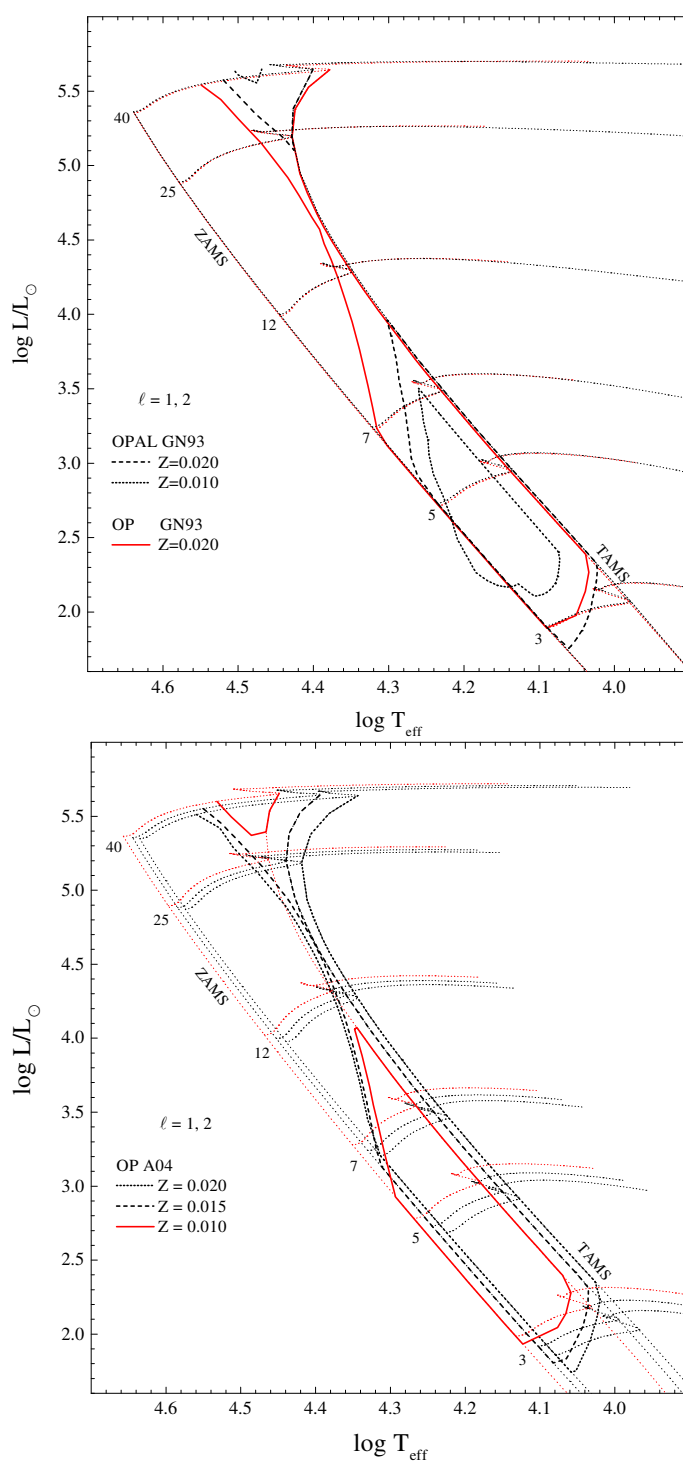
$4 M_{\odot}$. Niestabilność modów g wysokiego rzędu w pobliżu TAMS może być spowodowana ukształtowaniem się gradientu składu chemicznego wokół jądra. Modele w tej fazie mają niską zawartość wodoru w centrum, około jednego procenta masy. Mody wyższego rzędu wzbudzone są jedynie w modelu $35 M_{\odot}$ dla $\ell = 2$ i $40 M_{\odot}$ dla $\ell = 1, 2$. W przypadku obliczeń dla mieszanki GN93 efekt ten występuje tylko dla modelu $40 M_{\odot}$. Dla niskiej metaliczności $Z = 0.01$ i $\text{mas} < 40 M_{\odot}$, obliczenia nie wskazują na istnienie dwóch grup niestabilnych modów g. Niestabilność występuje od ~ 110 -o modelu do linii TAMS (~ 140 -o), zakres w którym przy metaliczności $Z \sim 0.020$ nie ma wzbudzenia.

Domeny niestabilności typu SPB przedstawione są na rysunku 4.6. Górny panel przedstawia efekt zastosowania dwóch różnych tablic nieprzezroczystości OPAL i OP dla mieszanki GN93 oraz metaliczności 0.020. Tablice OP znacznie więcej przewidują niestabilnych modów pulsacji, zarówno dla niższych jak i wyższych mas modeli, zachowując ciągłość pasa niestabilności typu SPB. Dodatkowo wykreślona jest domena OPAL dla metaliczności $Z = 0.01$. Wyniki tablic OPAL oparte są na pracy Pamyatnykh (1999). Na dolnym panelu rysunku 4.6 przedstawione są wyniki OP A04 dla trzech wartości metaliczności: 0.020, 0.015, 0.010. Pomimo niskiego $Z = 0.010$ zakres występowania modów pulsacji jest większy niż dla OPAL GN93 i dwukrotnie wyższej metaliczności. Podane domeny niestabilności dla $Z = 0.020$ i 0.015 nie uwzględniają występowania efektu dwóch grup niestabilnych modów dla dwóch najwyższych mas $35 M_{\odot}$ i $40 M_{\odot}$, jak widoczne jest na rysunku 4.5 (dolne panele). Dla metaliczności $Z \lesssim 0.015$ i tablic OP A04 nie obserwuje się ciągłości domeny pulsacji typu SPB między niskimi i wysokimi masami modeli, gdzie w przypadku tablic OPAL zachodzi to nawet dla $Z > 0.02$.

W przeciwieństwie do domen niestabilności typu β Cep, efekt uwzględnienia wyższych stopni pulsacji jest wyraźniejszy w przypadku domen SPB. Zakres występowania niestabilnych modów oscylacji $\ell = 3$ i wyższych stopni przedstawiony jest na rysunku 4.7, dla $Z = 0.02$ (górny panel) i 0.01 (dolny panel). Dla mas modeli $10\text{--}20 M_{\odot}$ występuje znaczne poszerzenie pasa niestabilności typu SPB. Na ciągu głównym w modelach ewolucyjnych bliższych fazy ZAMS wzbudzone są mody g wysokich stopni $\ell = 6$. Wyczerpując zawartość wodoru we wnętrzu, model przesuwa się bliżej linii TAMS. Wówczas, w modelach wzbudzone są mody o coraz to niższych stopniach pulsacji. Dolna granica występowania stopni pulsacji przesuwa się ku coraz wyższym jasnościom. Efekt ten związany jest z dwoma warunkami do zaistnienia pulsacji, wspomnianymi w poprzedniej sekcji dla domen typu β Cep. Amplituda funkcji własnej $\delta p/p$ w obszarze napędzania (osiągając największą wartość) musi być znacząco większa niż lokalne maksima w głębszych warstwach gwiazdy. Dodatkowo skala termiczna τ_{th} musi być większa w stosunku do okresu pulsacji. Z tego powodu warunki na wzbudzenie modów o wyższych ℓ pojawiają się w dla innych stosunków L/M , zapewniając odpowiednie warunki w obszarze napędzania pulsacji (Z-bump).



Rysunek 4.5: Diagramy przedstawiające zakres występowania okresów niestabilnych oscylacji typu SPB (czerwone punkty) w funkcji numeru modelu wzdłuż ścieżek ewolucyjnych dla przykładowych mas $4 M_{\odot}$ (górne panele) i $40 M_{\odot}$ (dolne panele). Ewolucje niestabilności przedstawione są dla dwóch stopni pulsacji: dipolowych (lewe panele) oraz kwadru-polowych (prawe panele). Modele policzone zostały przy użyciu tablic OP oraz mieszanki A04 dla składu $X = 0.70$ i $Z = 0.02$. Obliczenia tego typu pulsacji kończą się na linii TAMS, 130-140 modelu w zależności od masy.

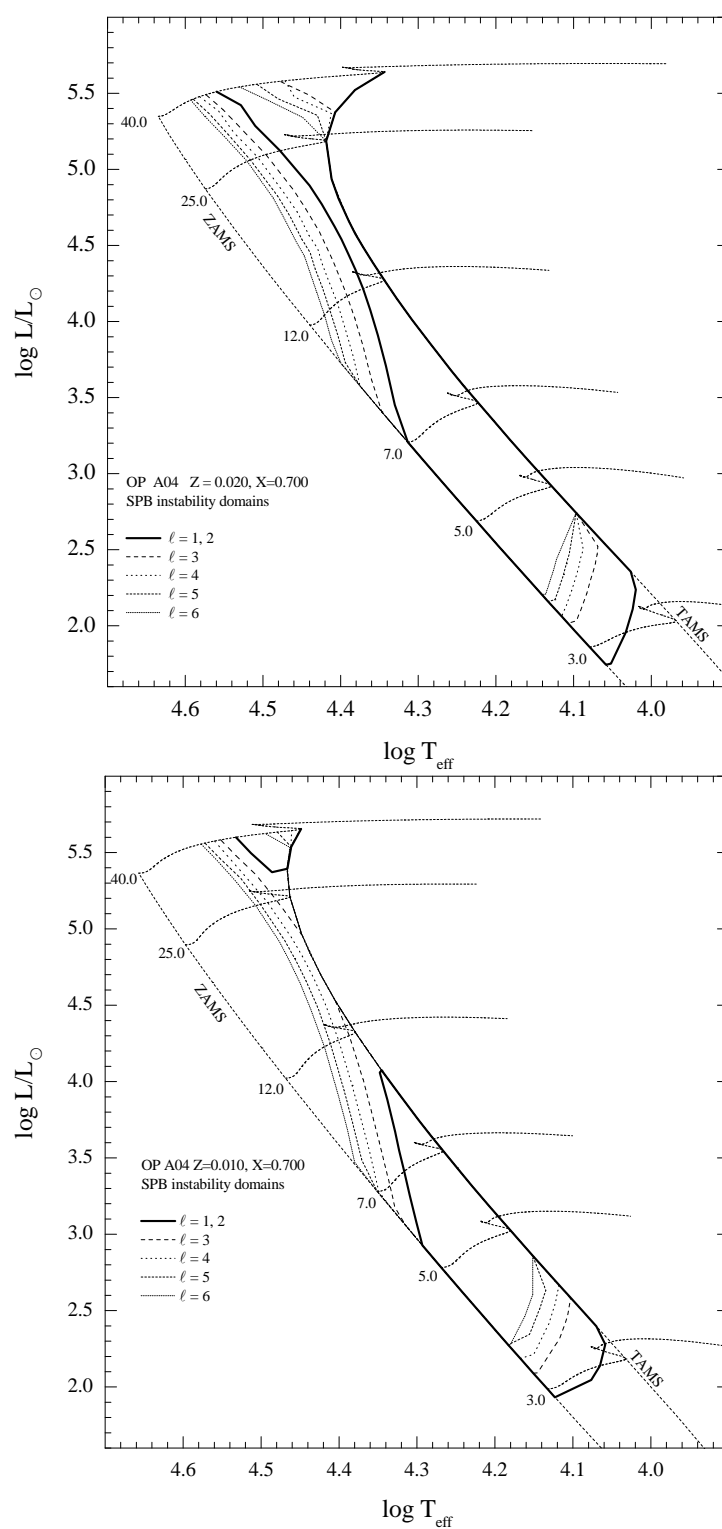


Rysunek 4.6: Górny panel przedstawia domeny niestabilności typu SPB policzone przy użyciu tablic OP dla mieszanki GN93 i $Z = 0.020$. Dla porównania wyników wykreślone zostały domeny OPAL dla dwóch metaliczności 0.020 oraz 0.010. Dolny panel przedstawia domeny niestabilności typu SPB dla tablic OP oraz nowszej mieszanki A04. Wyniki przedstawione są dla trzech metaliczności $Z = 0.020$, 0.015 i 0.010. Zakres niestabilności obejmuje jedynie mody dipolowe i kwadrupolowe.

Zaistnieniem odpowiednich warunków tłumaczy się przesuwanie niebieskiej granicy domeny ku wyższym temperaturom dla poszczególnych stopni ℓ .

W obszarze diagramu HR przewidywanego dla pulsacji typu β Cep i SPB, znajdują się także obiekty typu LBV (jasne niebieskie zmienne), Wolf-Rayet'a (WR) i Be, wspomniane w rozdziale 2. Dwa pierwsze typy gwiazd należą do górnej części domeny pulsacji typu β Cep. [Moskalik and Dziembowski \(1992\)](#) sugerują możliwość, że gwiazdy typu LBV są przedłużeniem domen β Cep do najwyższych jasności. [Onifer and Guzik \(2008\)](#) badają modele LBV wiążąc istnienie pulsacji z utratą masy. Wstępne wyniki przewidują, że mechanizm κ działający przy temperaturze 200 000 K może prowadzić do pulsacji o bardzo dużej amplitudzie, z prędkością fotosferyczną rzędu 100 kms^{-1} a w rezultacie do dużej utraty masy i obserwowanych wybuchów w LBV. Obiekty te przechodząc fazę LBV staną się gwiazdami WR.

[Townsend and MacDonald \(2006\)](#) przewidują, że dla gwiazd WR obserwowane oscylacje można wytłumaczyć modami g niskiego stopnia ($\ell = 1, 2$). Mody te wzbudzone są przez garb nieprzezroczystości DOB przy temperaturze $\log T \sim 6.3$, w modelu gwiazdy o podtypie WN (z dominującymi liniami azotu). Dodatkowo, wynik ten pozwala wytłumaczyć okres pulsacji gwiazdy WR 123 $P = 9.8$ godziny ([Lefèvre et al. 2005](#)). Poza ciągiem głównym uważa się, że nie przewiduje się modów g wysokiego rzędu, ze względu na promieniste jądro fazy post-MS, gdzie częstotliwości Lamb'a i Brunt'a-Väisälä są bardzo wysokie, powodując silne tłumienie tych pulsacji. Jednakże, w przypadku pulsacji gwiazdy typu B2 Ib/II (HD 163899), [Saio et al. \(2006\)](#) tłumaczy obserwowane oscylacje modami g i p. Wzbudzenie tych modów w tak masywnych gwiazdach w fazie post-MS staje się możliwe poprzez obecność warstwy konwektywnej, powiązanej z powłoką palącą wodór. Mieszanie konwektywne w tej warstwie musi być na tyle silne aby powodować jednorodny skład chemiczny. Wówczas warstwa konwektywna zapobiega przenikaniu modu g do wnętrza promienistego jądra. Efekt ten zmniejsza tłumienie modu w jądrze i przez to pomaga mechanizmowi κ (w Z-bump) we wzbudzaniu modu. Pojawienie się takiej powłoki w fazie post-MS podyktowane jest wystąpieniem epizodu półkonwekcji w fazie MS, ustalając prawie adiabatyczny gradient temperatury w strefie gradientu chemicznego. Jeśli jednak zostanie uwzględniona utrata masy, jądro konwektywne jest mniejsze i kurczy się szybciej podczas fazy MS, zapobiegając wykształceniu się półkonwekcji ([Chiosi and Nasi 1974](#)). Badania [Godart et al. \(2009\)](#) również wskazują, że utrata masy i przestrzelanie w znacznym stopniu redukuje powłokę palącą wodór i przeciwdziała wzbudzaniu modów g w fazie post-MS. Z drugiej strony, najnowsze badania wskazują, że mody g wzbudzone są bez potrzeby istnienia warstwy konwektywnej. Możliwe jest to ze względu na gradient składu chemicznego, wokół helowego jądra, który działa w podobny sposób (jak warstwa konwektywna) zapobiegając przenikaniu modów g do wnętrza jądra i ich



Rysunek 4.7: Domeny niestabilności OP A04 dla oscylacji typu SPB i wyższych stopni $\ell = 3 - 6$. Górny panel przedstawia wyniki dla $Z = 0.02$, natomiast dolny panel dla niższej metaliczności $Z = 0.01$. Domeny te wykreślone są oddzielnie dla każdego stopnia pulsacji i porównane ze wspólną domeną dla $\ell = 0 - 2$ (linia przerywana).

tłumieniu (Ostrowski et al. 2012). Dla gwiazd masywnych wiatr gwiazdowy zaczyna mieć większy wpływ niż dla niższych mas. Związane jest to z wyższą jasnością obiektów z górnego ciągu głównego, znajdujących się bliżej granicznej jasności Eddington'a. Jak pokazują Vink et al. (1999), ewolucja gwiazd o masach $> 30 M_{\odot}$ w większości określana jest przez ich utratę masy, która zależy od jasności, masy i metaliczności. W pracy Vink (2008) przedstawiono zależność tempa utraty masy od metaliczności. Dla wyższych Z otrzymywane są wyższe tempa \dot{M} spowodowane głównie żelazem, natomiast dla niższych Z zaczynają dominować pierwiastki takie jak C, N, O, H i He. Jednakże, w poniższej pracy zastosowany kod ewolucyjny Warsaw-New Jersey nie uwzględnia utraty masy dla modeli powyżej $\sim 20 M_{\odot}$.

Trzecią wspomnianą grupą są gwiazdy typu Be. Ich występowanie w większości pokrywa się z domeną modów g obserwowanych w typach SPB i o podobnych okresach pulsacji. Niektóre z gwiazd typu β Cep również identyfikowane są z typem Be. Z tego też względu oscylacje napędzane są tym samym mechanizmem κ w obszarze Z-bump. Gwiazdy Be wykazują jednak cechy widmowe nie obserwowane w zwykłych typach B. Najbardziej charakterystyczną cechą w widmie, na długościach światła widzialnego, są linie emisyjne serii Balmer'a wodoru. Obserwowane profile linii widmowych wykazują dużą zmienność niskiego stopnia ℓ , tłumaczoną nieradialnymi pulsacjami. Jak pokazują Porter and Rivinius (2003) i inni, źródłem składowej emisyjnej jest gęsty dysk materii w płaszczyźnie równikowej oraz zmienny wiatr gwiazdowy na dużych szerokościach gwiazdowych. Jednakże, obserwowane wiatry gwiazdowe to utrata masy rzędu $10^{-9} M_{\odot}$ na rok i nie tłumaczy gęstych otoczek. Cranmer (2009), kierując się pomysłem Ando (1986), rozważa powstanie dysku wokół-gwiazdowego w wyniku bardzo szybkiej rotacji (do 400 km s^{-1}) i pulsacji nieradialnych w tych gwiazdach.

4.3 Obserwacyjne katalogi gwiazd typu B

4.3.1 Gwiazdy typu β Cephei

Galaktyczne gwiazdy typu β Cep zebrane w katalogu Stankov and Handler (2005) zostały wykorzystane do kalibracji temperatury i jasności. Spośród gwiazd, dla których okres pulsacji jest dobrze określony, na podstawie bazy SIMBAD wybrane są obiekty uwzględnione w kampanii Hipparcos'a (π i błąd wyznaczenia $\delta\pi$). Dane z systemów fotometrycznych UBV , Strömgen'a i Geneva dla tych obiektów pobrane są z katalogu The General Catalogue of Photometric Data (GCPD) (Mermilliod et al. 1997). Poniższy opis kalibracji oparty jest na danych fotometrii Strömgen'a, natomiast wyniki dla systemu Geneva posłużyły jedynie dla porównania. Zebrane dane fotometryczne przedstawione są w dodatku A na stronie 177.

4.3 Obserwacyjne katalogi gwiazd typu B

Fotometria Strömngren'a oparta jest na wskaźnikach $uvby\beta$ zdefiniowanych tak, że centralne długości fal dla filtrów wynoszą: $\lambda_u = 3500 \text{ \AA}$, $\lambda_v = 4100 \text{ \AA}$, $\lambda_b = 4700 \text{ \AA}$, $\lambda_y = 5500 \text{ \AA}$. Parametr β wyrażany jest zależnością:

$$\beta = \beta_n - \beta_w, \quad (4.6)$$

gdzie β_w i β_n są jasnościami na długości fali linii H β , $\lambda = 4860 \text{ \AA}$, odpowiednio dla szerokiego (129 \AA) i wąskiego (29 \AA) filtra (wg. GCPD). Na podstawie tych indeksów zdefiniowane są dwa wskaźniki:

$$c_1 = (u - v) - (v - b) \quad (4.7)$$

$$m_1 = (v - b) - (b - y) \quad (4.8)$$

a w katalogach podawane są tylko wartości $b - y$, m_1 , c_1 i β . Stosując się do wskazówek podanych przez Crawford (1978), indeks c_1 użyty jest jako wyznacznik temperatury dla gwiazd typu B. Jako wyznacznik grawitacji efektywnej (klasy jasności) użyty jest parametr β . Transformacja parametru fotometrycznego c_1 na niepoczerwieniony (c_0) wykonana jest przy użyciu kodu Napiwotzki et al. (1993) (UVBYMOD.FOR). Niezależnie od kodu, do kalibracji temperatury i grawitacji użyte są modele atmosfer Castelli and Kurucz (2006) dla fotometrii Strömngren'a, policzone z nową funkcją rozkładu nieprzezroczystości (ODF, od ang. *Opacity Distribution Function*) oraz dla składu chemicznego Grevesse and Sauval (1998). Indeksy β dla metaliczności słonecznej (GS98) dostępne są jedynie dla dwóch wartości prędkości mikroturbulencji $\xi_t = 0.0$ i 2.0 kms^{-1} . Diagram $c_1 - \beta$ (temperatura - grawitacja) na rysunku 4.8, wykreślony jest dla zakresu temperatur efektywnych od 15 000 do 39 000 K, oraz grawitacji z zakresu $\log g = 2.5 - 5.0$. Dla otrzymania temperatur efektywnych i $\log g$ wykonana jest interpolacja liniowa na czynniki c_0 i β , natomiast poprawki bolometryczne (BC) oraz niepoczerwienione indeksy $(B - V)_0$ oparte są na modelach Castelli (1999). Następnie, otrzymana nadwyżka barwy $E_{(B-V)}$ użyta jest do obliczenia ekstynkcji z zależności:

$$A_V = R_V \cdot E_{(B-V)}, \quad (4.9)$$

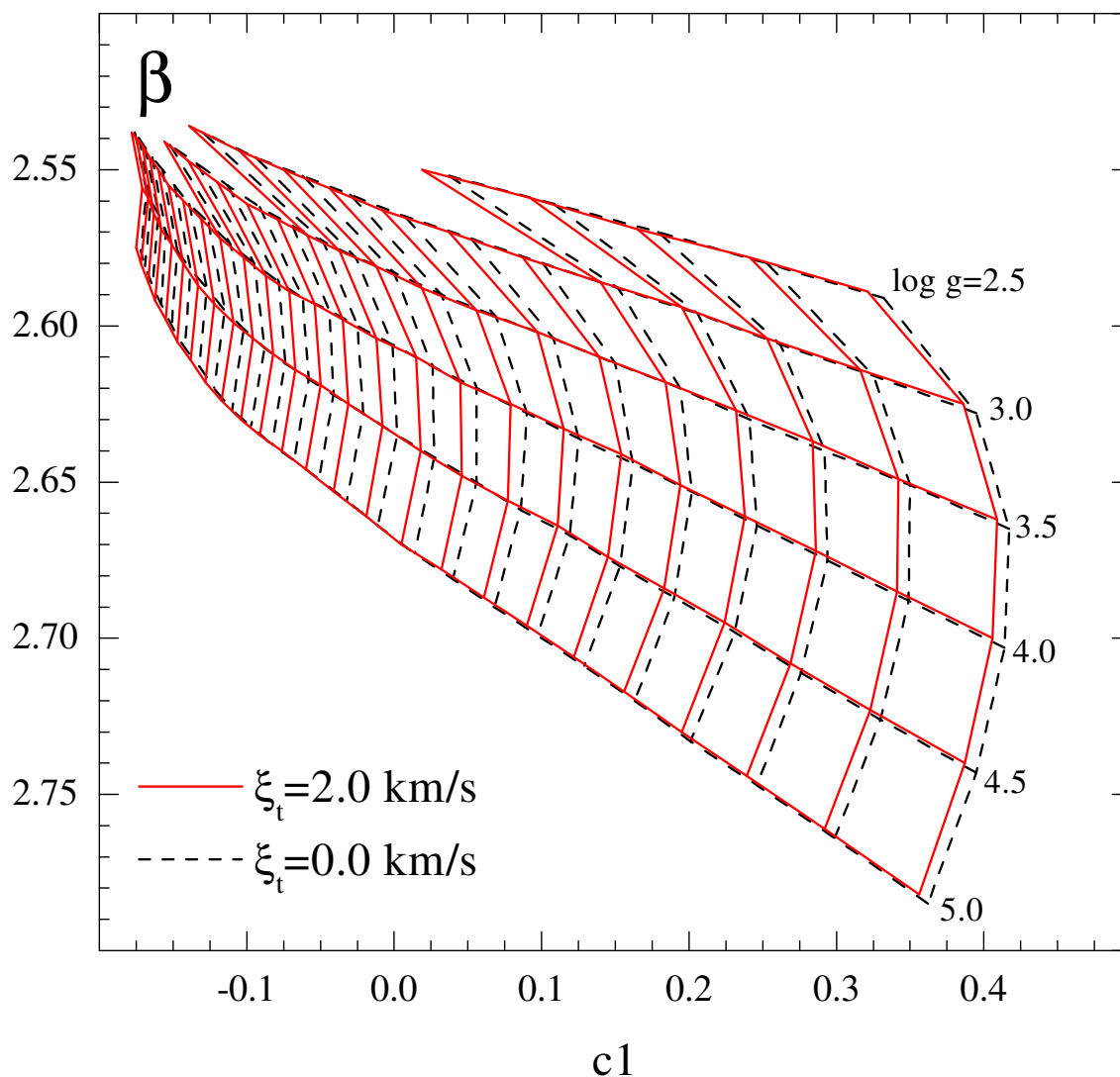
gdzie dla R_V przyjęta jest uśredniona wartość 3.12, a poprawka na ekstynkcję uwzględniona jest w jasności V Johnson'a. Dla wszystkich gwiazd standardowe odchylenie indeksu c_1 (c_0) przyjęte jest $\delta c_1 = 0.01$. Wielkość tego błędu jest typową wartością w danych katalogu GCPD. Różnica w kalibracji temperatur dla wartości indeksu c_0 i $c_0 + \delta c_1$, ustalona jest jak błąd wyznaczenia. Dla tych dwóch wartości temperatur wyznaczane są także odpowiednie wielkości $\log g$, $(B - V)_0$ i BC. Różnice pomiędzy otrzymanymi wartościami, dla indeksów c_0 i $c_0 + \delta c_1$, przyjmowane są jako standardowe odchylenia. Jasność bolometryczna gwiazdy M_{bol} i jasności $\log L/L_\odot$ wyliczane są na podstawie zależności:

$$M_{bol} = 5 + 5 \log \pi + V_0 + BC, \quad (4.10)$$

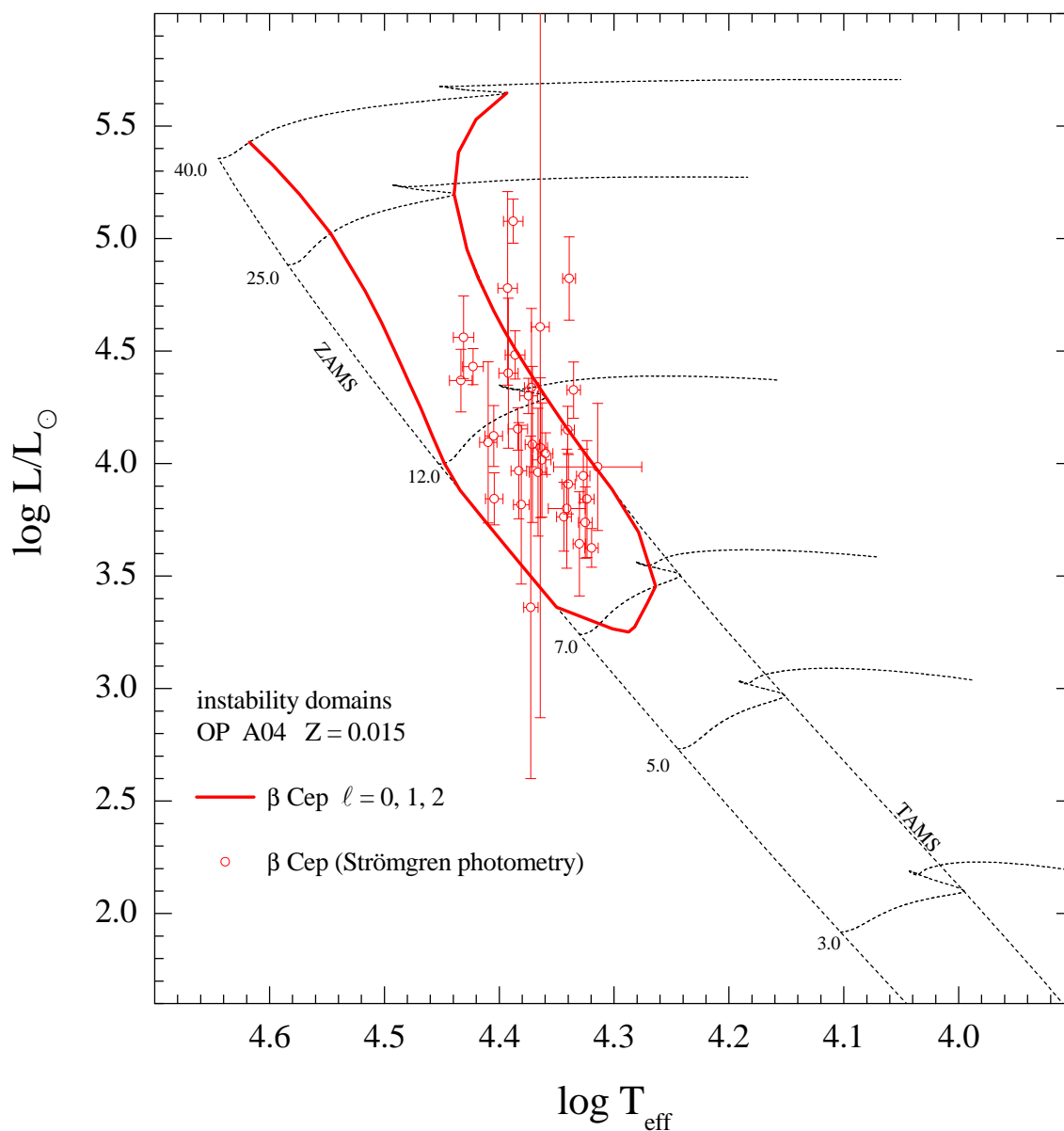
4.3 Obserwacyjne katalogi gwiazd typu B

$$\log L/L_{\odot} = -0.4 \cdot (M_{bol} - 4.75), \quad (4.11)$$

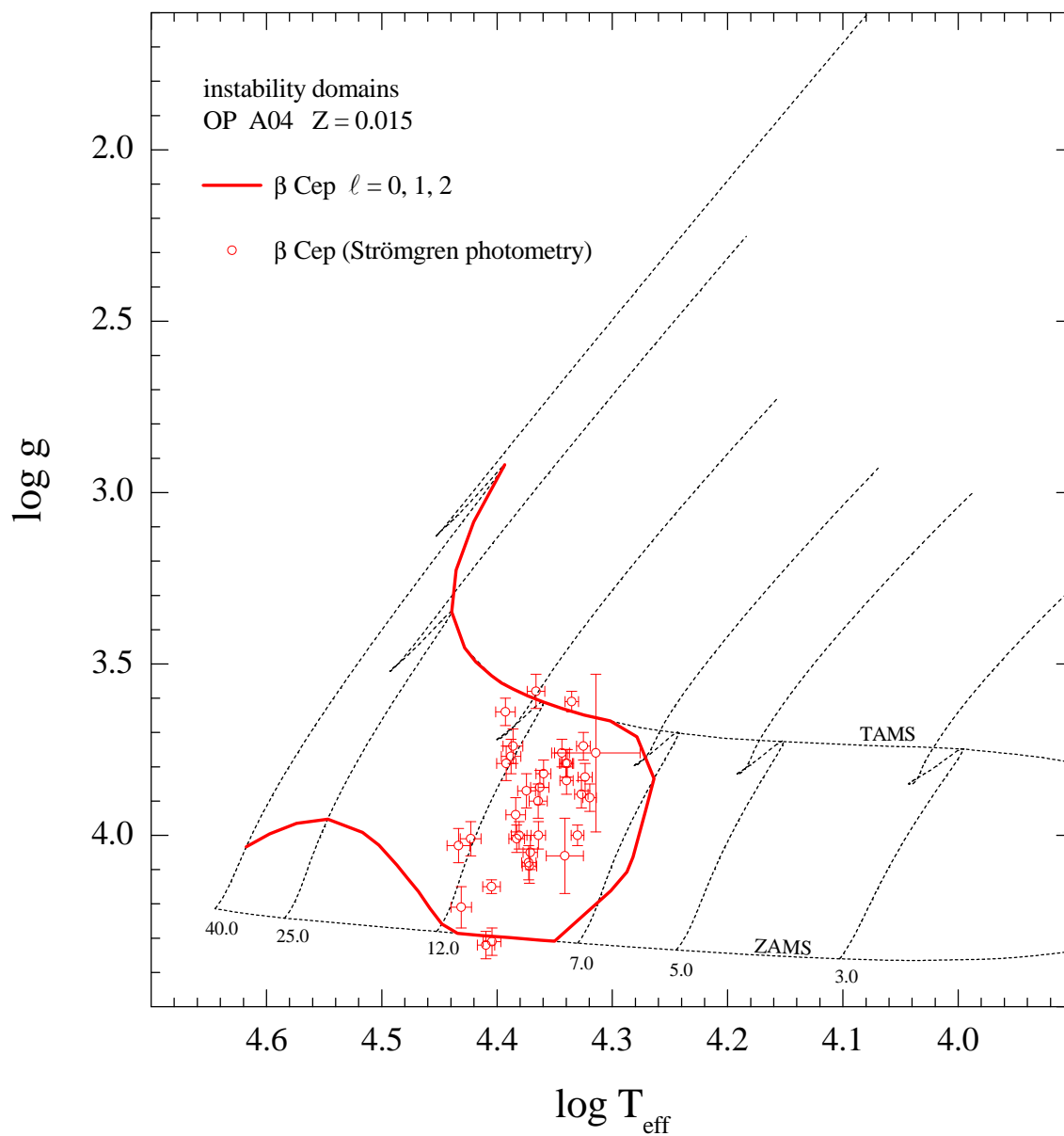
gdzie błąd kalibracji BC również jest uwzględniony w oszacowaniach δM_{bol} i $\delta \log L$, dodatkowo do błędu paralaksy. Jasność bolometryczna Słońca przyjęta jest $M_{bol,\odot} = 4.75$. Wyniki kalibracji dla wybranych gwiazd β Cep i modeli atmosfer policzonych dla prędkości $\xi_t = 2.0 \text{ kms}^{-1}$ zestawione są w tabeli 4.3. Dla niektórych gwiazd obliczana nadwyżka barwy przyjmuje wartości ujemne, wówczas dla gwiazd tych poczerwienienie międzygwiazdowe przyjmowane jest równe zero, czyli brak ekstynkcji. Obserwowane pozycje gwiazd z tabeli przedstawione są na diagramie HR wraz z teoretyczną domeną niestabilności typu β Cep (rysunek 4.9). Domena niestabilności policzona jest przy użyciu tablic OP A04 i metaliczności $Z = 0.015$. Gwiazdy z katalogu przedstawione są również na diagramie $\log T_{\text{eff}} - \log g$ (rysunek 4.10). Odchylenia standardowe parametru grawitacji otrzymane są indywidualnie dla każdej gwiazdy, z typową wartością około 0.05. Położenie gwiazd względem parametru grawitacji wewnątrz domeny niestabilności jest bardziej konsyistentne niż względem jasności obiektu.



Rysunek 4.8: Siatka do kalibracji parametrów c_0 i β na podstawie modeli atmosfer [Castelli and Kurucz \(2006\)](#) dla zakresu temperatur efektywnych 15 000 – 39 000 K oraz grawitacji efektywnej $\log g = 2.5 - 5.0$. Wykreślone siatki zostały policzone dla metaliczności wykorzystanego składu chemicznego GS98 ($Z = 0.0169$) dla dwóch wartości prędkości mikroturbulencji $\xi_t = 0.0$ (linia przerywana) oraz 2.0 km s^{-1} (linia ciągła).



Rysunek 4.9: Położenie gwiazd typu β Cep na diagramie HR wraz z teoretycznym obszarem występowania pulsacji policzonym dla tablic OP A04 i metaliczności $Z = 0.015$. Przykładowe ścieżki ewolucyjne zostały wykreślone dla wybranych mas modeli gwiazdowych. Jako czerwona granica domeny przyjęta została linia TAMS.



Rysunek 4.10: Położenie gwiazd typu β Cep w funkcji logarytmu grawitacji $\log g$ wraz z teoretycznym obszarem występowania pulsacji policzonym dla tablic OP A04 i metaliczności $Z = 0.015$, analogicznie do diagramu HR.

Tablica 4.3: Wyniki kalibracji dla 34 wybranych gwiazd zmiennych typu β Cep z katalogu [Stankov and Handler \(2005\)](#). Wartości paralaksy i błędu podane są w milisekundach łuku.

HD	π	$\delta\pi$	c_0	β	$(B-V)_0$	$E_{(B-V)}$	A_V	V_0	T_{eff}	$\log T$	$\delta \log T$	$\log g$	BC	M_{bol}	$\log L$	$\delta \log L$
886	9.79	0.81	0.116	2.627	-0.209	-0.016	-0.051	2.883	20878	4.3197	0.0059	3.89	-2.1589	-4.3222	3.6289	0.0861
16582	5.04	0.83	0.101	2.616	-0.212	-0.007	-0.023	4.067	21141	4.3251	0.0060	3.74	-2.1836	-4.6044	3.7418	0.1581
21803	2.09	0.78	-0.025	2.617	-0.236	0.264	0.824	5.581	25678	4.4096	0.0076	4.32	-2.6770	-5.4951	4.0980	0.3581
24760	6.06	0.82	-0.056	2.594	-0.249	0.064	0.198	2.696	27132	4.4335	0.0098	4.03	-2.7902	-6.1823	4.3729	0.1388
29248	5.56	0.88	0.066	2.610	-0.218	0.012	0.038	3.894	22066	4.3437	0.0065	3.76	-2.2879	-4.6690	3.7676	0.1534
35411	6.06	0.82	-0.020	2.608	-0.236	0.063	0.197	3.164	25400	4.4048	0.0076	4.15	-2.6427	-5.5665	4.1266	0.1352
35715	2.30	0.85	0.029	2.619	-0.225	0.014	0.044	4.547	23547	4.3719	0.0063	4.09	-2.4591	-6.1038	4.3415	0.3516
44743	6.53	0.66	-0.008	2.593	-0.232	-0.008	-0.026	1.976	24331	4.3862	0.0086	3.74	-2.5176	-6.4671	4.4868	0.1075
46328	1.59	0.70	-0.023	2.585	-0.234	-0.009	-0.027	4.332	24704	4.3928	0.0085	3.64	-2.5462	-7.2072	4.7829	0.4298
50707	2.02	0.70	-0.014	2.594	-0.234	0.019	0.058	4.762	24660	4.3920	0.0084	3.79	-2.5523	-6.2638	4.4055	0.3334
52918	2.92	0.87	0.016	2.591	-0.225	0.024	0.076	4.909	23236	4.3662	0.0077	3.58	-2.4000	-5.1638	3.9655	0.2843
61068	1.92	0.63	0.041	2.617	-0.224	0.048	0.149	5.561	23133	4.3642	0.0063	4.00	-2.4136	-5.4362	4.0745	0.3102
64365	1.85	0.51	0.107	2.622	-0.211	0.020	0.061	5.978	21066	4.3236	0.0061	3.83	-2.1788	-4.8648	3.8459	0.2599
64722	2.23	0.50	0.011	2.610	-0.225	0.072	0.224	5.466	24152	4.3829	0.0068	4.01	-2.3879	-5.1806	3.9722	0.2140
78616	0.80	0.77	0.036	2.611	-0.224	0.212	0.661	6.114	23136	4.3643	0.0079	3.90	-2.4083	-6.7794	4.6117	1.7370
111123	9.25	0.61	-0.044	2.596	-0.227	-0.012	-0.038	1.251	26477	4.4229	0.0090	4.01	-2.4196	-6.3379	4.4352	0.0802
116658	12.44	0.86	0.018	2.605	-0.227	-0.008	-0.024	0.976	23681	4.3744	0.0078	3.87	-2.4619	-6.0118	4.3047	0.0786
118716	8.68	0.77	0.040	2.608	-0.223	-0.004	-0.013	2.315	22891	4.3597	0.0065	3.82	-2.3784	-5.3705	4.0482	0.0925
122451	6.21	0.56	-0.009	2.594	-0.232	-0.013	-0.040	0.610	24422	4.3878	0.0085	3.77	-2.5280	-7.9526	5.0810	0.0980
126341	3.15	0.69	0.122	2.621	-0.208	0.049	0.152	4.408	20619	4.3143	0.0383	3.76	-2.1229	-5.2229	3.9892	0.2822
129056	5.95	0.76	0.076	2.604	-0.216	0.006	0.019	2.283	21635	4.3352	0.0058	3.61	-2.2329	-6.0768	4.3307	0.1250
129557	1.89	0.69	0.030	2.617	-0.225	0.159	0.497	5.599	23507	4.3712	0.0063	4.05	-2.4536	-5.4727	4.0891	0.3470
129929	1.48	1.03	0.028	2.618	-0.226	0.046	0.142	7.948	23578	4.3725	0.0063	4.08	-2.4619	-3.6627	3.3651	0.7611
136298	6.39	0.86	0.075	2.616	-0.217	-0.008	-0.026	3.216	21862	4.3397	0.0057	3.84	-2.2747	-5.0312	3.9125	0.1320
144470	7.70	0.87	-0.018	2.618	-0.234	0.194	0.606	3.347	25370	4.4043	0.0077	4.31	-2.6476	-4.8681	3.8472	0.1160
147165	4.44	0.81	-0.052	2.604	-0.229	0.092	0.289	2.582	26983	4.4311	0.0089	4.21	-2.4824	-6.6630	4.5652	0.1836
157056	5.79	0.69	0.102	2.624	-0.211	-0.004	-0.011	3.264	21229	4.3269	0.0058	3.88	-2.2008	-5.1234	3.9494	0.1182
158926	4.64	0.90	0.074	2.613	-0.217	-0.014	-0.045	1.620	21835	4.3392	0.0057	3.79	-2.2690	-7.3164	4.8266	0.1848
160578	7.03	0.73	0.072	2.613	-0.217	-0.011	-0.034	2.408	21892	4.3403	0.0056	3.79	-2.2762	-5.6334	4.1534	0.1048
163472	3.93	0.97	0.101	2.630	-0.212	0.301	0.939	4.884	21389	4.3302	0.0055	4.00	-2.2227	-4.3671	3.6469	0.2317
199140	1.84	0.68	0.014	2.610	-0.224	0.090	0.281	6.249	24038	4.3809	0.0068	4.00	-2.3760	-4.8034	3.8213	0.3528
205021	5.48	0.47	0.006	2.605	-0.230	0.002	0.007	3.180	24198	4.3838	0.0085	3.94	-2.5172	-5.6436	4.1574	0.0941
214993	2.34	0.62	0.036	2.609	-0.224	0.087	0.270	5.253	23064	4.3629	0.0079	3.86	-2.3987	-5.3000	4.0200	0.2539
216916	2.71	0.69	0.081	2.629	-0.216	0.072	0.223	5.364	21937	4.3412	0.0161	4.06	-2.2874	-4.7589	3.8036	0.2648

4.3.2 Gwiazdy typu SPB

Informacje o przynależności gwiazd zmiennych do typu SPB pobrane są z katalogu [DeCat et al. \(2007\)](#) i dokonana jest selekcja obiektów z paralaksami Hipparcos'a. Dane fotometryczne z systemów *UBV*, Geneva i Strömrgren'a pochodzą także z katalogu GCPD i przedstawione są w dodatku **B** na stronie **181**. W przypadku gwiazd typu SPB, do kalibracji wykorzystana jest fotometria systemu Geneva.

System fotometryczny Geneva posiada siedem filtrów oznaczonych *UBVB₁B₂V₁G*, których centralne długości fali zdefiniowane są jako: $\lambda_U = 3464 \text{ \AA}$, $\lambda_B = 4227 \text{ \AA}$, $\lambda_V = 5488 \text{ \AA}$, $\lambda_{B_1} = 4015 \text{ \AA}$, $\lambda_{B_2} = 4476 \text{ \AA}$, $\lambda_{V_1} = 5395 \text{ \AA}$ i $\lambda_G = 5807 \text{ \AA}$, na podstawie [Rufener and Nicolet \(1988\)](#). W systemie tym, jasność w paśmie *B* z definicji jest przyjęta zero, co spowodowane jest najmniejszą czułością tego pasma na efekty ekstynkcji atmosferycznej. W wyniku tego, każdy kolor zredukowany jest do jednoliterowego wskaźnika. Na podstawie sześciu zredukowanych wskaźników [Golay \(1972\)](#) zdefiniował parametry wolne od poczerwienienia:

$$\begin{aligned} d &= [U - B_1] - 1.430[B_1 - B_2] \\ \delta &= [U - B_2] - 0.832[B_2 - G] \\ g &= [B_1 - B_2] - 1.357[V_1 - G] \\ m_2 &= [B_1 - B_2] - 0.457[B_2 - V_1] \end{aligned} \quad (4.12)$$

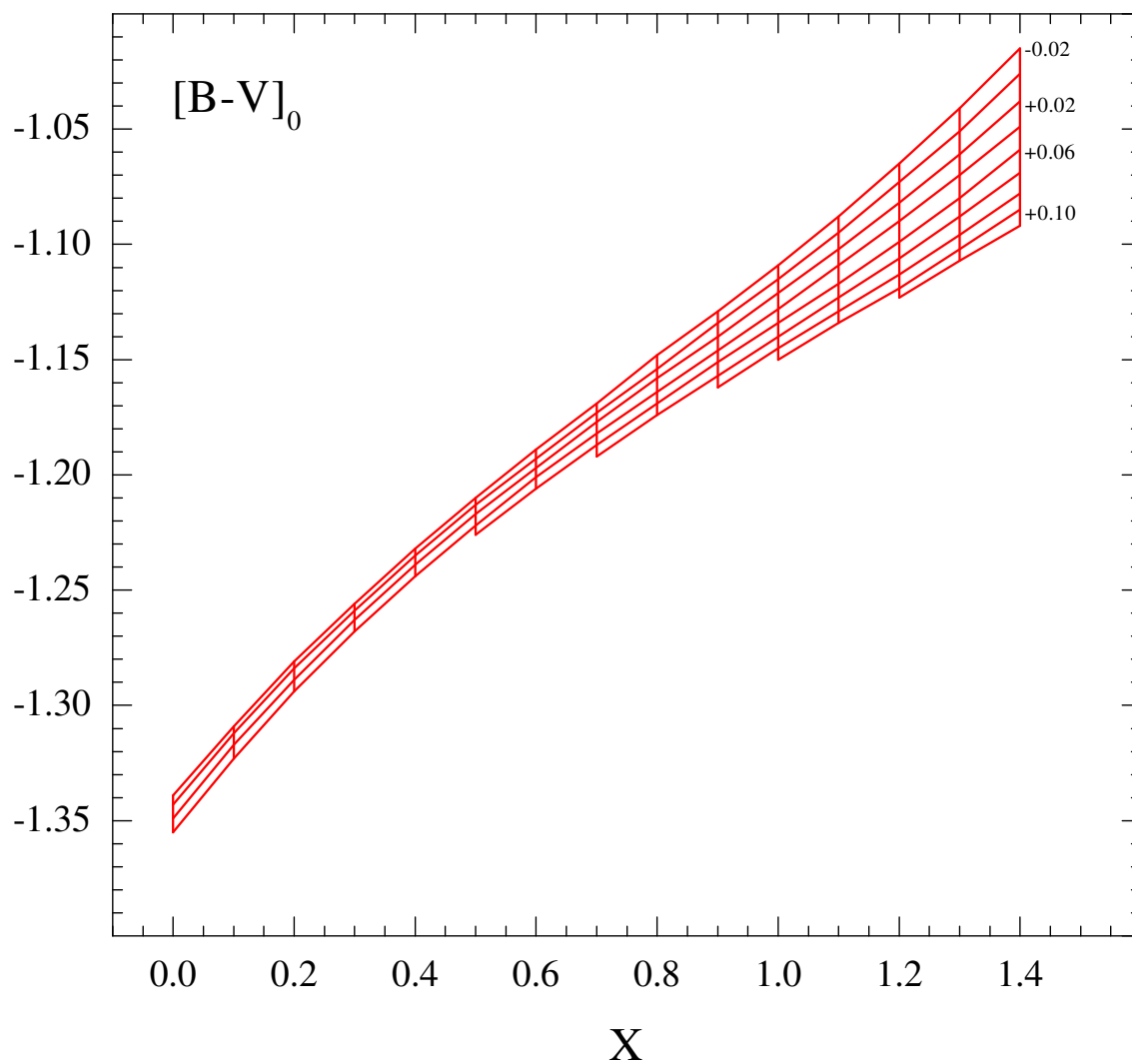
Do kalibracji temperatury i grawitacji efektywnej wykorzystany jest kod CALIB.FOR (dzięki uprzejmości G. Handler'a), który dla gwiazd gorętszych od 11 000 K wykorzystuje siatkę dwóch parametrów wolnych od poczerwienienia $[X, Y]$ dla modeli atmosfer Kurucz'a ([Künzli et al. 1997](#)). Parametry $[X, Y]$ są liniowymi kombinacjami sześciu zredukowanych wskaźników fotometrycznych, zdefiniowanych przez [Cramer and Maeder \(1979\)](#) jako:

$$X = 0.3788 + 1.3764 U - 1.2162 B_1 - 0.8498 B_2 - 0.1554 V_1 + 0.8450 G, \quad (4.13)$$

$$Y = -0.8288 + 0.3235 U - 2.3228 B_1 + 2.3363 B_2 + 0.7495 V_1 - 1.0865 G. \quad (4.14)$$

Parametr X stosowany jest jako wyznacznik temperatury, natomiast Y jako wyznacznik klasy jasności $\log g$. Niezależnie od kodu, obliczone wartości $[X, Y]$ wykorzystywane są do uzyskania niepoczerwienionych wskaźników barwy $[B - V]_0$ według kalibracji [Cramer \(1982\)](#), gdzie wykorzystana siatka kalibracji przedstawiona jest na rysunku **4.11**. Z uzyskanego wskaźnika barwy obliczana jest nadwyżka barwy $E_{[B-V]}$ (w systemie Geneva) a oszacowania ekstynkcji z empirycznej zależności podanej przez [Crawford and Mandwewala \(1976\)](#):

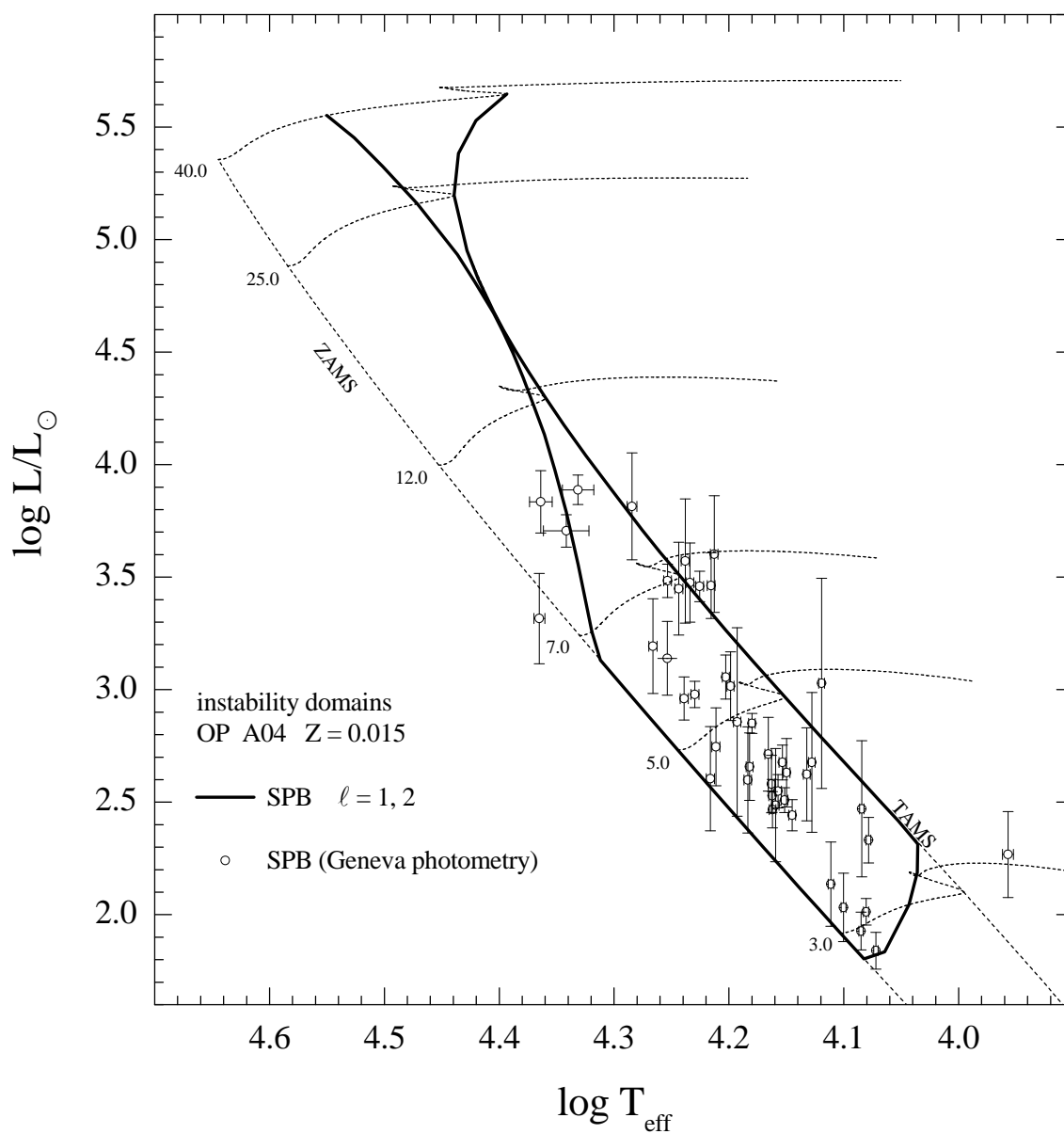
$$A_V = 2.75 \cdot E_{[B-V]}. \quad (4.15)$$



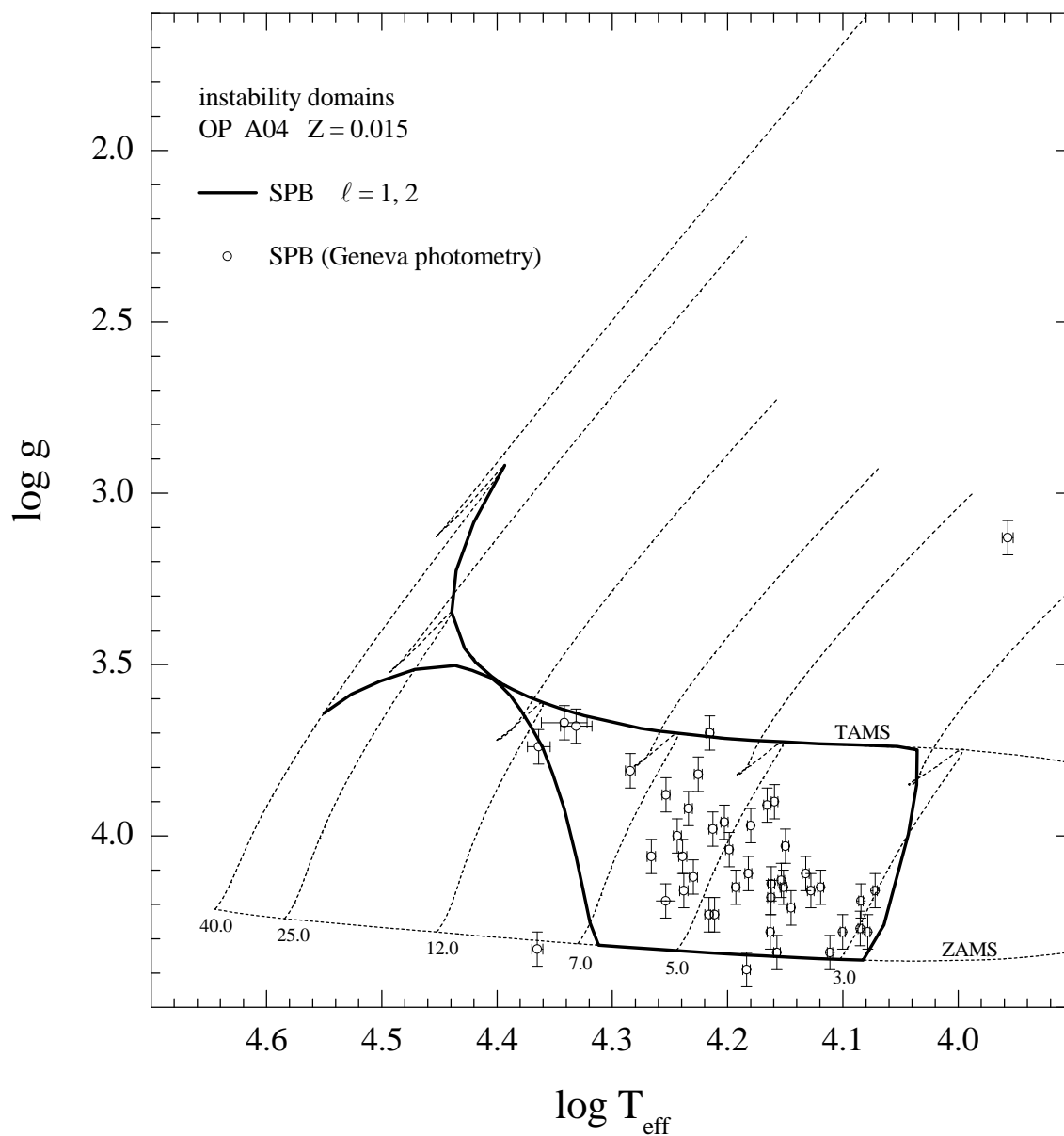
Rysunek 4.11: Siatka wykorzystana do wyznaczenia niepoczerwienionych wskaźników barwy $[B-V]_0$ w systemie Geneva na podstawie wolnych od poczerwienienia parametrów $[X, Y]$ według kalibracji [Cramer \(1982\)](#). Różne wartości parametru Y podane są z prawej strony rysunku, odpowiednio dla każdej linii.

Otrzymana wartość ekstynkcji A_V uwzględniana jest przy jasności wizualnej Johnson'a. Dla temperatury i grawitacji efektywnej podanych przez kod CALIB.FOR, poprawki bolometryczne obliczane są na modelu Castelli (1999) dla fotometrii UBV oraz $\xi_t = 2.0 \text{ kms}^{-1}$. Wyznaczone przy kalibracji parametry obserwacyjne przedstawione są w tabeli 4.4. Jasność bolometryczna M_{bol} i $\log L$ wyznaczone są na podstawie wzorów 4.10 i 4.11, podanych w poprzedniej sekcji. Odchylenie standardowe w jasności $\delta \log L$ uwzględnia jedynie błąd paralaksy gwiazdowej. Pozycje gwiazd wykreślone są na diagramie HR (rysunek 4.12), wraz z teoretyczną domeną niestabilności pulsacji typu SPB dla tablic OP A04 i metaliczności $Z = 0.015$. Błędy w temperaturze wyznaczone są z zależności $\delta T_e/T_e$, podobnie jak dla katalogu gwiazd β Cep. Na rysunku 4.13 przedstawiony jest diagram $\log T_{\text{eff}} - \log g$ katalogu gwiazd typu SPB, analogicznie do diagramu HR. Otrzymane parametry $\log g$ znajdują się w granicy domeny niestabilności, poza kilkoma skrajnymi przypadkami. Ze względu na brak błędów wyznaczenia parametru grawitacji dla indywidualnych gwiazd, przyjęte jest standardowe odchylenie o wartości $\delta \log g = 0.05$.

Dla gwiazd typu β Cep temperatura wyznaczana z fotometrii Strömgren'a przez kod Napiwotzki et al. (1993) UVBYMOD.FOR w stosunku do temperatury uzyskanej z modeli atmosfer Castelli and Kurucz (2006) jest wyższa średnio o 614 K. Tylko w trzech przypadkach (HD 21803, HD 144470, HD 147165) różnice te przekraczają 1000 K. Rozbieżność tych wyników spowodowana jest między innymi użyciem starszych modeli atmosfer Kurucz'a do kalibracji temperatury, w porównaniu z nowszymi Castelli & Kurucz (niniejsza praca). Nowe modele atmosfer uwzględniają prędkość mikroturbulencji (ξ_t), co dodatkowo obniża wartość wyznaczanej temperatury efektywnej. Efekt ten można zauważyć na wykorzystanej siatce modeli (rysunek 4.8) użytej dla katalogu gwiazd β Cep. Temperatury gwiazd typu β Cep uzyskane z fotometrii Geneva kodem CALIB.FOR są statystycznie wyższe w porównaniu z temperaturami modeli Castelli & Kurucz, średnio o ponad 1000 K. Wynik ten nie uwzględnia dwóch gwiazd, dla których rozbieżność jest znacząco większa: temperatura mniejsza o około 3000 K dla HD 21803 i prawie 18 000 K dla HD 147165. Dla obu gwiazd Abt et al. (2002) podaje niskie prędkości $v \sin i$, poniżej 40 kms^{-1} . Pierwszy obiekt jest zwyczajną gwiazdą typu β Cep, sklasyfikowaną przez Tetzlaff et al. (2011) jako gwiazdę uciekającą. Według wyników uzyskanych przez North et al. (2007) druga gwiazda (σ Sco) należy do układu podwójnego jako składnik główny o masie $\sim 18 M_\odot$, natomiast masę składnika wtórnego przewiduje się na około $\sim 12 M_\odot$. Temperatury dla obu składników wynoszą około 25 000 – 26 000 K. Gwiazda σ Sco należy do najjaśniejszych obiektów w próbie gwiazd β Cep ($\log L \approx 4.56$) według kalibracji z tabeli 4.3. Jasność ta jest zgodna w granicach błędów z wynikiem podanym przez North et al. ($2.9 \pm 0.8 \times 10^4 L_\odot$). Temperatura wyznaczona z kalibracji fotometrii Strömgren'a w niniejszej pracy (około



Rysunek 4.12: Położenie gwiazd typu SPB na diagramie HR wraz z teoretycznym obszarem występowania pulsacji dla OP A04 i metaliczności $Z = 0.015$. Przykładowe ścieżki ewolucyjne zostały wykreślone dla wybranych mas modeli gwiazdowych.



Rysunek 4.13: Położenie gwiazd typu SPB w funkcji logarytmu grawitacji $\log g$ wraz z teoretycznym obszarem występowania pulsacji policzonym dla tablic OP A04 i metaliczności $Z = 0.015$, analogicznie do diagramu HR. Błędy dla parametru grawitacji przyjęte są standardowo $\log g = 0.05$.

27 000 K) dokładniej zgadza się z wynikiem uzyskanym niezależnie przez North et al., niż wynik z fotometrii Geneva ($< 10\,000$ K).

W przypadku gwiazd typu SPB, poza czterema gwiazdami, między temperaturami z fotometrii Geneva (kod CALIB.FOR) i Strömgren'a (kod UVBYMOD.FOR) istnieje dobra zgodność oszacowań. Kod CALIB.FOR podaje średnio o ~ 200 K wyższe temperatury efektywne. Z drugiej strony, oszacowania Briquet et al. (2007) temperatur dla 24-ch gwiazd należących do próbki gwiazd typu SPB, w porównaniu do uzyskanych w niniejszej pracy kodem UVBYMOD.FOR i CALIB.FOR są niższe średnio o około 450 K i 300 K. Dla wspomnianych czterech obiektów różnice w kalibracji temperatury wynoszą około 4000 – 7000 K dla: HD 28475, HD 45284, HD 191295 i HD 222555. Oszacowania T_{eff} na podstawie fotometrii Geneva zgodne są z niezależnymi wynikami: DeCat et al. (2007) (HD 222555 - około 13 000 K) i Lefever et al. (2010) (HD 45284 - około 15 000 K; HD 191295 - około 13 000 K). W przypadku gwiazdy HD 28475 wynik z fotometrii Strömgren'a potwierdzony jest przez De Cat et al., z temperaturą około 15 000 K.

W trzech gwiazdach z wyróżnionych obiektów wykryte jest pole magnetyczne. Obiekty z numerami HD: 28475, 45284 i 191295 zostały uwzględnione w przeglądach gwiazd typu β Cep i SPB w poszukiwaniu istnienia pól magnetycznych przez Hubrig et al. (2006) i Hubrig et al. (2009). Bagnulo et al. (2012) dokonują detekcji pól magnetycznych dla pięciu gwiazd typu β Cep i 24-ch typu SPB. Jeśli wynik ten zostanie potwierdzony, systematyczność detekcji pól podałyby także mocny argument na powiązanie magnetyzmu i zjawiska pulsacji we wczesnych typach gwiazdowych B.

Tablica 4.4: Wyniki kalibracji dla 45 wybranych gwiazd zmiennych typu SPB z katalogu DeCat et al. (2007). Wartości paralaksy podane są w jednostkach milisekund łuku.

HD	ϖ	$\delta\varpi$	X	Y	$[B - V]_0$	$E_{[B-V]}$	A_V	V_0	T_{eff}	$\log T$	$\delta \log T$	$\log g$	BC	M_{bol}	$\log L$	$\delta \log L$
886	9.79	0.81	0.3614	0.0235	-1.232	0.0130	0.0356	2.794	21961	4.3417	0.0198	3.67	-2.2721	-4.5239	3.7095	0.0720
1976	2.38	0.69	0.7062	0.0183	-1.090	0.0681	0.1873	5.388	16325	4.2129	0.0032	3.98	-1.5368	-4.2662	3.6065	0.2593
3360	5.46	0.41	0.3877	0.0238	-1.196	0.0424	0.1165	3.549	21449	4.3314	0.0137	3.68	-2.2154	-4.9799	3.8920	0.0653
3379	3.81	0.71	0.5914	-0.0045	-1.144	0.0343	0.0944	5.770	17933	4.2537	0.0037	4.19	-1.7826	-3.1083	3.1433	0.1638
11462	3.69	0.64	1.0796	0.0173	-1.057	0.0315	0.0867	7.713	12599	4.1003	0.0021	4.28	-0.8885	-0.3401	2.0360	0.1522
19374	4.32	0.98	0.3271	-0.0159	-1.092	0.1532	0.4212	5.703	23181	4.3651	0.0048	4.33	-2.4300	-3.5498	3.3199	0.2005
21071	5.41	0.79	0.8561	-0.0004	-1.049	0.0741	0.2037	5.867	14550	4.1629	0.0029	4.28	-1.2435	-1.7102	2.5841	0.1277
24587	8.46	0.75	0.8904	0.0132	-1.119	0.0089	0.0245	4.601	14240	4.1535	0.0028	4.13	-1.1880	-1.9507	2.6803	0.0772
25558	3.12	0.96	0.6323	-0.0002	-1.059	0.1013	0.2786	5.029	17301	4.2381	0.0036	4.16	-1.6892	-4.1890	3.5756	0.2762
26326	4.49	0.78	0.7471	0.0157	-1.140	0.0123	0.0338	5.393	15802	4.1987	0.0031	4.04	-1.4537	-2.7993	3.0197	0.1524
27026	8.39	0.81	1.1563	0.0255	-1.055	0.0326	0.0897	6.108	12163	4.0850	0.0020	4.27	-0.8054	-0.0782	1.9313	0.0841
27396	7.03	0.79	0.7359	0.0218	-0.998	0.1711	0.4704	4.344	15952	4.2028	0.0031	3.96	-1.4777	-2.8994	3.0597	0.0980
28114	5.46	1.02	0.8544	0.0365	-0.943	0.1953	0.5370	5.530	14650	4.1658	0.0028	3.91	-1.2588	-2.0429	2.7172	0.1642
28475	4.71	1.02	0.7619	0.0114	-0.836	0.3167	0.8709	5.904	9060	3.9571	0.0047	3.13	-0.1973	-0.9280	2.2712	0.1911
29248	5.56	0.88	0.3043	0.0164	-1.206	0.0356	0.0979	3.822	23111	4.3638	0.0100	3.74	-2.3931	-4.8456	3.8382	0.1386
34798	4.12	0.81	0.7044	-0.0045	-1.135	0.0216	0.0593	6.331	16269	4.2114	0.00035	4.23	-1.5307	-2.1254	2.7502	0.1730
37151	4.15	0.88	1.0289	0.0058	-1.062	0.0435	0.1197	7.260	12921	4.1113	0.0024	4.34	-0.9493	-0.5987	2.1395	0.1870
45284	3.02	0.8	0.7830	-0.0173	-1.092	0.0585	0.1608	7.209	15261	4.1836	0.0033	4.39	-1.3668	-1.7576	2.6030	0.2357
49188	2.84	0.74	0.6906	-0.0050	-1.109	0.0499	0.1372	7.523	16450	4.2162	0.0035	4.23	-1.5592	-1.7698	2.6079	0.2317
53921	6.77	0.54	0.9178	0.0119	-1.116	0.0069	0.0190	5.621	13960	4.1449	0.0030	4.21	-1.1389	-1.3650	2.4460	0.0694
69144	3.36	0.56	0.6973	0.0411	-1.135	0.0467	0.1285	5.001	16423	4.2155	0.0034	3.70	-1.5489	-3.9167	3.4667	0.1461
74195	6.59	0.51	0.6703	0.0301	-1.168	0.0077	0.0212	3.609	16807	4.2255	0.0033	3.82	-1.6103	-3.9071	3.4628	0.0674
74560	6.8	0.46	0.6557	0.0037	-1.162	0.0169	0.0464	4.771	16969	4.2297	0.0035	4.12	-1.6396	-2.7064	2.9826	0.0588
78405	1.54	0.69	0.7622	0.0059	-1.092	0.0648	0.1782	8.082	15593	4.1929	0.0032	4.15	-1.4201	-2.4007	2.8603	0.4189
85953	1.91	0.51	0.5134	0.0217	-1.148	0.0650	0.1787	5.753	19249	4.2844	0.0042	3.81	-1.9544	-4.7959	3.8184	0.2377
92287	2.55	0.51	0.6466	0.0202	-1.115	0.0725	0.1994	5.680	17135	4.2339	0.0034	3.92	-1.6615	-3.9492	3.4797	0.1761
121190	9.54	0.65	1.1613	-0.0133	-1.047	0.0221	0.0608	5.593	12040	4.0806	0.0023	4.52	-0.7828	-0.2918	2.0167	0.0593
123515	5.95	0.69	1.1895	0.0259	-1.027	0.0538	0.1480	5.809	11981	4.0785	0.0020	4.28	-0.7704	-1.0888	2.3355	0.1012
131058	2.66	0.62	0.6198	0.0125	-1.044	0.1350	0.3713	5.719	17526	4.2437	0.0035	4.00	-1.7249	-3.8818	3.4527	0.2062
138003	2.52	0.71	0.8764	0.0402	-1.109	0.0411	0.1131	7.737	14430	4.1593	0.0028	3.90	-1.2201	-1.4762	2.4905	0.2515
138764	9.3	0.86	0.8622	0.0145	-1.068	0.0643	0.1769	4.970	14525	4.1621	0.0028	4.14	-1.2382	-1.4258	2.4703	0.0806
140873	7.99	0.68	0.8734	-0.0065	-0.999	0.1175	0.3232	5.067	14363	4.1572	0.0028	4.34	-1.2109	-1.6314	2.5526	0.0741
147394	10.37	0.53	0.8069	0.0269	-1.149	0.0036	0.0099	3.880	15135	4.1800	0.0029	3.97	-1.3430	-2.3841	2.8536	0.0444

Kontynuacja na następnej stronie

Tablica 4.4 – Kontynuacja z poprzedniej strony

HD	ϖ	$\delta\varpi$	X	Y	$[B - V]_0$	$E_{[B-V]}$	A_V	V_0	T_{eff}	$\log T$	$\delta \log T$	$\log g$	BC	M_{bol}	$\log L$	$\delta \log L$
160762	6.58	0.56	0.5941	0.0208	-1.169	0.0285	0.0783	3.716	17928	4.2535	0.0035	3.88	-1.7764	-3.9696	3.4878	0.0741
161783	3.96	0.94	0.5609	0.0052	-1.088	0.1086	0.2988	5.621	18457	4.2662	0.0036	4.06	-1.8533	-3.2435	3.1974	0.2102
169820	8.82	0.83	1.2297	0.0456	-1.003	0.0783	0.2155	6.150	11806	4.0721	0.0019	4.16	-0.7361	0.1407	1.8437	0.0820
177863	4.5	1.05	0.9598	0.0271	-1.016	0.1086	0.2987	5.980	13559	4.1322	0.0029	4.11	-1.0650	-1.8186	2.6274	0.2065
179588	3.85	1.29	1.1638	0.0368	-0.988	0.0917	0.2522	6.438	12141	4.0843	0.0019	4.19	-0.8008	-1.4357	2.4743	0.3027
181558	4.8	0.82	0.7977	0.0126	-1.073	0.0720	0.1980	6.046	15207	4.1820	0.0030	4.11	-1.3559	-1.9037	2.6615	0.1499
182255	8.1	0.68	0.8603	0.0097	-1.109	0.0267	0.0735	5.116	14533	4.1624	0.0028	4.18	-1.2399	-1.5810	2.5324	0.0731
191295	1.75	0.86	1.0026	0.0267	-1.039	0.0775	0.2131	6.947	13160	4.1193	0.0025	4.15	-0.9922	-2.8301	3.0320	0.4673
206540	4.68	0.81	0.9053	0.0302	-1.106	0.0269	0.0740	5.978	14120	4.1498	0.0029	4.03	-1.1663	-1.8370	2.6348	0.1519
208057	6.37	0.7	0.6315	0.0081	-1.156	0.0242	0.0666	5.011	17337	4.2390	0.0035	4.06	-1.6930	-2.6610	2.9644	0.0958
215573	7.35	0.47	0.8974	0.0168	-1.128	0.0000	0.0000	5.313	14177	4.1516	0.0029	4.15	-1.1771	-1.5326	2.5130	0.0556
222555	2.45	0.84	0.9727	0.0222	-1.025	0.0999	0.2748	7.143	13425	4.1279	0.0029	4.16	-1.0407	-1.9517	2.6807	0.3104

Rozdział 5

Hybrydowe pulsacje typu β Cep / SPB

5.1 Model gwiazdy hybrydowej

Gwiazdy mogą oscylować w modach radialnych i nieradialnych. Każdy z tych modów oscylacji inaczej rozchodzi się we wnętrzu gwiazdy, sondując płytsze bądź głębsze warstwy. Największa gęstość energii kinetycznej modów p i g znajduje się na różnych głębokościach. Dla modów akustycznych (p) największa część energii skoncentrowana jest w zewnętrznych warstwach otoczki gwiazdowej, natomiast w przypadku modów grawitacyjnych (g) największa koncentracja energii ma miejsce w głębokich warstwach bliżej centralnej części gwiazdy. W rozdziale 3 podane są trzy warunki na wzbudzenia pulsacji, które dla przypomnienia przedstawiają się następująco:

- W obszarze garbu nieprzezroczystości (Z-bump), pochodna całki pracy musi być dodatnia $dW/d \log T > 0$;
- Amplituda zmienności funkcji własnej $\delta p/p$ musi być względnie duża i wolno zmieniająca się wzdłuż promienia w obszarze Z-bump;
- Termiczna skala czasowa (τ_{th}) w obszarze napędzania, musi być porównywalna lub większa od okresu oscylacji. W przeciwnym razie potencjalny obszar napędzania pozostaje w równowadze termicznej podczas całego okresu pulsacji.

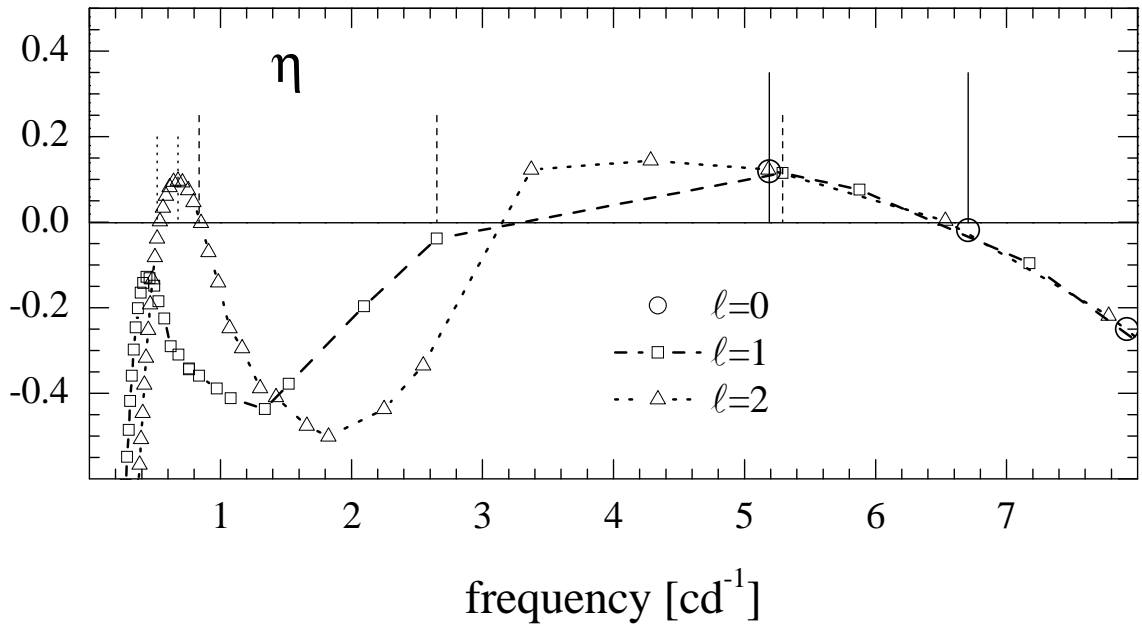
W obszarze Z-bump, gdzie mechanizm κ jest najbardziej efektywny, spełniony jest poniższy warunek:

$$\frac{d}{dr} \left(\kappa_T + \frac{\kappa_\rho}{\Gamma_3 - 1} \right) > 0,$$

wskazując, że wydajność tego mechanizmu zależy jest od temperatury, gęstości i współczynnika adiabatycznego $\Gamma_3 - 1$. Trzeci warunek określa lokalizację warstwy na odpowiedniej głębokości w otoczce gwiazdy. W gorących gwiazdach typu β Cep lub SPB, warstwa

ta znajduje się płytko pod powierzchnią przy temperaturze około 200 000 K. W przypadku opisywanym trzema warunkami cała praca dla całej gwiazdy będzie dodatnia, tzn. występuje wzbudzenie.

Występowanie pulsacji hybrydowych omówimy na przykładzie modelu $10 M_{\odot}$ w fazie palenia wodoru na ciągu głównym, znajdującego się w pobliżu linii TAMS. Pozycja modelu, z użyciem tablic OP A04 i $Z = 0.02$, na diagramie HR opisywana jest przez temperaturę efektywną $\log T_{\text{eff}} = 4.334$ i jasność $\log L/L_{\odot} = 3.955$. Rysunek 5.1 przedstawia oscylacje przewidywane w modelu w funkcji częstotliwości, gdzie parametr $\eta \geq 0$ określa niestabilność modów. Podane są oscylacje dla trzech najniższych stopni pulsacji ($\ell = 0 - 2$). Mody radialne i dipolowe niestabilne są tylko w zakresie częstotliwości typu



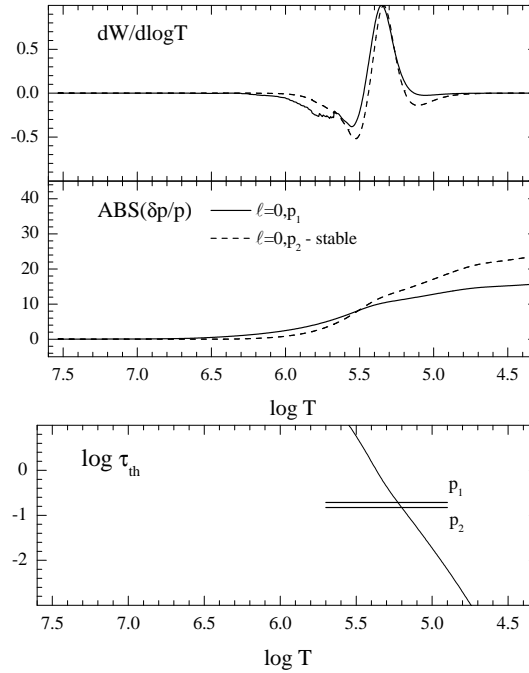
Rysunek 5.1: Mody oscylacji ($\eta \geq 0$ dla niestabilności) w modelu nierotującej gwiazdy hybrydowej $10 M_{\odot}$, na ciągu głównym (w pobliżu TAMS). Model policzony jest przy użyciu tablic OP A04 i metaliczności $Z = 0.02$. Wykreślone są mody o stopniach: $\ell = 0$ (koła), $\ell = 1$ (kwadraty) i $\ell = 2$ (trójkąty). Dodatkowo, pionowymi kreskami zaznaczono częstotliwości kilku wybranych modów: radialnych p_1 i p_2 (linie ciągłe), dipolowych p_1 , g_1 i g_7 (linie przerywane), kwadrupolowych g_{18} i g_{24} (linie kropkowane).

β Cep, powyżej 5 cd^{-1} . Z kolei dla oscylacji kwadrupolowych wzbudzone są jednocześnie mody typu SPB i β Cep. Na rysunku 5.1 zaznaczone są częstotliwości (pionowe kreski) poddane dokładniejszej analizie:

- $\ell = 0$ (linia ciągła): fundamentalny $f_{p_1} = 5.190 \text{ cd}^{-1}$ ($P = 0.193 \text{ d}$, $\eta = 0.119$) i pierwszy owerton $f_{p_2} = 6.706 \text{ cd}^{-1}$ ($P = 0.149 \text{ d}$, $\eta = -0.019$);

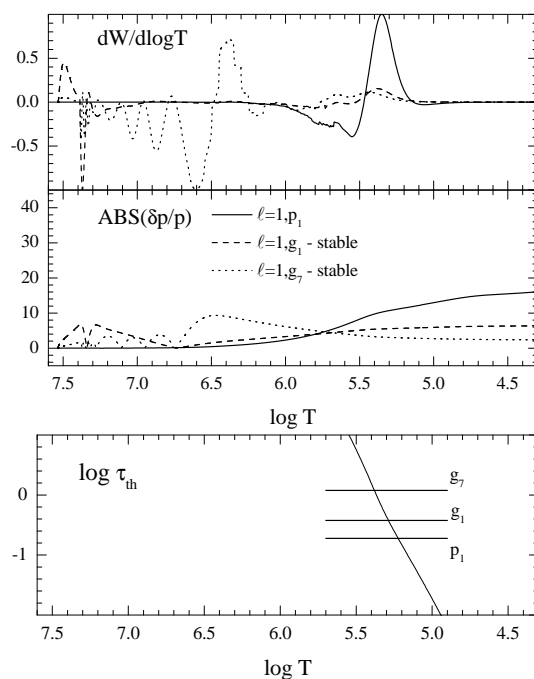
- $\ell = 1$ (linia przerywana): $f_{p_1} = 5.291 \text{ cd}^{-1}$ ($P = 0.189 \text{ d}$, $\eta = 0.115$), grawitacyjny niskiego rzędu typu $\beta \text{ Cep}$ $f_{g_1} = 2.652 \text{ cd}^{-1}$ ($P = 0.377$, $\eta = -0.038$) i grawitacyjny wysokiego rzędu typu SPB $f_{g_7} = 0.837 \text{ cd}^{-1}$ ($P = 1.195$, $\eta = -0.359$);
- $\ell = 2$ (linia kropkowana): grawitacyjne wysokiego rzędu $f_{g_{18}} = 0.677 \text{ cd}^{-1}$ ($P = 1.477 \text{ d}$, $\eta = 0.097$) i $f_{g_{24}} = 0.518 \text{ cd}^{-1}$ ($P = 1.931 \text{ d}$, $\eta = -0.038$).

Na rysunkach 5.2, 5.3 i 5.4 przedstawione są przebiegi znormalizowanej pochodnej całki pracy $dW/d\log T$ wewnątrz modelu gwiazdy hybrydowej o masie $10 M_\odot$, $\log T_{\text{eff}} = 4.334$ oraz $\log L = 3.955$ (OP A04, $Z = 0.02$), kolejno dla modów radialnych, dipolowych i kwadrupolowych. Dla każdego stopnia pulsacji rozważanych modów przedstawione są zachowania absolutnych wartości względnych zmian ciśnienia $\delta p/p$, w funkcji temperatury $\log T$. Dodatkowo, na dolnych panelach rysunków przedstawione są przebiegi logarytmu skali termicznej $\log \tau_{th}$ oraz logarytmy okresów badanych modów oscylacji. Spośród

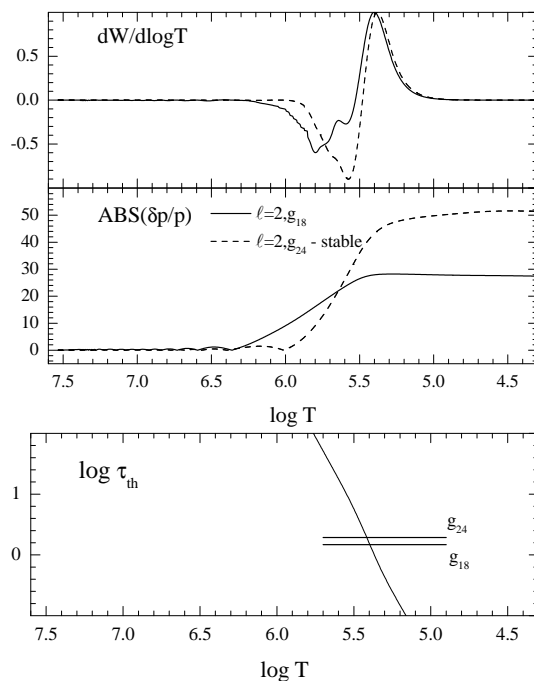


Rysunek 5.2: Przebiegi funkcji $dW/\log T$ oraz $ABS(\delta p/p)$ dla wybranych modów o stopniach pulsacji $\ell = 0$, wewnątrz modelu gwiazdy hybrydowej o masie $10 M_\odot$. Dolny panel przedstawia skalę termiczną ($\log \tau_{th}$) i okresy dwóch modów radialnych p_1 i p_2 .

oscylacji radialnych, tylko mod fundamentalny (p_1) jest niestabilny. Dla obu modów p_1 i p_2 pochodna całki pracy ma wartości dodatnie, której maksimum osiągnęte jest na nieco różnych głębokościach w otoczce: dla p_1 przy $\log T = 5.351$ oraz dla p_2 przy $\log T = 5.336$. Skala termiczna w tych warstwach jest większa od okresów pulsacji modów, odpowiednio



Rysunek 5.3: Przebiegi funkcji $dW/\log T$ oraz $ABS(\delta p/p)$ dla wybranych modów o stopniach pulsacji $\ell = 1$, wewnątrz modelu gwiazdy hybrydowej o masie $10 M_{\odot}$. Dolny panel przedstawia skalę termiczną ($\log \tau_{th}$) i okresy trzech modów dipolowych p_1 , g_1 i g_7 .



Rysunek 5.4: Przebiegi funkcji $dW/\log T$ oraz $ABS(\delta p/p)$ dla wybranych modów o stopniach pulsacji $\ell = 2$, wewnątrz modelu gwiazdy hybrydowej o masie $10 M_{\odot}$. Dolny panel przedstawia skalę termiczną ($\log \tau_{th}$) i okresy dwóch modów kwadrupolowych g_{18} i g_{24} .

$\tau_{th} = 0.811$ d i 0.673 d. Jednakże, czynnikiem decydującym o stabilności pierwszego owertonu jest szybszy wzrost amplitudy $\delta p/p$ w obszarze napędzania.

Oscylacje dipolowe wzbudzone są tylko dla częstotliwości typu β Cep, w tym przypadku rozpatrywane na przykładzie modu p_1 . Maksimum całki pracy wypada w tej samej warstwie otoczki co dla fundamentalnego modu radialnego. Podobne okresy pulsacji w porównaniu do skali termicznej jak i amplitudy $\delta p/p$ powodują, że mod jest niestabilny. Wykreślone dwa mody grawitacyjne g_1 (typu β Cep) i g_7 (typu SPB) są stabilne. Zmiany $dW/d \log T$ dla obu modów w obszarze napędzania pulsacji ($\log T \sim 5.3$) wykazują tylko niewielki wzrost wartości znormalizowanej całki pracy. Jednakże, we wnętrzu wartości tej całki pracy dla modu g_1 ma duże amplitudy, lecz w tym obszarze zachodzi głównie tłumienie. W wewnętrznych warstwach otoczki i jądra konwektywnego zachodzą zmiany o znacznie większych amplitudach, gdzie skoncentrowana jest większa część energii modu. Warunek skali termicznej jest spełniony, odpowiednio $\tau_{th} = 1.191$ d (przy $\log T = 5.380$) i 2.649 d (przy $\log T = 5.440$). Czynnikiem decydującym o stabilności g_1 i g_7 są niskie amplitudy $\delta p/p$, a w przypadku modu g_7 w obszarze Z-bump względne zmiany ciśnienia są funkcją malejącą ku powierzchni gwiazdy. Mod g_1 jest modem o charakterze mieszanym, to znaczy cechy modu g we wnętrzu oraz modu p w zewnętrznych warstwach otoczki. Mod taki podczas ewolucji na ciągu głównym zwiększa swoją częstotliwość a w późniejszym etapie przyjmie w całości cechy modu p poprzez tak zwany *avoided crossing*. [Dziembowski et al. \(1993\)](#) wskazują, że wykrycie modu g niskiego rzędu jest cenne dla astrosejsmologii. Analiza sejsmologiczna gwiazdy z wykorzystaniem modu g_1 może przekazać informację o obszarze gradientu chemicznego i jednocześnie dokładniej oszacować przestrzeliwanie z konwektywnego jądra.

Dla oscylacji kwadrupolowych przedstawione jest zachowanie pochodnej całki pracy i funkcji własnej na przykładzie dwóch modów grawitacyjnych wysokiego rzędu, niestabilnego g_{18} oraz stabilnego g_{24} . Stabilna oscylacja g_{24} w obszarze Z-bump ma większą amplitudę $\delta p/p$, jednakże okres modu (1.931 d) jest dłuższy od lokalnej skali termicznej (przy $\log T = 5.380$) wynoszącej $\tau_{th} = 0.811$ d. Dla modu g_{18} czynnikiem decydującym o niestabilności jest również niższa wartość skali termicznej 1.633 d (przy $\log T = 5.404$), która jest wyższa od okresu modu pulsacji wynoszącego 1.477 d.

Porównane wartości okresów modów oscylacji i skal termicznych podane są dla odpowiedniego maksimum całki pracy. Jednakże, zachowanie obu skal w pobliżu analizowanych poziomów, przy odpowiedniej amplitudzie $\delta p/p$, decyduje o warunku na wzbudzenie bądź tłumienie pulsacji.

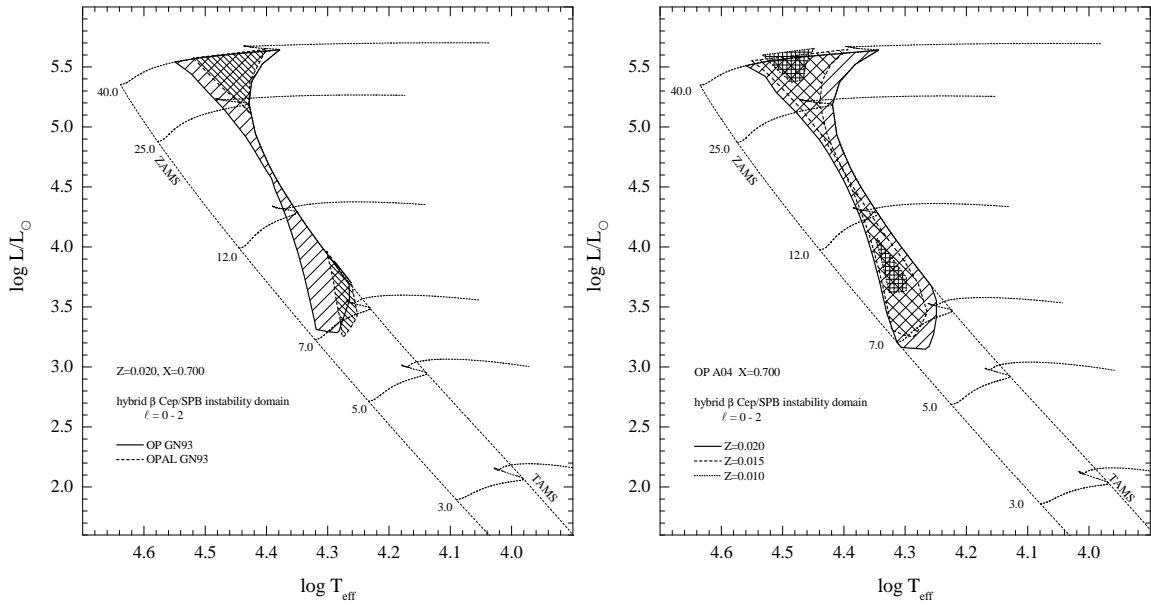
Obszar Z-bump dla typowego modelu gwiazdy β Cep, nie jest bardzo rozległy oraz znajduje się w płytkich warstwach otoczki $r/R \sim 0.95$. Obszar napędzania pulsacji Z-bump w przybliżeniu należy do zakresu temperatur $\log T = 5.2 - 5.5$, co odpowiada około

czterem procentom rozpatrywanego promienia modelu, wynoszącego $\sim 6.83 R_{\odot}$. W modelach o typowych masach gwiazd SPB (chłodniejsze od gwiazd β Cep) obszar napędzania pulsacji zlokalizowany jest w głębszych warstwach otoczki. Jak wspomniane przy wyznaczaniu domen niestabilności, spowodowane jest to zmianą stosunku L/M co wpływa na warunki wzbudzania modów i ich częstotliwości. Odpowiednie warunki do wzbudzania obu typu pulsacji β Cep i SPB, spełnione są jedynie w gwiazdach o odpowiednio wysokiej masie (powyżej $\sim 7 M_{\odot}$) oraz znajdujących się we względnie późnej fazie ewolucji na ciągu głównym (blisko TAMS). Im masywniejsza jest gwiazda ($\gtrsim 10 M_{\odot}$) tym późniejsze fazy ewolucji są konieczne dla wystąpienia oscylacji hybrydowych. Podane granice występowania modeli hybrydowych dotyczą oscylacji najniższych stopni $\ell \leq 2$ dla tablic OP A04. Obliczenia teoretyczne niniejszej pracy wskazują na dużą liczbę modeli hybrydowych dla $Z = 0.020$, do ich całkowitego zaniku dla $Z = 0.010$ w modelach o masach z zakresu $10 - 30 M_{\odot}$. Domeny pulsacji hybrydowych w tym zakresie mas określone są głównie oscylacjami stopnia $\ell = 3$ lub wyższych.

5.2 Gwiazdy hybrydowe

5.2.1 Domeny niestabilności pulsacji hybrydowych

Dziembowski and Pamyatnykh (1993) w swoich obliczeniach teoretycznych pokazują, że oscylacje hybrydowe typu β Cephei i SPB mogą występować w modelach gwiazdowych, jedynie dla modów o stosunkowo wysokich stopniach pulsacji ($\ell > 6$). Wyniki te autorzy uzyskali dla wczesnej wersji tablic OPAL, z tego powodu mody te wzbudzane są tylko dla wysokich metaliczności ($Z = 0.03$). Obliczenia Pamyatnykh (1999) z użyciem nowszych tablic OPAL oraz OP Seaton (1996) pokazują, że pulsacje hybrydowe również są możliwe dla stopni łatwo wykrywalnych w obserwacjach fotometrycznych $\ell \leq 2$. Na lewym panelu rysunku 5.5 przedstawione są otrzymane domeny niestabilności OPAL dla mieszanki GN93 i $Z = 0.02$, w porównaniu z domenami OP wyznaczonymi w niniejszej pracy. Prawy panel przedstawia porównanie domen niestabilności dla tablic OP A04, dla trzech wartości metaliczności 0.020, 0.015, 0.010. Otrzymane domeny OP A04 dla $Z = 0.010$ zajmują podobny obszar diagramu HR jak wyniki dla OPAL GN93 i $Z = 0.020$. Tablice OP z GN93 zachowują ciągłość domen niestabilności dla pulsacji typu SPB przy przejściu do wyższych mas. Jednakże, ciągłość domen hybrydowych zachowana jest tylko dla metaliczności wyższych od około 0.02. Zaktualizowane nieprzezroczystości OP (Seaton 2005) wraz z nową mieszanką pierwiastków ciężkich A04 powodują, że już dla niższych metaliczności zachowana jest ciągłość domen pulsacji hybrydowych. Porównanie domen dla $Z = 0.020$ na obu panelach rysunku 5.5 jest efektem zastosowania różnych mieszanek pierwiastków chemicznych GN93 i A04. Wyniki ze składem A04 wskazują na więcej

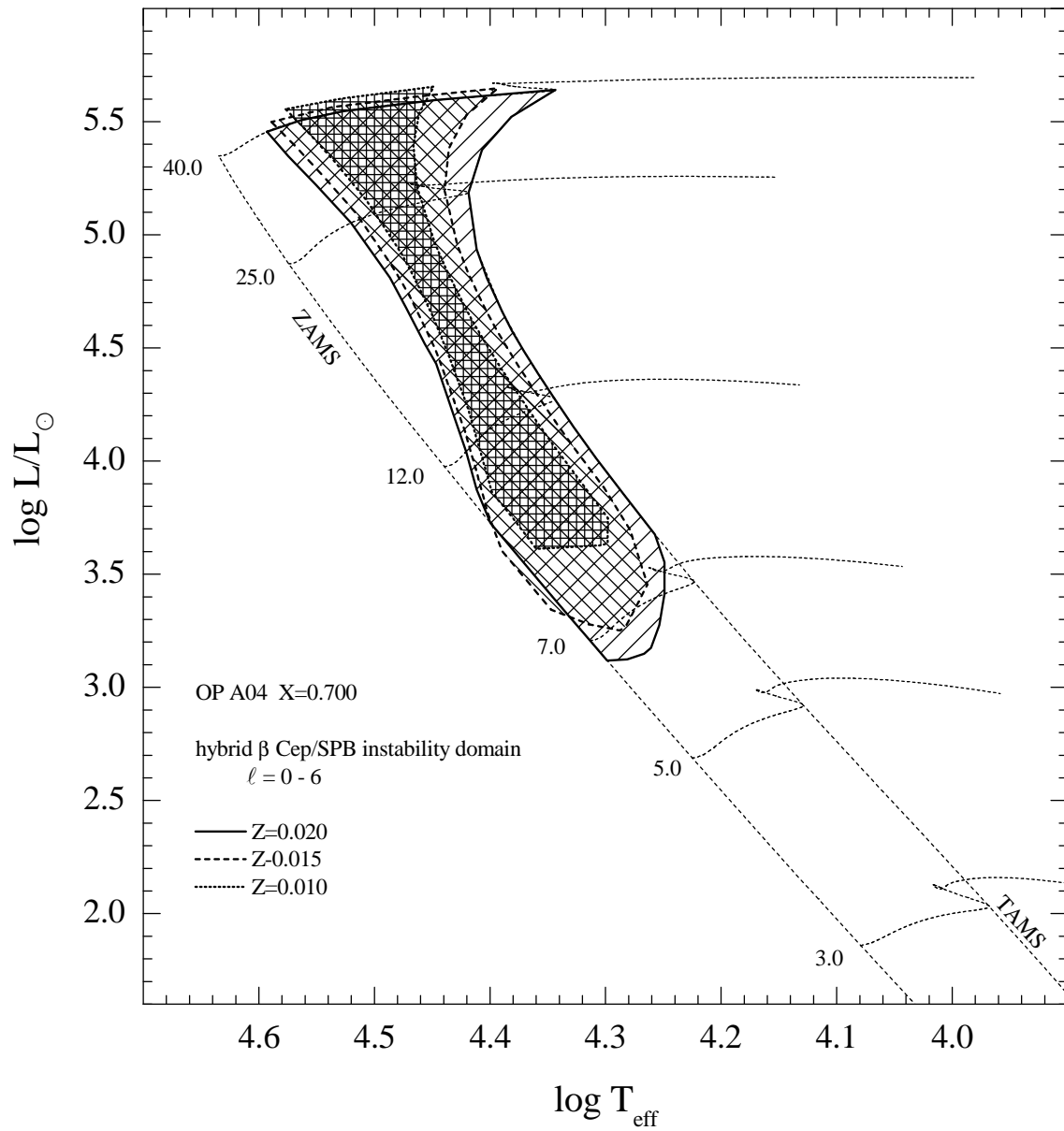


Rysunek 5.5: Domeny niestabilności oscylacji hybrydowych dla stopni pulsacji $\ell = 0 - 2$. Lewy panel pokazuje efekt użycia nowszych nieprzezroczystości OP w porównaniu z domenami otrzymanymi z OPAL. Prawy panel przedstawia efekt zastosowania trzech różnych metaliczności $Z = 0.020$ (linia ciągła), 0.015 (linia przerywana) oraz 0.010 (linia kropkowana) w obliczeniach z wykorzystaniem tablic OP A04.

modeli ze wzbudzonymi oscylacjami hybrydowymi. Podobny wynik osiągalny jest również dla nowego składu chemicznego A09. Opisane wyniki dotyczą modów o najniższych stopniach pulsacji ($\ell = 0 - 2$). Jeśli uwzględnić wyższe stopnie pulsacji wówczas zakres występowania oscylacji hybrydowych ulega znacznemu poszerzeniu, jak zaznaczone w poprzedniej sekcji. Domeny przedstawione są na rysunku 5.6 dla stopni $\ell = 0 - 6$ i trzech metaliczności $Z = 0.020$, 0.015 i 0.010 . Niezależnie od uwzględnionych stopni ℓ w wykreślanych domenach niestabilności, obliczenia teoretyczne wskazują na dość liczną populację gwiazd hybrydowych w szerokim zakresie mas od około $7 M_{\odot}$ do $40 M_{\odot}$.

5.2.2 Znane gwiazdy hybrydowe

DeCat et al. (2007) wskazują na siedem gwiazd obu typów β Cep i SPB jako listę potencjalnych kandydatek na obiekty hybrydowe. Jednakże, z listy podanych obiektów tylko dla trzech potwierdzony jest hybrydowy charakter pulsacji: 12 Lac (Handler et al. 2006), ν Eri (Jerzykiewicz et al. 2005) i γ Peg (Handler et al. 2009). Dla pozostałych czterech gwiazd znalezione pulsacje przez De Cat et al. są niepotwierdzone. Obserwacyjne pozycje na diagramie HR dla tych gwiazd przedstawione są na rysunku 5.7 w porównaniu z do-



Rysunek 5.6: Domeny niestabilności oscylacji hybrydowych typu β Cep/SPB dla stopni pulsacji $\ell = 0 - 6$. Domeny wyznaczone są dla tablic nieprzezroczystości OP A04 i trzech metaliczności $Z = 0.020, 0.015$ oraz 0.010 .

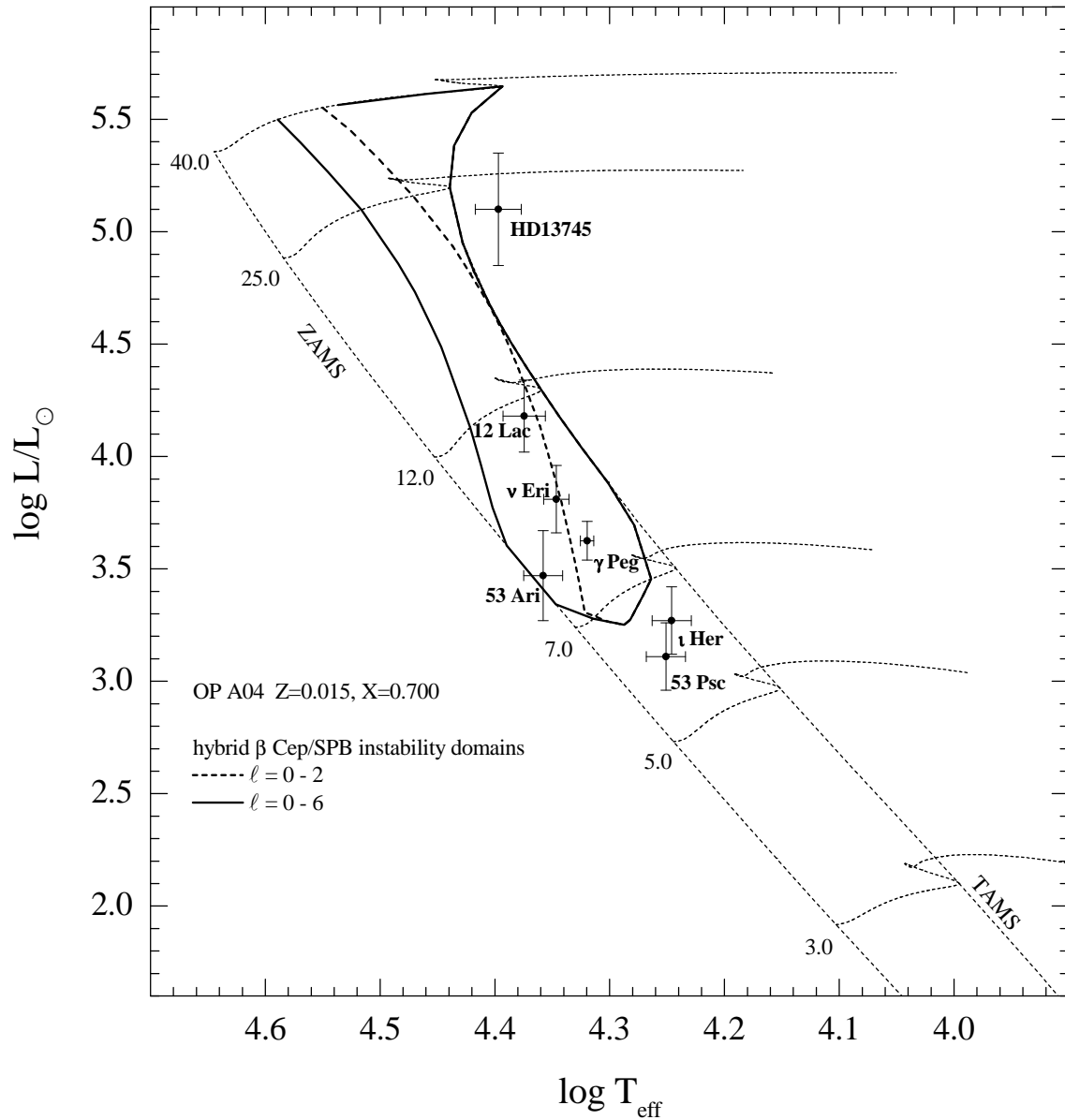
menami niestabilności hybrydowych dla OP A04 i $Z = 0.015$, dla niskich stopni pulsacji $\ell = 0 - 2$ i wyższych $\ell = 0 - 6$. Wykreślone pozycje gwiazd wraz z błędami oparte są na kilku źródłach: 12 Lac i ν Eri (Dziembowski and Pamyatnykh 2008), γ Peg na podstawie kalibracji niniejszej pracy oraz pozostałe gwiazdy z Handler (2009). Poniżej, przedstawiony jest szczegółowy opis gwiazd, których przynależność do hybryd typu β Cep/SPB jest wątpliwa. Dodatkowo, w dalszej części włączone są wyniki z satelity Kepler, wskazujące na siedem nowo odkrytych gwiazd hybrydowych.

HD 13745

Dla gwiazdy typu O 9.7 II, DeCat et al. (2007) wykrywa cztery częstotliwości oscylacji na podstawie danych z teleskopu MERCATOR: $f_1 = 1.134 \text{ cd}^{-1}$, $f_2 = 2.644 \text{ cd}^{-1}$, $f_3 = 0.681 \text{ cd}^{-1}$ i $f_4 = 8.185 \text{ cd}^{-1}$. Żadna z otrzymanych oscylacji nie pokrywa się z wcześniej znalezionymi, 2.22 cd^{-1} (Hill 1967) oraz 11.45 cd^{-1} (Koen and Eyer 2002). Na podstawie czterech częstotliwości, trzech typu SPB i jednej typu β Cep, autorzy klasyfikują gwiazdę jako hybrydową. Pozycja gwiazdy nie pokrywa się z wykorzystaną przez autorów siatką modeli oraz brak jest identyfikacji modów oscylacji. Wyniki Handler (2009), również korzystając z naziemnych obserwacji o 4-krotnie obszerniejszej bazie danych, nie wskazują na żadne z wspomnianych częstotliwości na dobrym poziomie stosunku sygnału do szumu ($S/N \geq 4$). Jedyną wykrytą zmiennością jest częstotliwość 0.3071 cd^{-1} . Jeśli przyjąć, że wykryta częstotliwość spowodowana jest rotacją, to otrzymana prędkość $v_{rot} = 295 \pm 110 \text{ kms}^{-1}$, pozostaje w zgodzie z poprzednimi oszacowaniami Hill (1967) (260 kms^{-1}). Modele zgodne z pozycją gwiazdy na HR mają niestabilne tylko mody typu β Cep (radialne i nieradialne). Istnienie modów g w tej fazie ekspansji post-MS dla tak masywnych i jasnych obiektów ($\sim 20 M_{\odot}$) możliwe jest w szczególnych okolicznościach, dotyczących istnienia konwektywnej warstwy palącej wodoru, która zapobiega przenikaniu modu g do wnętrza jądra promienistego i jego tłumieniu (Saio et al. 2006). Inną możliwością jest powstanie gradientu składu chemicznego wokół jądra helowego tworzącego barierę dla propagacji modu g do wnętrza jądra (Ostrowski et al. 2012).

53 Arietis

Dość nietypowy obiekt jak na hybrydę, sklasyfikowany jako gwiazda uciekająca z asocjacji Oriona (I Ori) przez Blaauw (1956), o typie widmowym B1.5 V. Analiza zmian jasności wykonana przez Sterken (1988) nie wykazuje jakichkolwiek oscylacji. DeCat et al. (2007) znajdują w swoich danych obserwacyjnych trzy częstotliwości: $f_1 = 1.327 \text{ cd}^{-1}$, $f_2 = 6.500 \text{ cd}^{-1}$ oraz $f_3 = 4.366 \text{ cd}^{-1}$. Częstotliwość f_2 pokrywa się z poprzednimi wynikami, między innymi Bondal (1967), które były argumentem do klasyfikacji jako gwiazdy typu β Cep. Modele na podstawie szacowanej pozycji na diagramie HR nie przewidują częstotliwości tak niskiej jak f_1 , którą trudno również przypisać wynikowi niskiej prędkości rotacji



Rysunek 5.7: Pozycje siedmiu gwiazd pewnych i podejrzanych o wykazywanie hybrydowych oscylacji typu β Cep/SPB, porównane z domenami niestabilności pulsacji hybrydowych dla OP A04 i metaliczności $Z = 0.015$. Domeny wyznaczone są dla dwóch zakresów stopni pulsacji: niskich $\ell = 0 - 2$ (linia przerywana) oraz wyższych $\ell = 0 - 6$ (linia ciągła). Dane o pozycji i błędach gwiazd oparte są na kilku źródłach (referencje w tekście).

$v \sin i = 5 \text{ kms}^{-1}$ (Abt et al. 2002). Handler (2009) nie potwierdza żadnych z powyższych częstotliwości, pomimo znacząco większej liczby danych obserwacyjnych. Z analizy krzywych jasności znalezione są dwie częstotliwości: $f_1 = 2.0017 \text{ cd}^{-1}$ oraz $f_2 = 0.3796 \text{ cd}^{-1}$. Różnice w detekcji w porównaniu z DeCat et al., autor przypisuje różnym kryteriom wyboru minimalnego stosunku S/N , powyżej którego zmienność uznawana jest za pulsację gwiazdy. Argument ten dotyczy również detekcji częstotliwości dla poprzedniej gwiazdy (HD 13745).

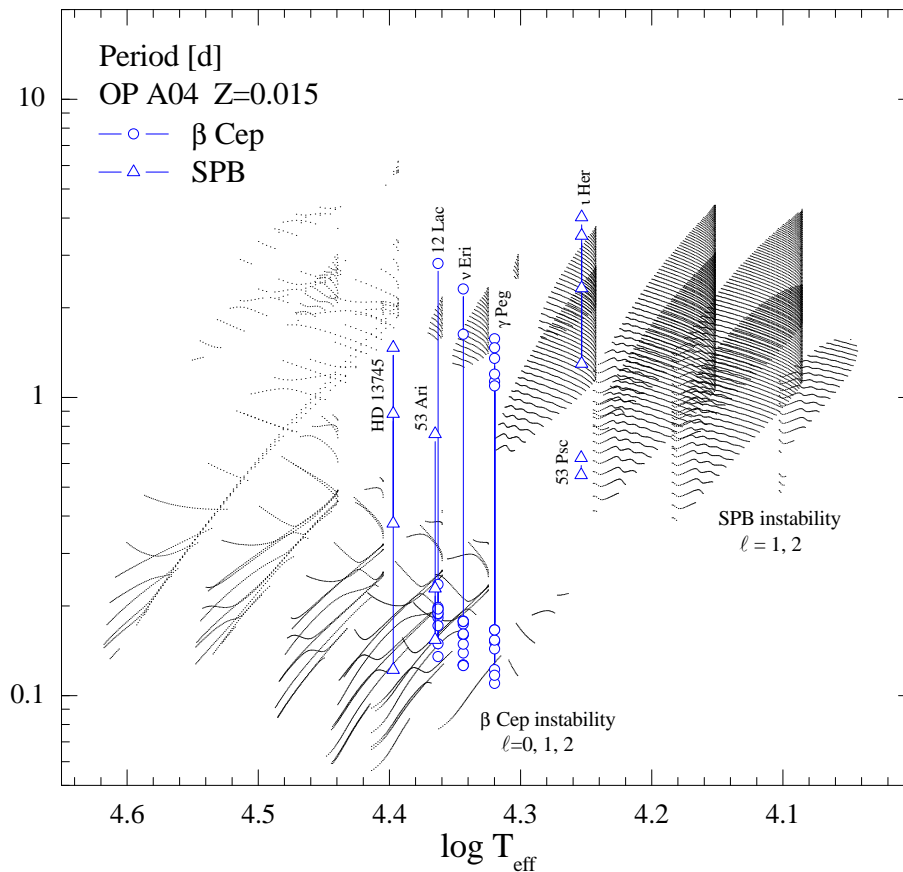
53 Pscium

Tej gwiazdzie z numerem HD 3379, przypisuje się typ widmowy B2.5 IV. Le Contel et al. (2001) klasyfikuje ją jako wolno pulsującą typu B na podstawie wykrytych trzech częstotliwości o niskiej amplitudzie 1.81 1.22 oraz 1.57 cd^{-1} , gdzie ostatnia jest bliska granicy detekcji. Autorzy podają jeszcze jedną częstotliwość 0.11 cd^{-1} , lecz pozostaje ona wątpliwa z powodu podobnego okresu trwania obserwacji. Poza tym, pulsacje o tak niskich częstotliwościach nie są wzbudzane w modelach o masach $\sim 6 M_{\odot}$, zgodnych z pozycją gwiazdy na HR. DeCat et al. (2007) potwierdza marginalnie dwie częstotliwości $f_1 = 1.820 \text{ cd}^{-1}$ oraz $f_2 = 1.594 \text{ cd}^{-1}$, identyfikując oba mody jako $\ell \geq 2$ i podając możliwość ich przynależności do składników rozszczepionych rotacyjnie.

Rozbieżność pozycji dla powyższych gwiazd na diagramie HR z domeną pulsacji hybrydowych dla $\ell = 0-2$, wskazuje na brak tego typu zmienności. Wynik ten potwierdzony jest także zakresem obserwowanych pulsacji na diagramie okres - temperatura (rysunek 5.8). Wyjątkiem jest gwiazda HD 13745, której bardzo wysoka prędkość rotacji tłumaczyłaby pozycję na diagramie HR jak również na diagramie $P - \log T_{\text{eff}}$. Prędkości rzędu kilkudziesięciu kms^{-1} powodują duże rozszczepienie częstotliwości modów nieradialnych. Rotacja zwiększa ilość składników pojedynczej pulsacji (multiplety) zależnie od stopnia ℓ . Dziembowski et al. (1993) pokazują, że rozszczepienia częstotliwości pulsacji w multipletach może sięgać nawet 0.1 cd^{-1} przy $v_{\text{rot}} = 30 \text{ kms}^{-1}$. Powoduje to poszerzenie zakresu wzbudzanych pulsacji, co może być wytłumaczeniem dla oscylacji HD 13745. Jedynie pozycje 12 Lac, ν Eri i γ Peg na diagramie HR i okres - temperatura, potwierdzają hybrydowy charakter pulsacji tych gwiazd.

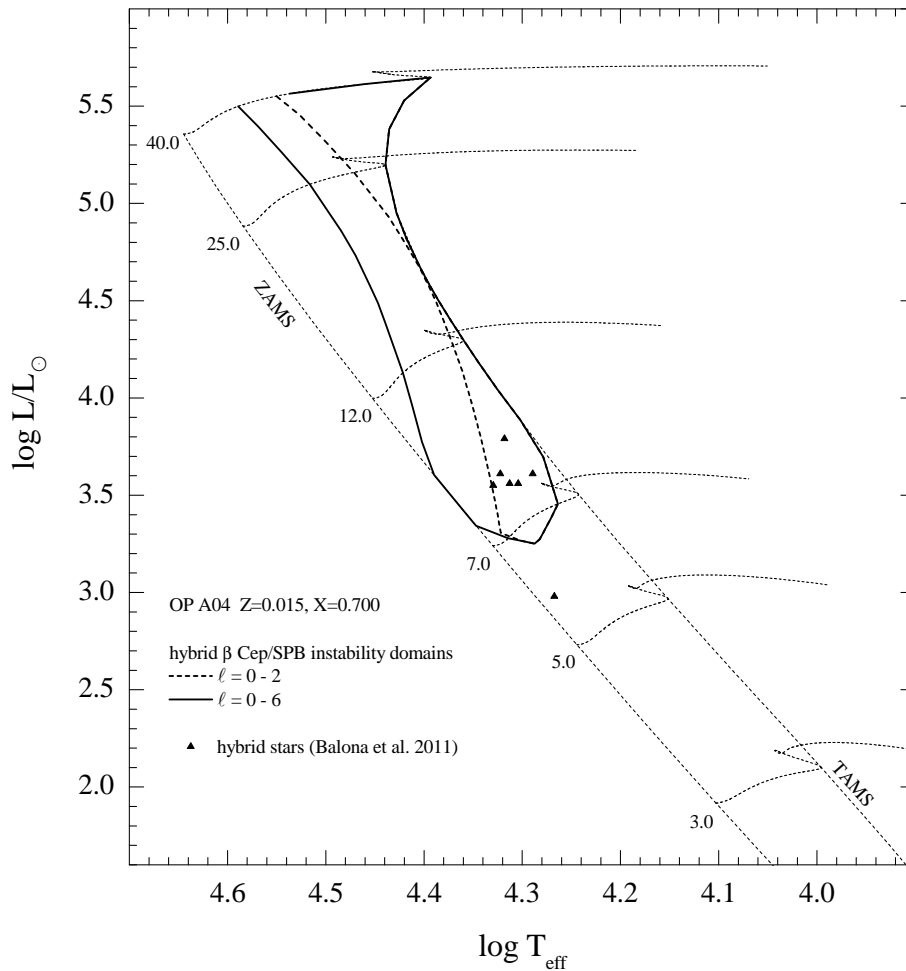
Hybrydy Kepler'a

Jednym z celów misji satelity Kepler jest obserwacja gwiazd w poszukiwaniu pulsacji, między innymi zmienność gorących gwiazd typu B. W wyniku tego znalezionych jest siedem nowych gwiazd, których analiza wskazuje na oscylacje hybrydowe typu β Cep/SPB. Hybrydy Balona et al. (2011) wykazują dużą ilość pulsacji w badanym zakresie częstotliwości 0–25 cd^{-1} . Duża część znalezionych oscylacji to częstotliwości poniżej 3 cd^{-1} , które



Rysunek 5.8: Okresy modów niestabilnych w skali logarytmicznej dla tablic OP A04 i $Z = 0.015$, porównane z obserwowanymi okresami 7 kandydatów na gwiazdy hybrydowe w funkcji temperatury efektywnej. Obiekty z katalogu gwiazd β Cep oznaczone są kołami, natomiast z katalogu gwiazd SPB trójkątami.

przypisuje się modom grawitacyjnym wysokiego rzędu. Na podstawie kalibracji temperatur z fotometrii oraz jasności wyznaczonej empirycznie, podanych w pracy, wykreślone są pozycje gwiazd na diagramie HR. Pozycje tych gwiazd zaznaczone są na rysunku 5.9, w porównaniu z domenami pulsacji hybrydowych dla $Z = 0.015$ (OP A04). Poza jedną, pozycje gwiazd skupiają się wewnątrz domeny dla niższych stopni pulsacji $\ell \leq 2$. Jest to obszar, w którym przewidywane są także oscylacje wyższych stopni. Ze względu na dokładne pomiary satelitarne, możliwe że zaobserwowane są pulsacje wyższego stopnia ($\ell \geq 3$). Pozycje i pulsacje sześciu gwiazd można wytłumaczyć domenami niestabilności dla $Z \sim 0.015$, względnie bliskich słonecznej metaliczności. Jednakże, dla obiektu wypadającego poza granice domen, hybrydowe pulsacje w tym obszarze mas wzbudzone mogą być jedynie dla $Z > 0.02$.



Rysunek 5.9: Pozycje siedmiu gwiazd, wykrytych przez satelitę Kepler, o hybrydowych oscylacjach typu β Cep i SPB, porównane z domenami niestabilności pulsacji hybrydowych dla OP A04 i metaliczności $Z = 0.015$. Domeny wyznaczone są dla dwóch zakresów stopni pulsacji: niskich $\ell = 0 - 2$ (linia przerywana) oraz wyższych $\ell = 0 - 6$ (linia ciągła).

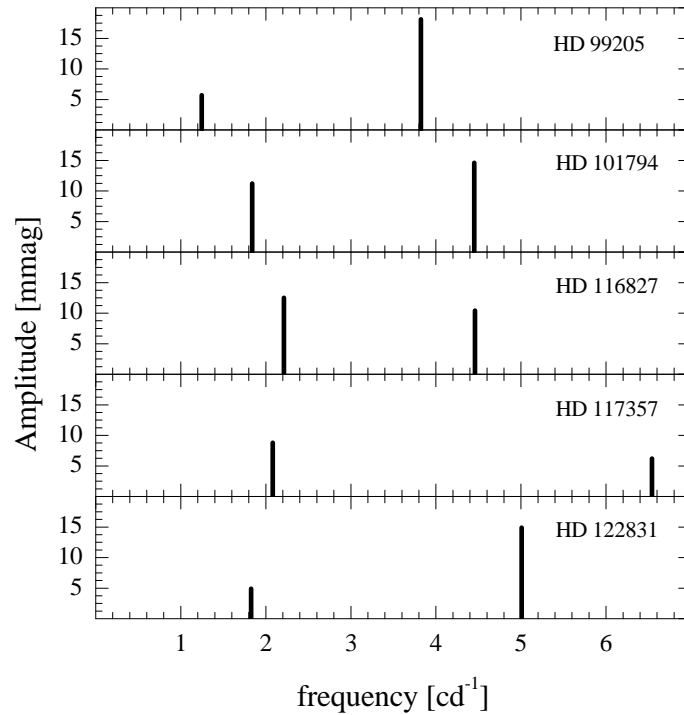
5.2.3 Gwiazdy ASAS

W ramach trzeciej fazy All Sky Automated Survey, ASAS-3 (Pojmanski 1997, 2000; Pojmanski et al. 2005) prowadzone były obserwacje fotometryczne (w filtrze V) gwiazd typu β Cep. Praca Pigulski and Pojmański (2008) przedstawia wyniki analizy krzywych jasności znajdując 103 nowe gwiazdy typu β Cep, których znacząca większość częstotliwości pulsacji to wartości powyżej 4 cd^{-1} . Pięć obiektów mają częstotliwości znacząco niższe od pozostałych gwiazd ($< 2.3 \text{ cd}^{-1}$). Informacje o ich oscylacjach zebrane są w tabeli 5.1, natomiast widma pulsacji w funkcji częstotliwości przedstawione na rysunku 5.10. Podane typy widmowe w tabeli oparte są na bazie danych *SIMBAD*. Pomiedzy parami znale-

Tablica 5.1: Charakterystyka pulsacji pięciu gwiazd typu β Cep, znalezionych w próbie ASAS-3 (Pigulski and Pojmański 2008). Podane temperatury efektywne oszacowane są na podstawie współczynnika c_1 z fotometrii Strömgen’a, skalibrowanego na modelach atmosfer Castelli and Kurucz (2006).

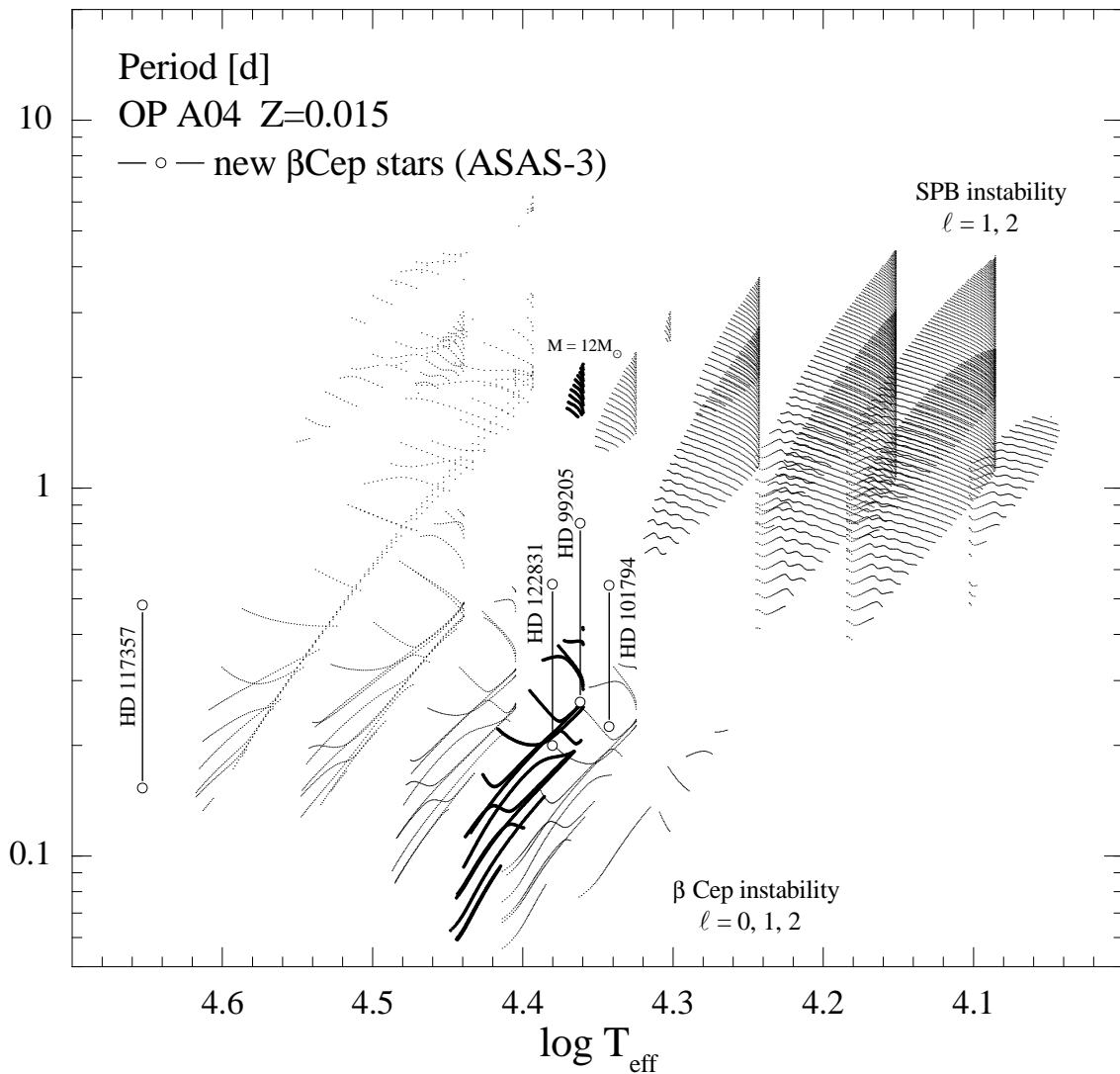
HD	Sp	f_i [cd^{-1}]	P [d]	A_i [mmag]	T_{eff} [K]
99205	B1 III	3.82254	0.2616	18.1	$\sim 23\,000$
		1.24684	0.8020	5.7	
101794	B0.5 V (Be)	4.45140	0.2247	14.6	$\sim 22\,000$
		1.8395	0.5436	11.2	
116827	B2/5 V (Be)	2.21158	0.4522	12.5	—
		4.45852	0.2243	10.4	
117357	O9.5/B0 V (Be)	2.08106	0.4805	8.8	$\sim 45\,000$
		6.53990	0.1529	6.2	
122831	B1 III	5.00803	0.1997	14.9	$\sim 24\,000$
		1.82715	0.5473	4.9	

zionych pulsacji występuje wyraźna separacja w częstotliwości, powyżej i poniżej 3 cd^{-1} . Temperatura efektywna jest przybliżonym oszacowaniem tylko na podstawie niepoczerwienionego czynnika c_1 (fotometria Strömgen’a) i skalibrowanego na modelach atmosfer Castelli and Kurucz (2006), podobnie jak w metodzie użytej dla katalogu gwiazd typu β Cep w poprzednim rozdziale. Dla podanych gwiazd dane fotometryczne w katalogu GCPD są niepełne, a dla gwiazdy HD 116827 brak danych. Na podstawie uzyskanych temperatur wykreślone są pozycje gwiazd na diagramie okres - temperatura na rysunku 5.11. Obserwowane okresy powyżej 0.45 d dla wyznaczonych temperatur nie można zaliczyć jednoznacznie do typu SPB. Oszacowania temperatury dla HD 117357 wypadają poza obszar obliczeń teoretycznych niniejszej pracy, to znaczy powyżej mas modeli $40 M_{\odot}$.



Rysunek 5.10: Widma oscylacji dla pięciu gwiazd typu β Cep, podanych w tabeli 5.1. Obserwowane częstotliwości i ich amplitudy oparte są na [Pigulski and Pojmański \(2008\)](#).

Dla pozostałych trzech gwiazd (HD 99205, HD 101794 i HD 122831) obserwowane okresy na diagramie odpowiadają masom modeli około $10 - 12 M_{\odot}$. Typ widmowy HD 116827 (B2/5 V) umieszcza gwiazdę w podobnym zakresie temperatur efektywnych. Prawdopodobieństwo występowania hybrydowych pulsacji dla rozważanych gwiazd zauważona jest także przez autorów [Pigulski and Pojmański \(2008\)](#). W dwóch gwiazdach typu B1 III (HD 99205 i HD 122831) nie obserwuje się linii emisyjnych serii Balmera. Pozostałe gwiazdy zalicza się do typu Be i wykazujące linie emisyjne Balmera. Obserwowane w tych gwiazdach długookresowe pulsacje, najwidoczniej nie mają powiązania z występowaniem linii emisyjnych. Z reguły gwiazdy Be są jaśniejsze i szybciej rotujące niż zwykłe typu B. [Pigulski & Pojmański](#) wskazują szybką rotację jako powód obserwowanych pulsacji na niskich i wysokich częstotliwościach. Przy prędkościach rzędu kilkuset kms^{-1} (typowych dla Be), rozszczerzone rotacyjnie częstotliwości (o rzędach azymutalnych $m \neq 0$) ulegają bardzo dużemu przesunięciu w częstotliwości. Wówczas częstotliwości o $m \equiv -\ell$ (mody wsteczne) przesuwają się do zakresu modów g wysokiego rzędu, natomiast częstotliwości o $m \equiv +\ell$ (mody postępowe) przesuwają się do zakresu modów g i p niskiego rzędu. Jak pokazuje [Townsend \(2005\)](#), bardzo szybka rotacja powoduje znaczne poszerzenie domen niestabilności ku wyższym masom, a zatem i domen pulsacji hybrydowych. [Pigulski & Pojmański](#) opierają swoją dyskusję na wcześniejszych obliczeniach teoretycznych [Pamy-](#)



Rysunek 5.11: Diagram okres - temperatura dla czterech gwiazd β Cep, wykrytych przez ASAS-3 z tabeli 5.1. Obserwowane pary okresów porównane są z teoretycznymi obliczeniami dla OP A04 i metaliczności $Z = 0.015$ dla pulsacji typu β Cep i SPB. Okresy podane są w skali logarytmicznej. Dodatkowo oscylacje dla masy $12 M_{\odot}$ okresy zaznaczone są pogrubionymi punktami.

atnykh (1999), które również jak niniejsza praca nie uwzględnia wiatru gwiazdowego w modelach. Dla gwiazd gorętszych od O9 może to powodować stabilizację pulsacji. Ze względu na występowanie gwiazd Be w obszarze domen pulsacji β Cep i SPB, obserwowane w widmach zmiany profili linii przypisywane są nieradialnym pulsacjom, np. Porter and Rivinius (2003). Gwiazdy Be wiązane są także ze zmiennością typu λ Eri czyli krótkookresowe zmienności profili linii widmowych, efekty przypisywane rotacji, np. Balona and James (2002).

5.2.4 Hybrydy w gromadach

Saesen et al. (2010b) w otwartych gromadach NGC 6910 i χ Persei sklasyfikowali około 20 gwiazd typu β Cep zakładając, że obserwowane oscylacje mają okresy krótsze od 0.3 dnia. Poniższe wyniki uwzględniają tylko wybrane obiekty, dla których dostępne są dane fotometryczne w katalogu GCPD. Wśród gwiazd sklasyfikowanych podanym warunkiem znajdują się dodatkowo obiekty posiadające wyższe okresy pulsacji, > 0.3 d, wskazujące na mody grawitacyjne wysokiego rzędu. Dla kilkunastu gwiazd z obu gromad dokonano kalibracji temperatury i jasności, a otrzymane wartości porównywane są z teoretycznymi domenami niestabilności. Wyniki jak i nazewnictwo gwiazd oparte są głównie na bazie danych *WEBDA* prowadzonej przez Instytut Astronomii Uniwersytetu Wiedeńskiego, oraz pracy doktorskiej Saesen (2009). Opis tych gwiazd przedstawiony jest także w pracy Saesen et al. (2010a), których dane są dostępne poprzez bazę *SIMBAD*. W sekcji tej podjęte są próby oszacowania metaliczności dla obu gromad i rozpatrzenie możliwości występowania znalezionych hybrydowych pulsacji.

Gromada NGC 6910

W gromadzie tej sklasyfikowanych jest 9 gwiazd typu β Cep, z których trzy wykazują okresy oscylacji wyższe od 0.3 dnia ($\equiv 3.33$ cd^{-1}). Dane fotometryczne w systemie Strömgen'a i Johnson'a dla siedmiu gwiazd pobrane są z katalogu GCPD i przedstawione w tabeli 5.2. Kalibracja temperatury efektywnej dokonana jest metodą opisaną dla katalogu gwiazd typu β Cep, na identycznej siatce modeli atmosfer Castelli and Kurucz (2006). Odchylenie standardowe w temperaturze wyznaczone jest również na podstawie przyjętego błędu indeksu c_1 . Oszacowania jasności $\log L/L_\odot$ otrzymane są na podstawie odległości do gromady wynoszącej $d = 1139$ pc, co odpowiada paralaksie trygonometrycznej $\pi = 0.878 \pm 0.176$ mas (milisekund łuku). Ze względu, że badane obiekty należą do jednej gromady, paralaksa ta przyjęta jest jednakowej dla wszystkich gwiazd. Jednakże, podany błąd nie jest wynikiem obserwacyjnym lecz założonym *ad hoc*, jako 20% wartości π . Wyniki kalibracji siedmiu wybranych gwiazd przedstawione są w tabeli 5.3. Spośród tych obiektów tylko trzy częstotliwości pulsacji mają wartości poniżej 3 cd^{-1} (14, 27 i 36),

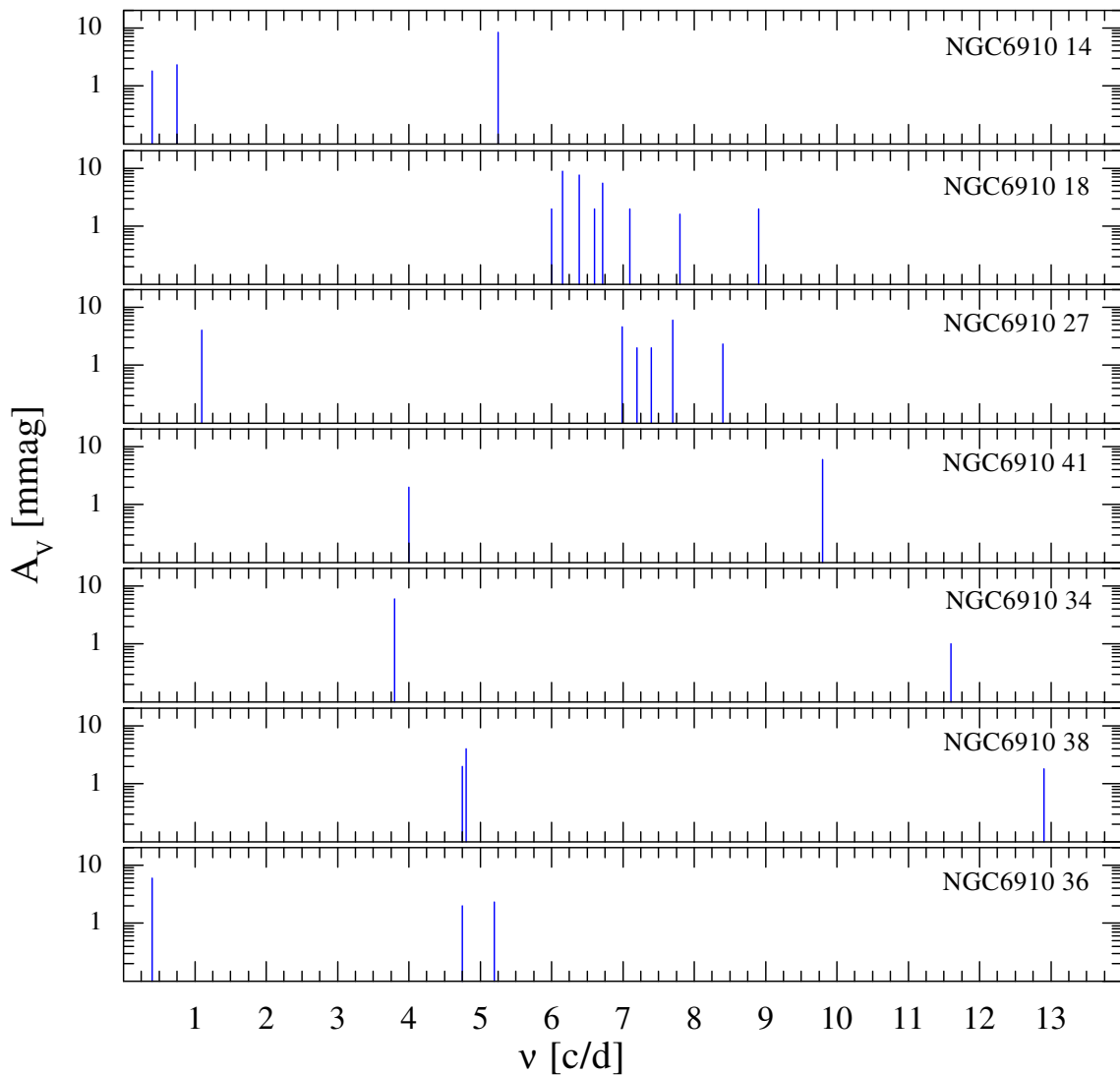
Tablica 5.2: Dane fotometryczne dla wybranych 7 gwiazd typu β Cep w systemie Johnson'a i Strömgren'a.

ID	V	$B - V$	$b - y$	m_1	c_1	β
NGC 6910 14	10.381	0.825	0.670	-0.160	0.110	2.612
NGC 6910 18	10.790	0.750	0.600	-0.110	0.140	2.636
NGC 6910 27	11.770	1.050	0.820	-0.180	0.170	2.625
NGC 6910 41	12.795	1.010	0.750	-0.140	0.290	2.680
NGC 6910 34	12.670	0.870	0.670	-0.120	0.310	2.659
NGC 6910 38	12.990	0.810	0.640	-0.120	0.380	2.662
NGC 6910 36	13.020	0.770	0.610	-0.130	0.420	2.692

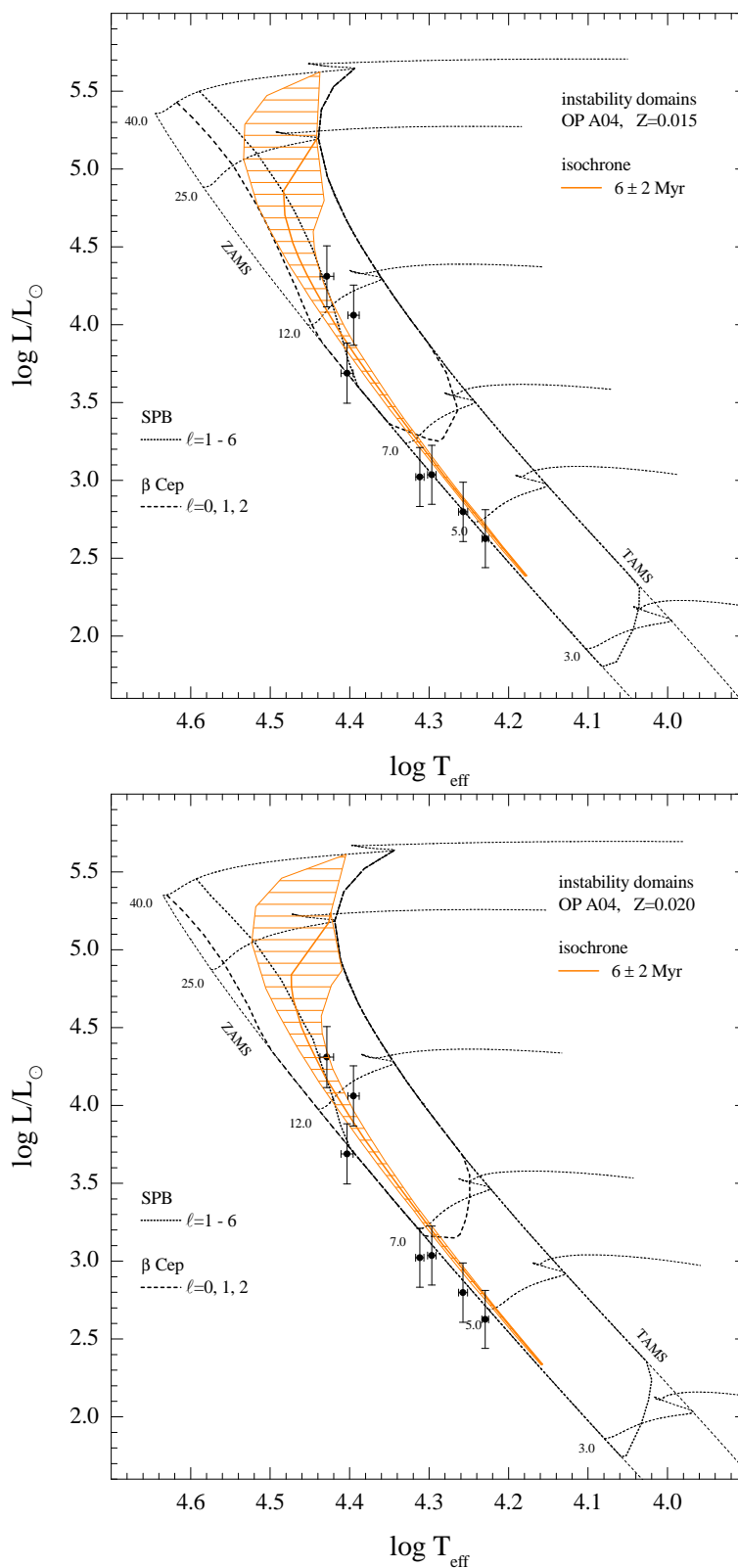
w zakresie modów g, widma oscylacji przedstawione są na rysunku 5.12. Zakładając, że gwiazdy w gromadzie są tego samego wieku, prostym wytłumaczeniem obserwowanych widm oscylacji są różne masy obiektów i ich etapy ewolucji. Rysunek z widmami oscylacji przedstawia posortowane gwiazdy od najjaśniejszej do najśłabszej według jasności V , co odpowiada również ciągowi malejących mas. Na rysunku 5.13 przedstawione są pozycje gwiazd na diagramie HR, i wykreśloną izochroną wieku 6 ± 2 Myrs, według oszacowań Kołaczkowski et al. (2004). Błąd wieku gromady zaznaczony jest obszarem kreskowanym. Wyniki kalibracji porównane są z domenami niestabilności dla dwóch wartości metaliczności $Z = 0.015$ i 0.020 . Gwiazdy oznaczane 14 i 27 należą do najjaśniejszych na diagramie HR i znajdują się w obszarze oscylacji wyższego stopnia $\ell > 3$ modów typu SPB. Jedynie modele z masami $\sim 10 - 14 M_\odot$ na wczesnym etapie ewolucji na ciągu głównym, przewidują niestabilne częstotliwości $< 2 \text{ cd}^{-1}$. Porównując położenie gwiazd i przebieg izochrony wieku 6 Myrs na rysunku 5.13, dobre dopasowanie otrzymuje się dla metaliczności $Z = 0.015$ lub niższych. W bazie danych *WEBDA* brak informacji o zawartości pierwiastków ciężkich w gromadzie. Uzyskane wyniki w niniejszej pracy wskazują, że metaliczność może być porównywalna ze słoneczną Asplund et al. (2009) ($Z = 0.0134$).

Posortowane widma oscylacji pokazują grupowanie się częstotliwości pulsacji: $> 6 \text{ cd}^{-1}$, $3 - 6 \text{ cd}^{-1}$ i $< 3 \text{ cd}^{-1}$. Masy modeli wybranych na podstawie pozycji gwiazd na diagramie HR nie tłumaczą wszystkich obserwowanych pulsacji. Szczególnie problematyczne są pulsacje $< 3 \text{ cd}^{-1}$. Modele gwiazd 36 ($\sim 5 M_\odot$), 27 ($\sim 10 M_\odot$) i 14 ($\sim 14 M_\odot$), nie mają wzbudzonych modów g wysokiego rzędu na względnie wczesnych etapach ewolucji na ciągu głównym. Wynik ten niezależny jest od stopni pulsacji uwzględnionych w obliczeniach, dla $\ell = 1 - 6$. Występowanie obserwowanych separacji modów pulsacji dobrze zgadza się z modelami na ZAMS, jednakże mody g podczas ewolucji zmieniają swoją częstotliwość i ewentualnie zamieniają się w mody mieszane poprzez *avoided crossing*.

Mod taki posiada cechy grawitacyjne we wnętrzu oraz akustyczne w otoczce. Dla modeli gwiazd 27 i 14 wytłumaczeniem obserwowanych pulsacji może być późniejszy etap ewolucji MS. Z kolei, dla gwiazdy 36 model $\sim 5 M_{\odot}$ nie przewiduje tak niskiej częstotliwości pulsacji ($\sim 0.4 \text{ cd}^{-1}$). Dla niektórych badanych gwiazd występuje bardzo duża separacja pomiędzy obserwowanymi pulsacjami. Możliwym wytłumaczeniem tej cechy jest szybka rotacja gwiazdowa, podobnie jak dla gwiazd ASAS w poprzedniej sekcji, obserwowane są rozszczerzone składniki częstotliwości modów wstecznych i postępowych. Jednakże, brak jest danych o rotacji dla siedmiu gwiazd z gromady NGC 6910.



Rysunek 5.12: Widma oscylacji siedmiu badanych gwiazd typu β Cep z otwartej gromady NGC 6910, ułożonych według malejącej jasności wizualnej. Amplitudy oscylacji podane według [Saesen et al. \(2010b\)](#) i [Kołaczkowski et al. \(2004\)](#).



Rysunek 5.13: Pozycje badanych gwiazd na diagramie HR z gromady NGC 6910, w porównaniu z domenami pulsacji typu β Cep ($\ell = 0 - 2$) i SPB ($\ell = 1 - 6$). Jasności otrzymane z paralaksy trygonometrycznej.

Tablica 5.3: Wyniki kalibracji dla 7 gwiazd zmiennych typu β Cep z gromady NGC 6910. Podana jasność M_{bol} wyznaczona jest z paralaksy, na podstawie odległości do gromady $d = 1139$ pc.

ID	$(B - V)_0$	$E_{(B-V)}$	A_V	V_0	$\log g$	$\delta \log g$	T_{eff}	$\log T$	$\delta \log T$	BC	M_{bol}	$\log L$	$\delta \log L$
NGC6910 14	-0.245	1.070	3.338	7.043	4.298	0.053	26834	4.4287	0.0086	-2.789	-6.029	4.311	0.196
NGC6910 18	-0.231	1.056	3.296	7.494	4.498	0.049	24840	4.3951	0.0071	-2.614	-5.403	4.061	0.193
NGC6910 27	-0.234	1.059	3.305	8.465	4.364	0.051	25310	4.4033	0.0076	-2.654	-4.471	3.689	0.193
NGC6910 41	-0.193	1.018	3.177	9.618	4.625	0.038	20500	4.3117	0.0052	-2.141	-2.806	3.022	0.189
NGC6910 34	-0.195	1.020	3.184	9.486	4.198	0.034	19800	4.2967	0.0053	-2.044	-2.841	3.036	0.189
NGC6910 38	-0.182	1.007	3.142	9.848	3.978	0.062	18086	4.2573	0.0057	-1.810	-2.245	2.798	0.190
NGC6910 36	-0.152	0.977	3.048	9.972	4.226	0.031	16959	4.2294	0.0042	-1.504	-1.815	2.626	0.186

Gromada χ Persei

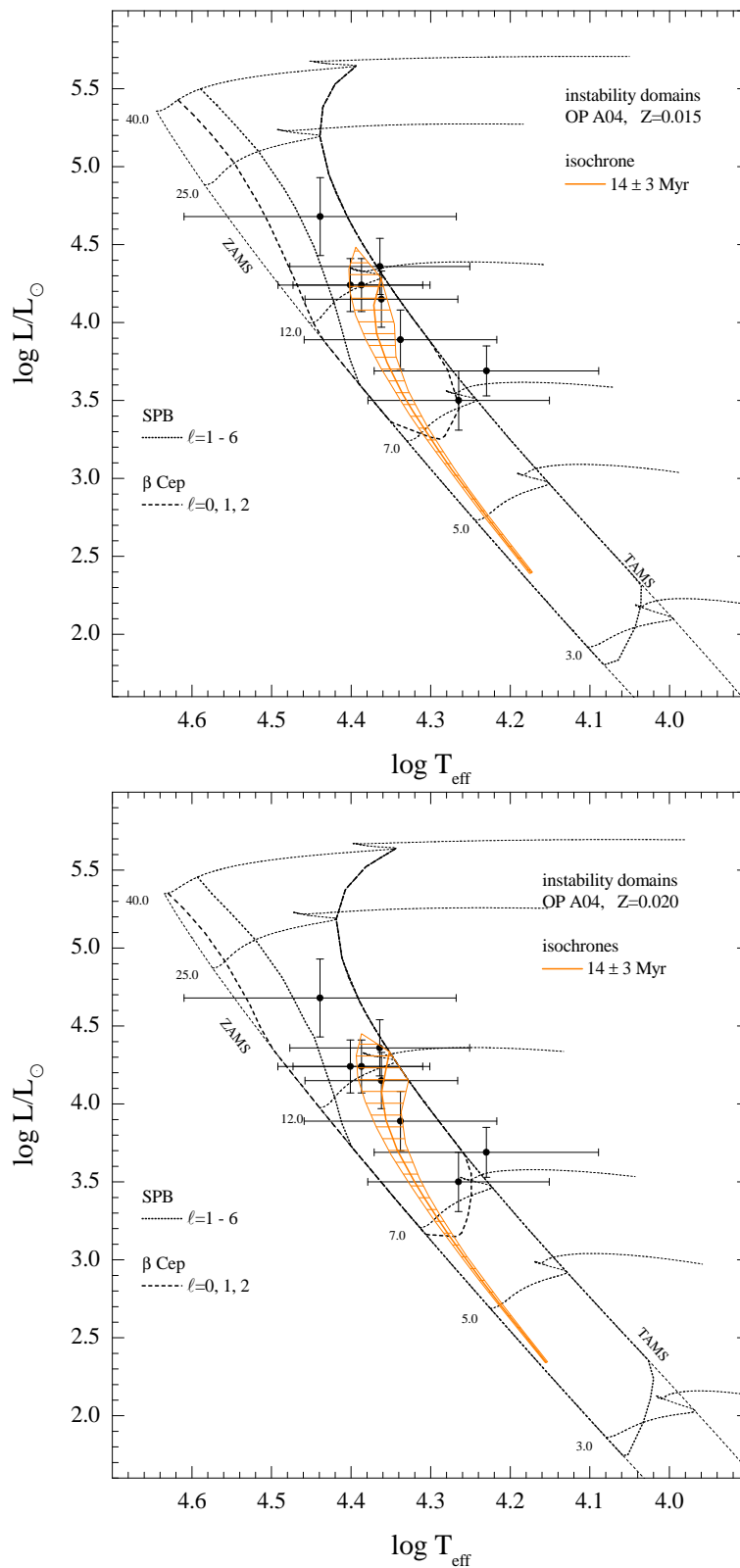
W gromadzie χ Per (NGC 884) sklasyfikowanych jest 11 gwiazd typu β Cep. Wykorzystując dane fotometryczne systemu Geneva, [Saesen \(2009\)](#) dokonuje kalibracji temperatury efektywnej i jasności $\log L$, której wyniki przedstawione są w tabeli 5.4. Kalibracja jasności przeprowadzona jest na podstawie odległości do gromady $d = 2200$ pc. Tabela 5.4 zawiera wyniki tylko dla wybranych obiektów, dla których pozycje gwiazd na diagramie HR porównane są z teoretycznymi domenami niestabilności pulsacji typu β Cep i SPB na rysunku 5.14. Domeny policzone są z użyciem tablic OP A04 i dla dwóch metaliczności $Z = 0.020$ i 0.015 , jednocześnie z domenami modów typu SPB dla $\ell = 3 - 6$. Spośród

Tablica 5.4: Wyniki [Saesen \(2009\)](#) dla 8 gwiazd typu β Cep z gromady otwartej χ Per na podstawie.

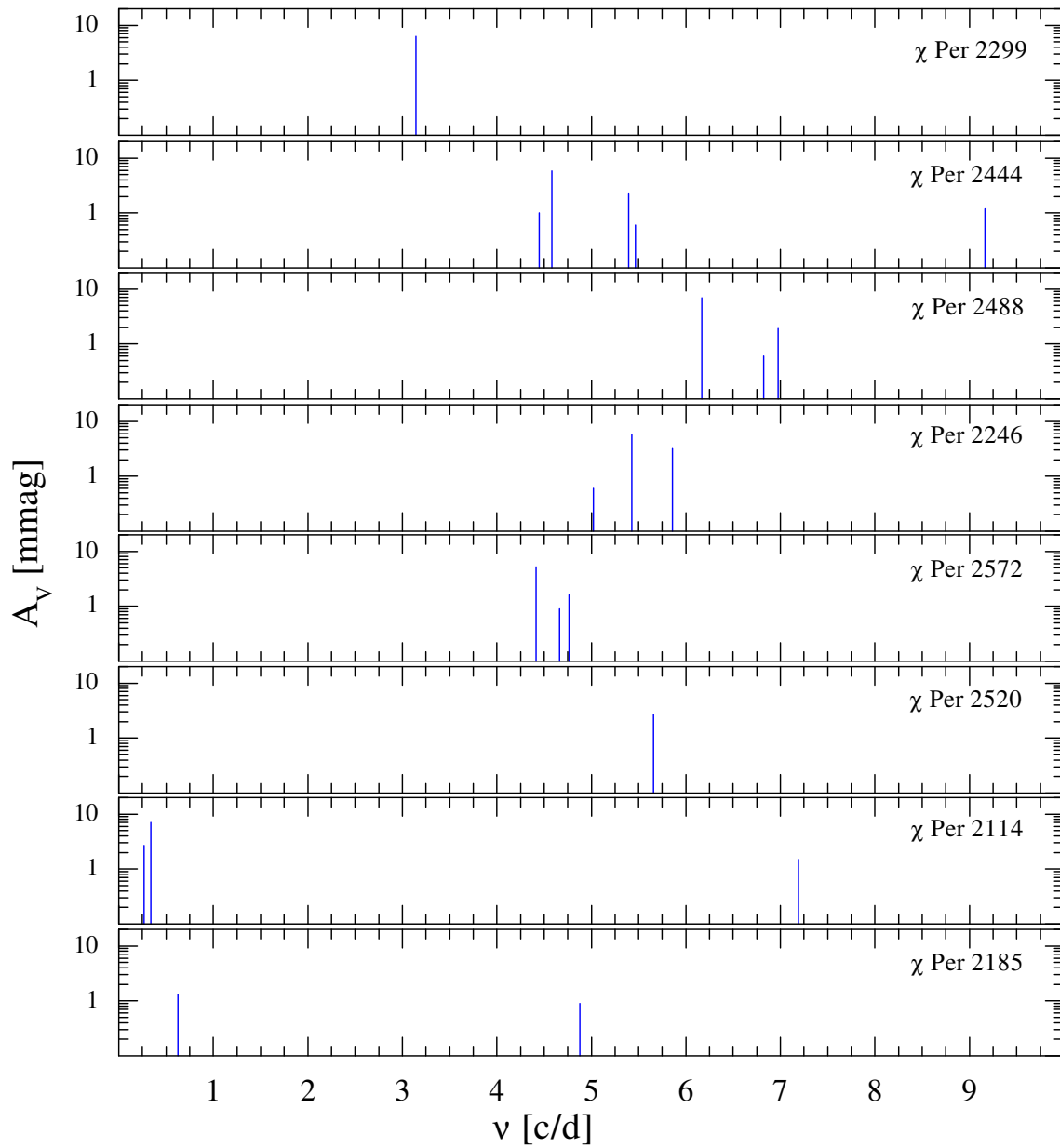
ID	T_{eff}	δT_{eff}	$\log T$	$\delta \log T$	$\log L$	$\delta \log L$
2299	27500	4700	4.439	0.171	4.68	0.25
2444	23100	2600	4.364	0.113	4.36	0.18
2488	25200	2300	4.401	0.091	4.24	0.17
2246	24400	2100	4.387	0.086	4.24	0.17
2572	23000	2200	4.362	0.096	4.15	0.18
2520	22300	2700	4.338	0.121	3.89	0.19
2114	21400	2400	4.230	0.141	3.69	0.16
2185	17000	2100	4.265	0.114	3.50	0.19

ośmiu gwiazd tylko trzy wykazują oscylacje grawitacyjne wysokiego rzędu, obiekty oznaczone jako 2299, 2114 i 2185, których widma oscylacji przedstawione są na rysunku 5.15. Wykryta częstotliwość pulsacji w 2299 (~ 3.2 cd^{-1}) znajduje się blisko przyjętej granicy 3.33 cd^{-1} , oddzielającej typ β Cep od typu SPB. Według takiej zależności obiekt ten zaliczyć należy do typu SPB. Jasność ($\log L$) 2299 na diagramie HR umieszcza gwiazdę poza domeny pulsacji $\ell \leq 2$, choć marginalnie w granicach błędów podanych przez autorkę. Bardzo duże błędy w $\log T_{\text{eff}}$ są wynikiem uwzględnienia rozbieżności wyznaczeń z kilku źródeł. Osiem obiektów wykazuje duży rozrzut w porównaniu z izochroną wieku gromady, szacowanego przez [Currie et al. \(2010\)](#) na 14 Myrs. W wyniku uwzględniony jest błąd *ad hoc* ± 3 Myrs (około 20-o%), nie podany w oryginalnej pracy.

Kalibracja temperatury efektywnej dla ośmiu obiektów z gromady χ Per wykonana jest na podstawie danych systemu Geneva z katalogu GCPD. Zastosowana jest podobna metodyka jak przy kalibracji gwiazd typu SPB w poprzednim rozdziale, a wykorzystane dane fotometryczne zebrane są w tabeli 5.5. Są to zredukowane indeksy fotometryczne, tzn. względem pasma B . Oszacowania temperatury i grawitacji wykonane są na pod-



Rysunek 5.14: Obserwowane pozycje gwiazd z gromady χ Per według [Saesen \(2009\)](#), na diagramie HR w porównaniu z domenami niestabilności typu β Cep ($\ell = 0 - 2$) i SPB ($\ell = 1 - 6$).



Rysunek 5.15: Schematyczne widma oscylacji dla 8 gwiazd typu β Cep z gromady χ Per, ułożonych według malejącej jasności wizualnej. Amplitudy podane są zgodnie z [Saesen \(2009\)](#).

Tablica 5.5: Dane fotometryczne dla wybranych 8 gwiazd typu β Cep z gromady χ Per, w systemie Johnson'a (V_J) i Geneva (U, V, B_1, B_2, V_1, G).

ID	V_J	U	V	B_1	B_2	V_1	G
2299	9.076	0.668	0.633	0.854	1.503	1.348	1.737
2444	9.510	0.701	0.605	0.864	1.502	1.324	1.699
2488	9.919	0.646	0.668	0.851	1.506	1.380	1.769
2246	9.940	0.688	0.627	0.858	1.505	1.345	1.729
2572	10.024	0.753	0.589	0.863	1.490	1.305	1.680
2520	10.622	0.844	0.440	0.889	1.464	1.163	1.496
2114	10.949	0.803	0.597	0.869	1.485	1.321	1.699
2185	10.950	0.970	0.614	0.879	1.490	1.327	1.717

stawie niezależnych od poczerwienienia parametrów $[X, Y]$, zdefiniowanych zależnościami 4.13 i 4.14 (strona 61). Wartość X używana jest do wyznaczenia temperatury efektywnej i poprawki bolometrycznej na podstawie wzorów podanych przez Cramer (1984):

$$\begin{aligned} \log T_{\text{eff}} &= 4.586 - 1.038 X + 1.094 X^2 - 0.646 X^3 + 0.139 X^4 \\ \text{BC} &= -3.439 + 4.978 X - 4.966 X^2 + 3.067 X^3 - 0.702 X^4. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Niepoczerwienione wskaźniki barwy w systemie Geneva $[B - V]_0$ wyliczone są ze znanych $[X, Y]$ na siatce modeli Cramer (1982), korzystając z podanego wzoru empirycznego:

$$\begin{aligned} [B - V]_0 &= -1.3431 + 0.3227 X - 0.24 Y + 0.3371 XY - 0.1582 X^2 - 1.6294 Y^2 \\ &= +1.1422 XY^2 - 0.4078 X^2 Y + 0.0638 X^3 + 5.4104 Y^3. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Ekstynkcja liczona według zależności $A_V = 2.75 \cdot E_{[B-V]}$ uwzględniona jest w jasności V_J (Johnson'a). Na podstawie otrzymanej temperatury wykonane są oszacowania grawitacji efektywnej, dla której wyznacznikiem jest parametr Y . Obliczenia przeprowadzone są na siatce modeli ($T_{\text{eff}} - [X, Y]$) oraz z empirycznej zależności wyznaczona jasność absolutna $M_V(X, Y)$ według Cramer (1999):

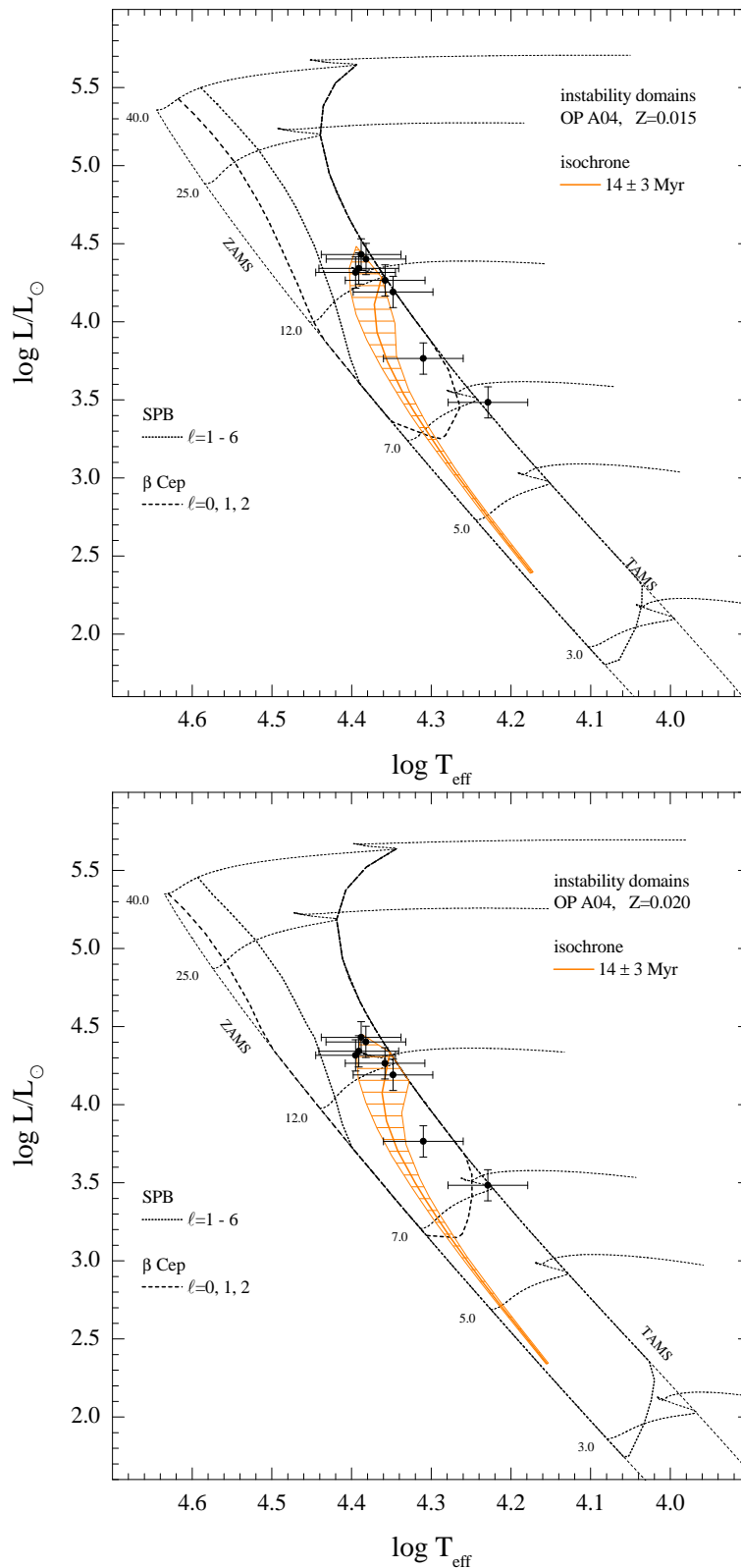
$$\begin{aligned} M_V &= -3.7528 - 21.0189 Y - 161.413 Y^2 + 5.2076 X - 2.5839 XY + 138.153 XY^2 \\ &= -2.8463 X^2 + 13.248 X^2 Y - 29.8913 X^2 Y^2 + 2.9365 X^3 \\ &= -4.051 X^3 Y - 1.2997 X^4. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Uzyskane temperatury, grawitacje efektywne oraz jasności podane są w tabeli 5.6 i oznaczone są indeksami a,b . Poprawka bolometryczna otrzymana jest z modeli atmosfer Castelli (1999), policzonych dla indeksów fotometrii Johnson'a. Otrzymane pozycje gwiazd

względem domen niestabilności β Cep i SPB podane są na rysunku 5.16. Dla wartości temperatury efektywnej $\log T_{\text{eff}}$ i jasności $\log L$ przyjęte są stałe odchylenia dla wszystkich obiektów, odpowiednio ± 0.05 i ± 0.1 . Porównując wartości jasności z tabeli 5.4 z wynikami w tabeli 5.6 (kolumna $\log L^a$), poza dwoma wyjątkami (obiekty 2299 i 2520) wyniki zgadzają się w granicy błędu 1σ . Dla większości gwiazd, empirycznie otrzymane wartości M_V produkują statystycznie wyższe jasności $\log L$.

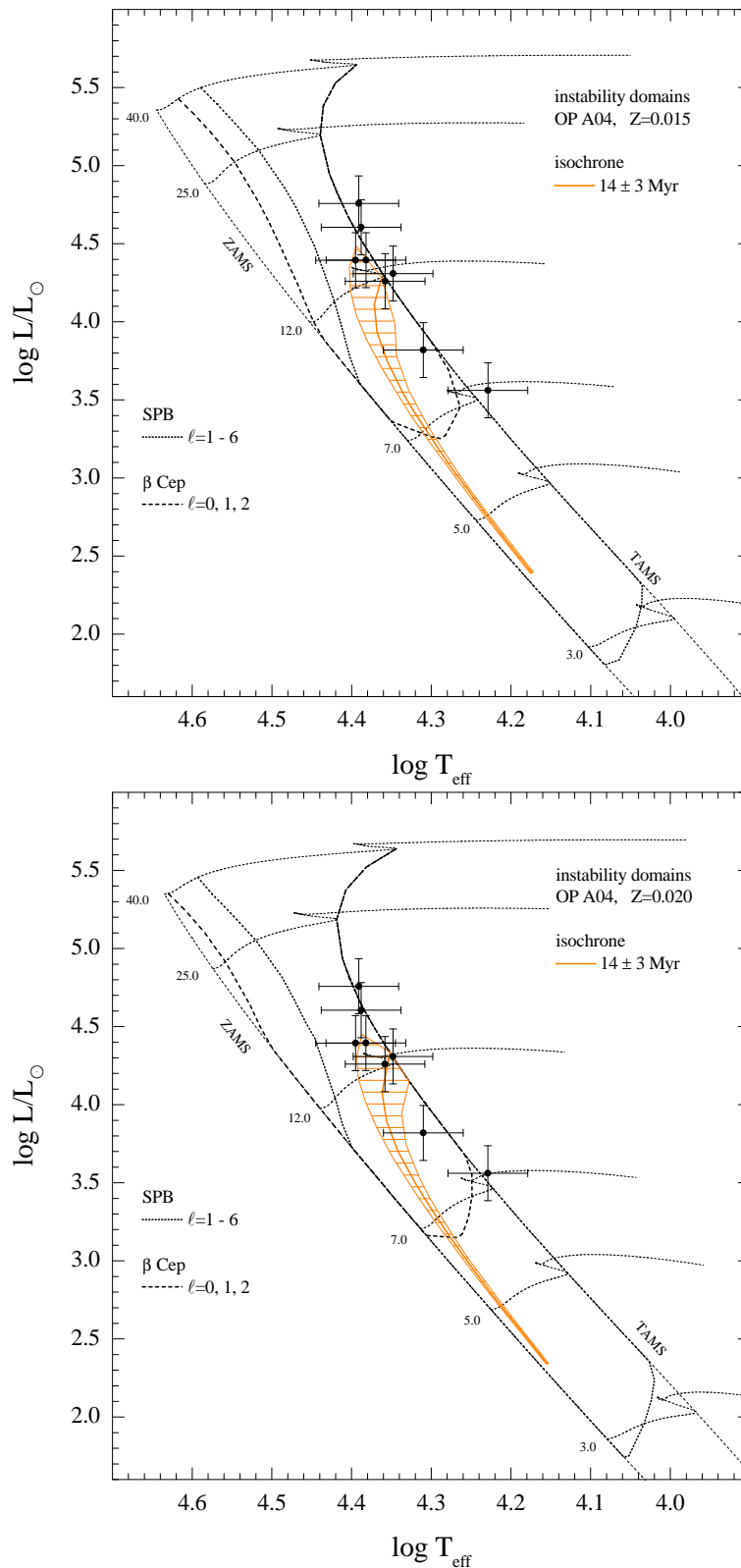
Dane *WEBDA* i praca Saesen (2009) bazują na różnych odległościach do gromady χ Per, odpowiednio 2345 pc i 2200 pc. Porównane są zatem kalibracje dla tych dwóch odległości, o następujących paralaksach: $\pi_{\text{WEBDA}} = 0.455 \pm 0.091$ i $\pi_{\text{Saesen}} = 0.426 \pm 0.085$ [mas]. Jasności dla obu paralaks oznaczone są w tabeli 5.6, odpowiednio indeksami e i d . Błędy paralaks przyjęte są *ad hoc*, jako 20% wartości π . Na rysunku 5.17 zaznaczone są obserwowane pozycje gwiazd, dla których jasność absolutna liczona jest na podstawie odległości $d = 2345$ pc. Standardowe odchylenie w temperaturze przyjęte jest jak powyżej, natomiast $\delta \log L$ jest wynikiem błędu paralaksy. Za wyjątkiem gwiazdy 2520, jasności $\log L_{\pi}^e$ są wyższe od jasności fotometrycznych $\log L^a$ i zgodne z błędem 1σ . Jasność z paralaksy dla 2299 jest wyższa i wypadająca poza podany błąd. Różnice w jasnościach $\log L_{\pi}^d$ (dla $d = 2200$ pc) oraz z wynikami Saesen (2009) (tabela 5.4) można przypisać zastosowaniu innej metodyki przy szacowaniu ekstynkcji międzygwiazdowej, jak i użytej przez autorkę kalibracji poprawki bolometrycznej według Flower (1996). Pozycje gwiazd, o pulsacjach typu SPB (2299, 2114), na diagramie HR dobrze zgadzają się z obszarem występowania oscylacji hybrydowych typu β Cep/SPB dla podanych metaliczności $Z = 0.020$ i 0.015 . Dla obiektu 2185 o najniższej jasności i temperaturze efektywnej pozycja na HR zgadza się tylko w granicach błędu temperatury. Na podstawie izochron dla dwóch metaliczności trudno jest jednoznacznie określić metaliczność gromad χ Per. Dobre dopasowanie izochrony i domeny pulsacji hybrydowych ($\ell = 0 - 6$) dla większości gwiazd (poza 2185) można uzyskać również dla $Z = 0.01$.

Przedstawione obliczenia teoretyczne nie uwzględniają rotacji w modelach ewolucyjnych. Gromada otwarta χ Per należy do gromady podwójnej, której drugim składnikiem jest h Per. Obie te gromady posiadają dużo masywnych gwiazd typu B i Be. Marsh et al. (2010) pokazują dla gwiazd Be, że wykazują one zwykle bardzo duże prędkości rotacji $v \sin i$ przekraczające nawet 300 km s^{-1} . Również w przypadku badanych ośmiu gwiazd prędkości rotacji są wysokie: od 100 km s^{-1} dla 2246 do 194 km s^{-1} dla 2185 Strom et al. (2005); Huang and Gies (2006). Uwzględnienie prędkości rotacji w modelach ewolucyjnych spowoduje poszerzenie granic domeny niestabilności, przesunięciu linii TAMS ku niższym temperaturom. Jak pokazuje Pamyatnykh (1999) przy użyciu tablic OP GN93 i prędkości początkowej (na ZAMS) 150 km s^{-1} jest to niewielki efekt. Podczas ewolucji na ciągu głównym dla mas $\sim 10 - 20 M_{\odot}$ prędkość rotacji na powierzchni maleje o około 20 km s^{-1} . Autor pokazuje także, że poszerzenie ciągu głównego uzyskuje się poprzez wyższą



Rysunek 5.16: Pozycje gwiazd z gromady χ Per na diagramie HR w porównaniu z domo-
nami pulsacji typu β Cep ($\ell = 0-2$) i SPB ($\ell = 1-6$). Jasności absolutne M_V otrzymane
są z empirycznego oszacowania Cramer (1999). Jako błędy przyjęte są standardowe od-
chylenia, odpowiednio dla $\log T_{\text{eff}} = 0.05$ i $\log L = 0.1$.

zawartość wodoru (X) lub uwzględnienie przestrzeliwania ($\alpha_{ov} > 0$). Uzyskiwane wówczas poszerzenie ciągu głównego korzystne jest dla pozycji kilku gwiazd na HR, wypadających poza linię TAMS. Pomimo, że w obliczeniach tych zastosowany jest prosty model rotacji (jednorodna), to prędkość wciąż pozostaje wysoka i dla najszybciej rotujących gwiazd χ Per może wprowadzać znaczący efekt na domeny niestabilności. Częstotliwości pulsacji znalezionych modów g w trzech gwiazdach mogą być wynikiem szybkiej rotacji, a zatem należeć do składników rozszczepionych rotacyjnie. Dodatkowo, dla gwiazd z gromady χ Per posortowanych według rosnącej jasności V , nie obserwuje się wyraźnego grupowania częstotliwości jak w przypadku gwiazd z gromady NGC 6910. Przewidywane masy modeli dla ośmiu gwiazd χ Per są większe niż w przypadku badanych obiektów NGC 6910 oraz znajdują się w późniejszych fazach ewolucji. Z tego powodu przewidywane jest wzbudzenie innych częstotliwości pulsacji.



Rysunek 5.17: Pozycje gwiazd z gromady χ Per na diagramie HR w porównaniu z domenami pulsacji typu β Cep ($\ell = 0 - 2$) i SPB ($\ell = 1 - 6$). Jasności $\log L$ obliczone są na podstawie paralaksy $\pi = 0.455$ (*WEBDA*). Jako błąd temperatury przyjęte są stałe wartości 0.05, natomiast $\delta \log L$ jest wynikiem błędu paralaksy.

Tablica 5.6: Wyniki kalibracji dla 8 gwiazd zmiennych typu β Cep z gromady χ Per.

ID	X	Y	$[B-V]_0$	$E_{[B-V]}$	A_V	V_0	$\log g^a$	T_{eff}^b	$\log T^b$	BC^b	M_{bol}^a	$\log L^a$	BC^c	M_{bol}^d	M_{bol}^e	$\log L_{\pi}^d$	$\delta \log L$	$\log L_{\pi}^e$
2299	0.241	0.038	-1.282	0.649	1.786	7.290	4.306	24606	4.391	-2.488	-6.104	4.342	-2.583	-7.005	-7.144	4.702	0.176	4.758
2444	0.246	0.047	-1.283	0.678	1.865	7.645	4.150	24408	4.388	-2.471	-6.328	4.431	-2.558	-6.625	-6.674	4.550	0.176	4.605
2488	0.234	0.034	-1.283	0.615	1.692	8.227	4.388	24857	4.395	-2.510	-6.039	4.316	-2.611	-6.096	-6.235	4.339	0.176	4.394
2246	0.255	0.046	-1.281	0.654	1.798	8.142	4.142	24107	4.382	-2.444	-6.256	4.402	-2.529	-6.098	-6.237	4.339	0.176	4.395
2572	0.316	0.044	-1.265	0.676	1.858	8.166	4.130	22290	4.348	-2.271	-5.727	4.191	-2.338	-5.884	-6.022	4.253	0.176	4.309
2520	0.299	0.046	-1.269	0.829	2.281	8.341	4.113	22778	4.358	-2.319	-5.912	4.265	-2.390	-5.761	-5.900	4.205	0.176	4.260
2114	0.396	0.026	-1.241	0.644	1.772	9.177	4.328	20417	4.310	-2.074	-4.663	3.765	-2.124	-4.659	-4.798	3.764	0.176	3.819
2185	0.623	0.053	-1.200	0.586	1.611	9.339	3.934	16927	4.229	-1.629	-3.960	3.484	-1.640	-4.013	-4.152	3.505	0.176	3.561

a - (Cramer 1999)

b - (Cramer 1984)

c - (Castelli 1999)

d - dla $d = 2200$ pc

e - dla $d = 2345$ pc

5.3 Widma oscylacji wybranych gwiazd

5.3.1 12(DD) Lacertae

12Lac (HD 214993) jest spektroskopowo podwójną zmienną typu β Cep o jasności $V = 5.22$ magnitudo i typie widmowym B2III, jedna z najlepiej obserwowanych gwiazd w tej klasie. McNamara (1953) znajduje pulsację o częstotliwości 5.2 cd^{-1} (okres 4.63 godziny). Korzystając również z danych obszernej kampanii obserwacji fotometrycznych, Jerzykiewicz (1978) znajduje pięć niezależnych pulsacji. Cechą widma oscylacji 12Lac są trzy równo rozdzielone częstotliwości: 5.179 , 5.334 i 5.490 cd^{-1} . Biorąc pod uwagę niewielką ich separację, można przyjąć, że przynajmniej dwie częstotliwości są modami nieradialnymi i należą do multipletu rozszczepionego rotacyjnie. Próby skonstruowania modelu podjęte przez Dziembowski and Jerzykiewicz (1999), koncentrują się na równo rozmieszczonych częstotliwościach traktując jako wynik rozszczepienia rotacyjnego jednej oscylacji. Jednakże, w ramach takiego założenia nie znaleziono poprawnego modelu.

Na podstawie danych fotometrycznych zebranych z kilku obserwatoriów, Handler et al. (2006) znajdują jedenaście niezależnych oscylacji podanych w tabeli 5.7 wraz z amplitudami w paśmie v Strömgren'a. Widmo oscylacji gwiazdy przedstawione jest na rysunku 5.18 (górny panel). Spośród wykrytych częstotliwości tylko jedna (f_A), zalicza się do modów grawitacyjnych wysokiego rzędu obserwowanych w gwiazdach typu SPB. Na podstawie stosunków amplitud w pasmach fotometrycznych uvy uzyskana jest pewna identyfikacja dla połowy obserwowanych oscylacji. Wynik ten całkowicie usuwa wątpliwość co do równo rozmieszczonego w częstotliwości trypletu. Każda z częstotliwości posiada inny stopień pulsacji: $\ell = 1$ dla 5.179 cd^{-1} , $\ell = 0$ dla 5.334 cd^{-1} oraz $\ell = 2$ dla 5.490 cd^{-1} . Obserwowane równe separacje pomiędzy tymi pulsacjami są zbiegiem okoliczności. Tylko dwie częstotliwości 5.179 oraz 5.066 cd^{-1} są składnikami należącymi do trypletu dipolowego o rzędach azymutalnych, odpowiednio $m = 1$ i $m = 0$. Brak detekcji składnika $m = -1$. Innych multipletów spowodowanych rotacją nie obserwuje się w widmie gwiazdy. Dziembowski and Pamyatnykh (2008) podejmują się skonstruowania modelu sejsmicznego gwiazdy odtwarzającego częstotliwości $f_4 = 5.3344 \text{ cd}^{-1}$ i $f_2 = 5.0664 \text{ cd}^{-1}$ jako modu radialnego fundamentalnego i dipolowego g_1 . Autorzy rozważają dwa modele: gwiazda ze sztywną rotacją oraz różnicową rotacją. Model sztywno rotujący jest odrzucony jako najmniej prawdopodobny ze względu wymaganej dużej prędkości rotacji na powierzchni rzędu 95 kms^{-1} . Uzasadnieniem tego jest niższa wartość rotacji, około 52 kms^{-1} , wyznaczona ze zmian profili linii widmowych. Najlepsze dopasowanie uzyskuje się dla modelu z różnicową rotacją, przy stosunku tempa rotacji jądra do tempa rotacji otoczki na poziomie $\Omega_c/\Omega_e \approx 4.7$. Poza lepszym dopasowaniem dla wszystkich częstotliwości, otrzymany

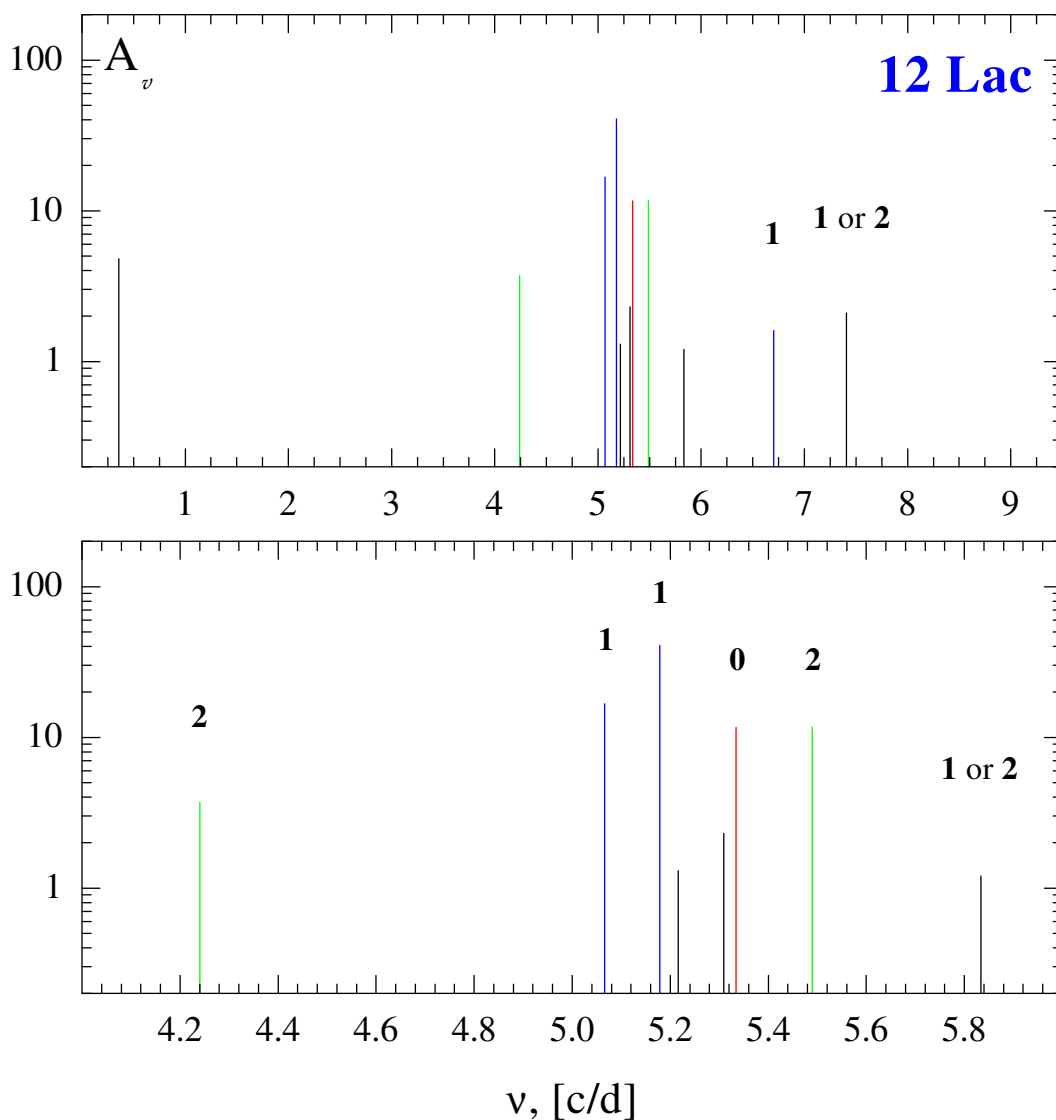
wzrost tempa rotacji do wnętrza gwiazdy wskazuje na prędkość rotacji gwiazdy na powierzchni około 47 kms^{-1} , zgodna z wyznaczoną obserwacyjnie. W modelu udaje się zidentyfikować częstotliwość f_3 jako składnik $m = 2$ kwintupletu modu kwadrupolowego, a nie składnik $m = 1$ jak dla modelu ze sztywną rotacją. Częstotliwość f_5 w modelu identyfikowana jest jako mod kwadrupolowy g_2 o rzędzie azymutalnym $m = 2$. Analiza danych spektroskopowych przez [Desmet et al. \(2009\)](#) potwierdza identyfikacje pierwszych czterech częstotliwości (liczby ℓ i m). Jednoznacznie przewidziany jest rząd azymutalny dla częstotliwości f_3 jako $m = 1$. Odwrotnie do założeń Dziembowski & Pamyatnykh odnośnie modu radialnego f_4 jako fundamentalnego, Desmet et al. bardziej skłaniają się ku identyfikacji tej częstotliwości jako radialnego pierwszego owertonu.

Tablica 5.7: Lista częstotliwości wykrytych w zmienności 12Lac oraz ich amplitudy w paśmie v Strömngren'a, na podstawie obserwacji fotometrycznych [Handler et al. \(2006\)](#). Identyfikacja stopnia pulsacji oraz rzędu azymutalnego m zapożyczone są od [Dziembowski and Pamyatnykh \(2008\)](#).

ID	ν [cd^{-1}]	A_v [mmag]	ℓ	m
f_1	5.179034	40.7	1	1
f_2	5.066346	16.7	1	0
f_3	5.490167	11.7	2	1,2
f_4	5.334357	11.6	0	0
f_5	4.24062	3.7	2	-
f_6	7.40705	2.1	1,2	-
f_7	5.30912	2.3	1,2	-
f_8	5.2162	1.3	2,4	-
f_9	6.7023	1.6	1	-
f_{10}	5.8341	1.2	1,2	-
f_A	0.35529	4.8	1,2,4	-

5.3.2 ν Eridani

ν Eri (HD 29248) jest gwiazdą spektroskopowo podwójną o typie widmowym B2 III i jasności $V = 3.92$ magnitudo. Jak w przypadku 12Lac, [McNamara \(1953\)](#) klasyfikuje ν Eri jako zmienną typu β Cep o częstotliwości pulsacji 5.8 cd^{-1} (okres 4.17 godziny). [Kubiak \(1980\)](#) znajduje cztery oscylacje typu β Cep o częstotliwościach: 5.76 cd^{-1} oraz tryplet z centralną oscylacją na 5.64 cd^{-1} . Na podstawie długich kampanii fotometrycznych ([Handler et al. 2004](#); [Jerzykiewicz et al. 2005](#)) oraz spektroskopowej ([Aerts et al. 2004](#)),



Rysunek 5.18: Widmo oscylacji 12 Lac wykreślone w skali logarytmicznej na podstawie wyników uzyskanych przez [Handler et al. \(2006\)](#) w paśmie v Strömgren'a (górny panel). Na dolnym panelu powiększony obszar częstotliwości o największej ilości oscylacji. Nad słupkami oscylacji zaznaczone są preferowane stopnie ℓ .

wykrytych jest dziesięć dodatkowych oscylacji w widmie ν Eri. Lista obserwowanych częstotliwości w widmie gwiazdy przedstawiona jest w tabeli 5.8, natomiast oznaczenia częstotliwości oraz amplitudy przyjęte są z pracy Jerzykiewicz et al. (2005). Z fotometrii *uvy*, DeRidder et al. (2004) dokonują identyfikacji stopni pulsacji dla niektórych pików oscylacji. Jednoznaczna identyfikacja otrzymana jest dla głównej częstotliwości f_1 jako modu $\ell = 0$. Częstotliwości należące do dwóch trypletów (f_2, f_3, f_4) oraz (f_6, f_7) należą do modów dipolowych, rozszczepionych rotacyjnie. Dla f_{12} należącej do drugiego trypletu nie uzyskano identyfikacji, choć oczywista jest przynależność do składnika rozszczepienia rotacyjnego modu dipolowego f_6 . Modem dipolowym okazuje się częstotliwość $f_5 = 7.8982 \text{ cd}^{-1}$, z najwyższą amplitudą w trzecim tryplecie, natomiast dla oscylacji z częstotliwością $f_8 = 7.2 \text{ cd}^{-1}$ nie udało się zidentyfikować z powodu małej amplitudy. Oszacowania stopnia pulsacji podjęto także dla modu grawitacyjnego wysokiego rzędu, $f_A = 0.433 \text{ cd}^{-1}$, podając trzy możliwe wartości: $\ell = 2$, $\ell = 4$ bądź $\ell = 1$. Na podstawie danych spektroskopowych i fotometrycznych Daszyńska-Daszkiewicz and Walczak (2010) zbadali modele wykorzystując tzw. astrosejsmologię zespoloną. Metoda ta, poza obserwowanymi częstotliwościami, wymaga dopasowania jeszcze parametru f^* ¹. Parametr ten jest stosunkiem amplitudy perturbacji strumienia do amplitudy zmian promienia. Na podstawie empirycznej wartości f^* otrzymane identyfikacje potwierdzają poprzednie wyniki. Dodatkowo, autorzy oszacowali niejednoznacznie stopień pulsacji dla modu g, $f_B = 0.6144 \text{ cd}^{-1}$, jako $\ell = 2, 5$. Jedynie dla teoretycznych przewidywań f^* drugiego modu grawitacyjnego f_A , stopień pulsacji wynosi $\ell = 1$. Wykorzystywany w tej metodzie zespolony parametr (dla gwiazd typu B) jest bardzo czuły na zawartość metali i nieprzezroczystości, jak pokazane przez Daszyńska-Daszkiewicz et al. (2005) dla tej samej gwiazdy. Przy dopasowywaniu teoretycznych i empirycznych wartości f^* , najlepszą zgodność dla modu radialnego (f_1) można uzyskać z użyciem tablic OPAL. Z drugiej strony, tablice OP preferowane są dla dopasowania modu grawitacyjnego wysokiego rzędu (f_B).

Widmo oscylacji ν Eri przedstawione jest na rysunku 5.19 (górny panel), a wartości stopni pulsacji (ℓ) znajdują się nad słupkami oscylacji. Na dolnym panelu rysunku 5.19 przedstawiony jest zakres częstotliwości $5.5 - 6.5 \text{ cd}^{-1}$, wyraźniej pokazujący główny mod radialny i rozszczepione rotacyjne oscylacje (dwa tryplety dipolowe). Różnice częstotliwości dla nich wynoszą: dla centralnej $f_4 = 5.64 \text{ cd}^{-1}$ - $f_4 - f_2 = -0.01662$ oraz $f_4 - f_3 = +0.01723 \text{ cd}^{-1}$, natomiast dla centralnej oscylacji $f_6 = 6.24 \text{ cd}^{-1}$ - $f_6 - f_7 = -0.01907$ oraz $f_6 - f_{12} = +0.02025 \text{ cd}^{-1}$. Wartości te wskazują na asymetrię rozszczepień częstotliwości, mniejsza separacja występuje pomiędzy centralnym pikiem ($m = 0$) a składnikiem $m = +1$. Dodatkowo, obserwuje się poszerzenie rozszczepienia wraz ze wzrostem centralnej częstotliwości pulsacji. Dla trzeciego trypletu dipolowego z

¹Oznaczenie takie stosowane jest wyłącznie w tej pracy, dla odróżnienia od innych wielkości, wskazując jednocześnie na jego zespolony charakter.

Tablica 5.8: Częstotliwości oscylacji ν Eri oraz amplitudy w paśmie v Strömgren'a, na podstawie danych fotometrycznych (Jerzykiewicz et al. 2005). Wartości stopni pulsacji ℓ i rzędy azymutalne m są wynikiem analizy spektroskopowej DeRidder et al. (2004) oraz modeli sejsmicznych (Pamyatnykh et al. 2004). Przy wartościach ℓ uwzględnione są także wyniki astrosejsmologii zespolonej (Daszyńska-Daszkiewicz and Walczak 2010).

ID	ν [cd ⁻¹]	A_v [mmag]	ℓ	m
f_1	5.7632828±0.0000019	40.8	0	0
f_2	5.6538657±0.0000030	27.1	1	1
f_3	5.6200186±0.0000031	24.5	1	-1
f_4	5.6372470±0.0000038	22.3	1	0
f_5	7.898200±0.000032	2.6	1	-
f_6	6.243847±0.000042	1.9	1	0
f_7	6.262917±0.000044	2.0	1	1
f_8	7.20090±0.00009	0.9	2	-
f_9	7.91383±0.00008	1.1	-	-
f_{10}	7.92992±0.00010	0.9	-	-
f_{11}	6.73223±0.00012	0.8	-	-
f_{12}	6.22360±0.00012	0.8	1	-1
f_A	0.432786±0.000032	2.5	1,2	-
f_B	0.61440±0.00005	1.4	2,5	-

$f_9 \sim 7.91 \text{ cd}^{-1}$ jako centralną częstotliwością, otrzymuje się: $f_9 - f_{10} = -0.01609$ oraz $f_9 - f_5 = +0.01563 \text{ cd}^{-1}$. Również dla tego trypletu występuje podejrzenie rotacyjnego rozszczepienia częstotliwości. Jednakże, przeciwnie do dwóch poprzednich trypletów, rozszczepienia częstotliwości przy 7.9 cd^{-1} są mniejsze i asymetria jest odwrotna ($|f_9 - f_{10}| > |f_9 - f_5|$). Tylko dwa piki na niskich częstotliwościach, f_A i f_B , należą do modów grawitacyjnych wysokiego rzędu typu SPB.

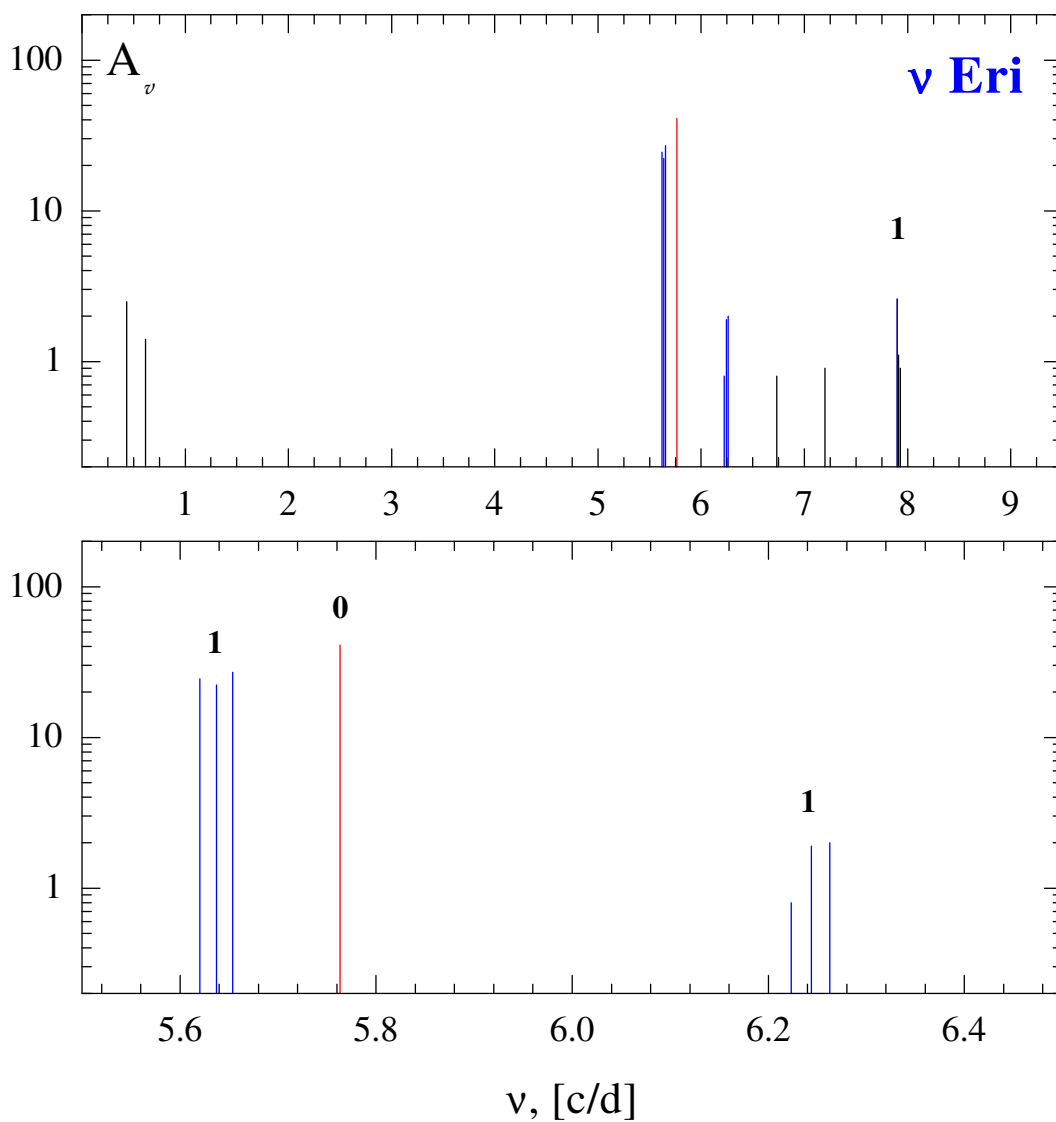
Dwie niezależne prace [Abt et al. \(2002\)](#) i [Telting et al. \(2006\)](#) oparte na analizie spektralnej, podają $v \sin i = 20 \text{ kms}^{-1}$. Analiza widmowa profili liniowych w pracy [Aerts et al. \(2004\)](#) podaje taką samą wartość $v \sin i$, jako ścisłą górną granicę. Autorzy dokonują również oszacowania powierzchniowej prędkości rotacji zakładając, że rozszczepienia są wynikiem sztywnej rotacji dla określonego promienia gwiazdy $6 R_\odot$. Uzyskany wynik to prędkość $v_{rot} \approx 5 \text{ kms}^{-1}$, który zgadza się z nałożoną obserwacyjnie granicą $v \sin i$ oraz wynikiem podanym przez [Pamyatnykh et al. \(2004\)](#) (około 6 kms^{-1}).

5.3.3 γ Pegasi

5.3.3.1 Pełne widmo oscylacji

γ Peg (HD 886) należy do jasnych obiektów ($V = 2.83 \text{ mag}$) o typie widmowym B2IV. Pierwotnie znana jako jednodobna gwiazda pulsacyjna typu β Cep. [McNamara \(1953\)](#) znajduje częstotliwość pulsacji 6.6 cd^{-1} (okres 3.63 godziny), lecz nie identyfikuje modu oscylacji. [Chapellier et al. \(2006\)](#) analizując dane spektroskopowe wcześniejszych obserwacji, pokrywające lata 1991–2005, znajdują trzy dodatkowe częstotliwości: jedną typu β Cep (6.01 cd^{-1}) oraz dwa mody grawitacyjne wysokiego rzędu typu SPB (0.68 i 0.87 cd^{-1}), potwierdzając równocześnie istnienie głównej oscylacji na częstotliwości 6.5897 cd^{-1} . W krzywej prędkości radialnych znaleziony jest okres 370.5 dnia, oraz odpowiadająca eliptyczna orbita ($e \approx 0.62$) oraz amplitudzie około 11 kms^{-1} . Okres ten autorzy identyfikują z okresem orbitalnym układu podwójnego, do którego przypisywana jest przynależność γ Peg. Pomimo zebranych danych obserwacyjnych autorzy nie wykonali identyfikacji modów oscylacji.

W ostatnich latach przeprowadzone zostały jednoczesne kampanie obserwacyjne, fotometria z satelity *MOST* ([Walker et al. 2003](#)) oraz naziemna fotometria i spektroskopia ([Handler 2009](#); [Handler et al. 2009](#)). Na dane składa się około 50 dni obserwacyjnych rozłożonych w okresie ~ 60 dni. Znalezionych jest dziesięć nowych częstotliwości pulsacji, potwierdzając również cztery znalezione przez [Chapellier et al.](#) Spośród wszystkich czternastu częstotliwości, 8 należy do modów grawitacyjnych/akustycznych niskiego rzędu, natomiast 6 pozostałych należy do modów grawitacyjnych wysokiego rzędu. Lista znalezionych częstotliwości podana jest w tabeli 5.9. [Handler \(2009\)](#) analizuje wyniki fotometrii w trzech pasmach Strömgrena *uvy* i jednoznacznie identyfikuje tylko dwie częstotliwości:



Rysunek 5.19: Widmo oscylacyjne ν Eri wykreślone na podstawie danych [Jerzykiewicz et al. \(2005\)](#) w skali logarytmicznej. Amplitudy częstotliwości są w mmag pasma fotometrycznego Strömghena v . Wartości nad słupkami oscylacji wskazują na stopień ℓ .

$f_1 = 6.5897 \text{ cd}^{-1}$ jako mod radialny fundamentalny i $f_5 = 6.0162 \text{ cd}^{-1}$ jako mod dipolowy. Walczak and Daszyńska-Daszkiewicz (2010) stosując metodę astrosejsmologii zespolonej w modelowaniu γ Peg, uzyskali dodatkowe identyfikacje dla częstotliwości wykrytych w widmie oscylacji gwiazdy. Jedynie dla dwóch oscylacji typu β Cep autorzy podają identyfikację, potwierdzając oszacowania stopnia pulsacji dla f_1 i f_5 . Dla pozostałych pulsacji tego typu możliwe stopnie ℓ podane w tabeli 5.9 (w nawiasach), przyjęte są na podstawie modelu sejsmicznego dopasowującego częstotliwości f_1 i f_5 . Dla oscylacji typu SPB astrosejsmologia zespolona podaje jednoznaczne identyfikacje dla częstotliwości $f_2 = 0.6355$, $f_4 = 0.7394$, $f_6 = 0.8855$ i $f_9 = 0.9144 \text{ cd}^{-1}$ jako modów kwadrupolowych ($\ell = 2$). Częstotliwości $f_3 = 0.6824$ i $f_{11} = 0.8352 \text{ cd}^{-1}$ najprawdopodobniej należą do modów dipolowych ($\ell = 1$). Dla oscylacji o najniższej amplitudzie $f_{14} = 8.552 \text{ cd}^{-1}$, metoda podaje identyfikację jako modu o wysokim stopniu ($\ell \geq 4$), lecz jest to wynik sporny. Przyjęty stopień pulsacji, $\ell = 0$, oparty jest na modelu sejsmicznym.

Analiza spektroskopowa (Abt et al. 2002; Telting et al. 2006) podaje niską prędkość rotacji $v \sin i = 0 \text{ kms}^{-1}$, natomiast Lefever et al. (2010) na podstawie danych z satelity CoRoT szacuje nieco wyższą wartość $v \sin i = 10 \text{ kms}^{-1}$. W widmie oscylacji γ Peg nie obserwuje się multipletów rozszczepionych rotacyjnie. Najbardziej prawdopodobnym wynikiem rotacji może być dublet (f_5/f_{12}). Oszacowania Handler et al. (2009) przedstawione dla dubletu wskazują, że prędkość rotacji wynosi około $3 - 6 \text{ kms}^{-1}$.

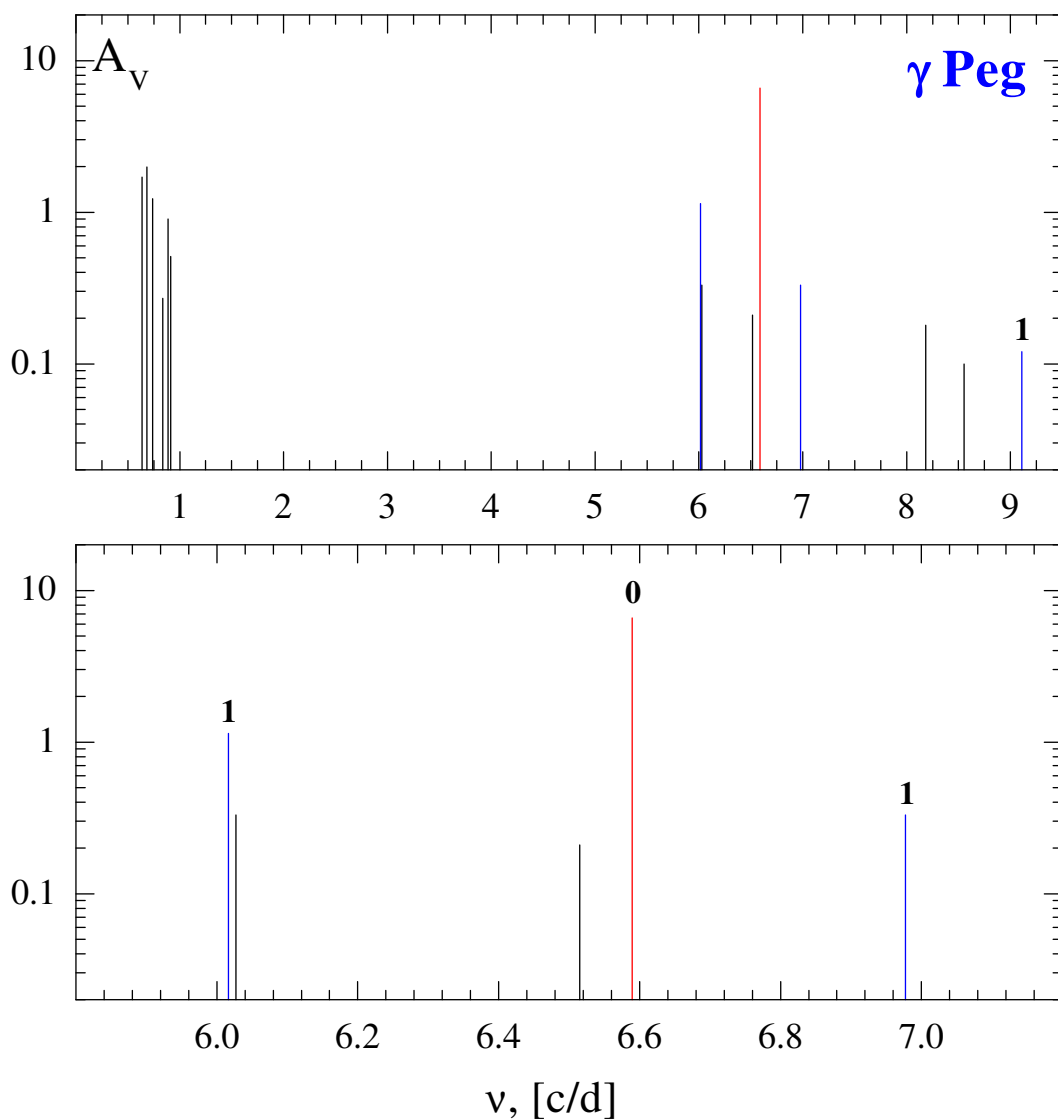
5.3.3.2 Dane fotometryczne

Dane fotometryczne w trzech filtrach Strömgren'a *uvy* pokrywają zakres 69 dni i zebrane są 0.75 metrowym teleskopem APT (Automatic Photoelectric Telescope) w Fairborn Observatory w Arizonie, między wrześniem a grudniem 2007 (dzięki uprzejmości G. Handler'a). W ciągu 48 nocy zebranych jest ponad 880 punktów pomiarowych, charakterystyka danych przedstawiona jest w tabeli 5.10. Rozkład punktów podany jest na rysunku 5.21, w funkcji różnicy jasności pomiędzy γ Peg a gwiazdą porównania HD 560.

Analiza krzywych jasności fotometrycznych przeprowadzona jest dla każdego z trzech filtrów dwoma programami: Period04 (Lenz and Breger 2005) i ZUZA (Schwarzenberg-Czerny 2003). Częstotliwości wykryte przez Period04 podane są w tabeli 5.11. Znalezione częstotliwości identyfikowane są z własnymi pulsacjami gwiazdy, odpowiadającymi sześciu częstotliwościom z tabeli 5.9. Dwie posiadają charakter oscylacji typowych dla gwiazd β Cep (np. dla filtra *u* - f_1 i f_4), natomiast pozostałe należą do oscylacji typu SPB (np. dla filtra *u* - f_2 , f_3 , f_5 i f_6). Dalsza analiza Period04 ujawnia kolejne częstotliwości, lecz o niższej wadze (o $S/N < 4.0$). Oscylacja f_6 dla filtrów *uvy* ma marginalnie niższy stosunek sygnału do szumu od wartości 4.0. Wartość ta S/N jest przyjęta jako dolna granica detekcji pulsacji (dla kodu Period04), zasugerowana przez Breger et al. (1993)

Tablica 5.9: Częstotliwości oscylacji wraz z amplitudami obserwowane w γ Peg. Wyniki uzyskane z analizy jednoczesnych obserwacji satelitarnych i naziemnych (Handler et al. 2009). Handler (2009) podaje pewną identyfikację dla dwóch modów (f_1 i f_5), natomiast dla reszty częstotliwości (bez nawiasów) wartości oparte są na Walczak and Daszyńska-Daszkiewicz (2010). Identyfikacje w nawiasach są sugerowanymi przez modele sejsmiczne.

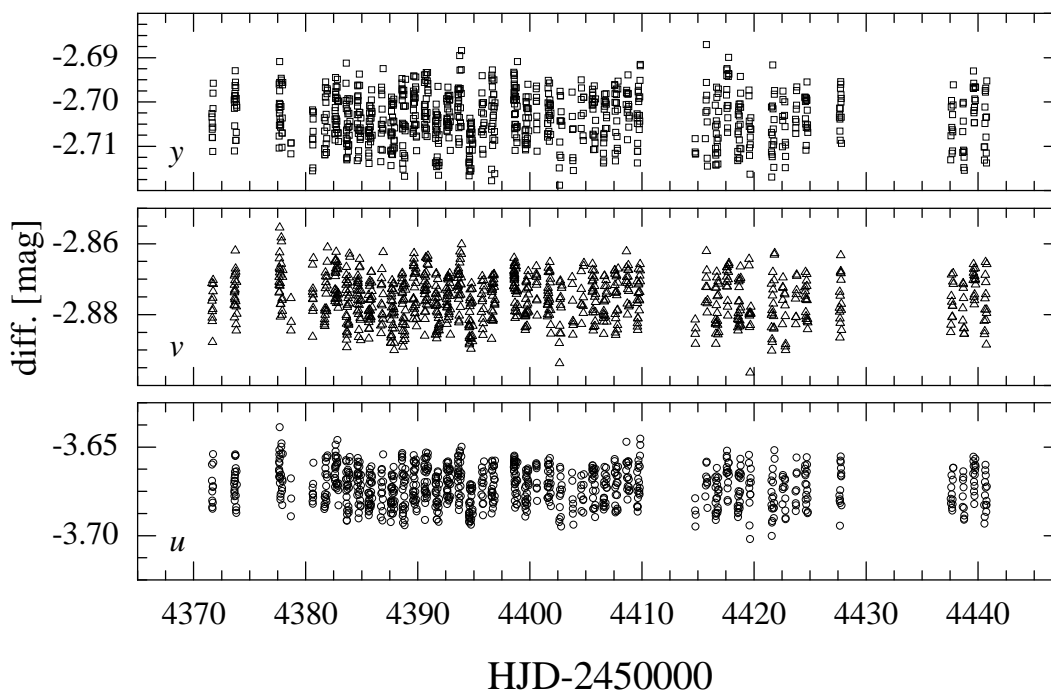
ID	ν [cd ⁻¹]	A_V [mmag]	ℓ	m
f_1	6.58974±0.00002	6.59	0	0
f_2	0.63551±0.00010	1.70	2	-
f_3	0.68241±0.00007	1.99	1,2	-
f_4	0.73940±0.00010	1.23	2,1	-
f_5	6.01616±0.00014	1.14	1	0
f_6	0.88550±0.00007	0.90	2	-
f_7	6.9776±0.0005	0.33	(1)	(0)
f_8	0.91442±0.00011	0.50	2	-
f_9	6.5150±0.0008	0.21	(1)	(0)
f_{10}	8.1861±0.0008	0.18	(1)	(0)
f_{11}	0.8352±0.0003	0.27	1,2	-
f_{12}	6.0273±0.0005	0.32	-	(1)
f_{13}	9.1092±0.0012	0.12	(1)	(0)
f_{14}	8.552±0.002	0.10	(0)	(0)



Rysunek 5.20: Widmo oscylacji γ Peg w skali logarytmicznej, na podstawie jednoczesnych obserwacji fotometrycznych i spektroskopowych (Handler et al. 2009). Amplitudy obserwowanych częstotliwości podane są w paśmie V satelity *MOST*. Wartości nad słupkami oscylacji są stopniami pulsacji (ℓ).

Tablica 5.10: Charakterystyka danych fotometrycznych dla γ Peg z teleskopu APT w Arizonie. Dla każdego z trzech filtrów podany jest czas rozpiętości obserwacji ΔT , całkowita ilość godzin T_{tot} , liczba nocy obserwacyjnych N_{tot} oraz całkowita liczba punktów N_{obs} .

ΔT	T_{tot}	N_{tot}	N_{obs}
69	284	48	884



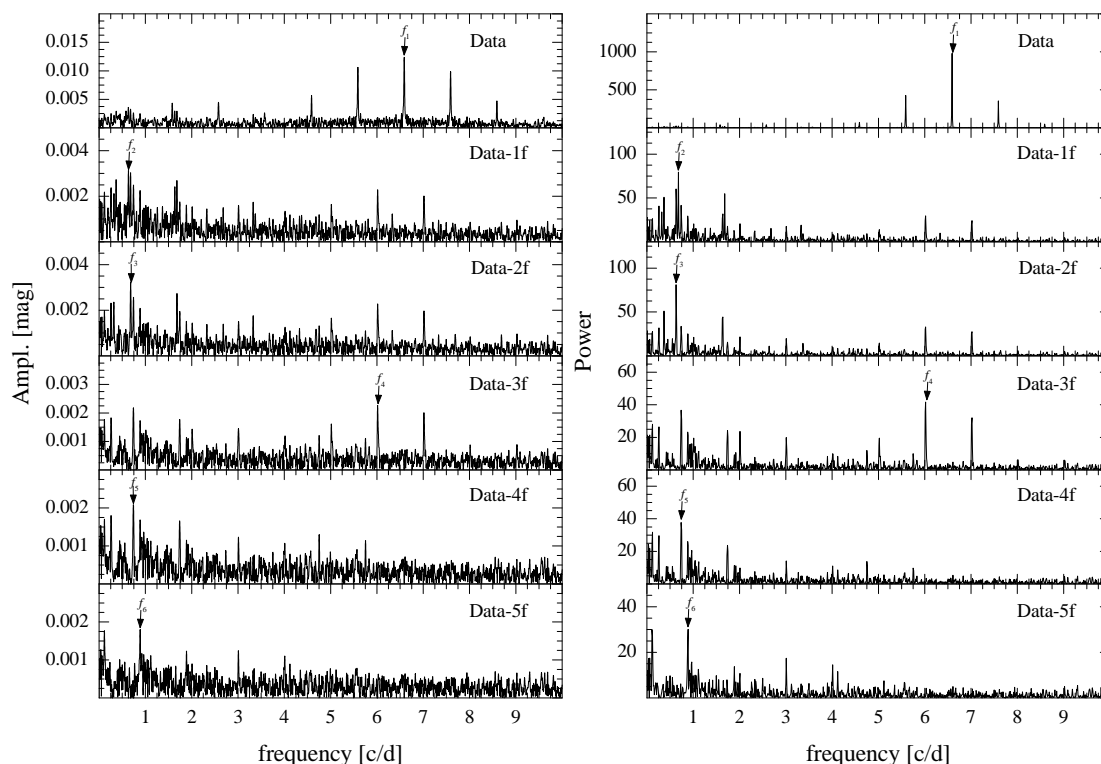
Rysunek 5.21: Krzywa pomiarów różnicy jasności pomiędzy γ Peg a gwiazdą porównania HD 560, dla trzech filtrów Strömgen'a: u - koła (dolny panel), v - trójkąty (środkowy panel), y - kwadraty (górny panel).

przy analizie gwiazd typu δ Sct. Wyniki dla każdego z filtrów wskazują na identyczne częstotliwości pulsacji, choć z nieco innymi amplitudami. W filtrze u , dla częstotliwości $f_7 = 3.0075 \text{ cd}^{-1}$ stosunek S/N jest większy niż 4.0, która pozwala zaliczyć tę zmienność do pulsacji gwiazdy. Odpowiada ona okresowi 7.98 h i znajduje się blisko granicy oddzielającej zakresy występowania pulsacji typu SPB od typu β Cep. Częstotliwość ta znajdowana jedynie w danych filtru u , nie uwzględniana jest jako rozstrzygnięta oscylacja własna gwiazdy. Periodogramy na rysunku 5.22 (lewe panele) pokazują kolejne etapy analizy programem `Period04`, przykładowo dla filtru u .

Lista oscylacji wykrytych przez program ZUZA dla trzech filtrów uvy , przedstawiona jest w tabeli 5.12. Wykryte częstotliwości potwierdzają wyniki otrzymane programem

Tablica 5.11: Lista częstotliwości i ich amplitudy uzyskanych z krzywych jasności dla trzech filtrów Strömgen'a *uvy*, przy użyciu programu `Period04`. Znalezione zmienności należą do obserwowanych w widmie oscylacji γ Peg (tabela 5.20). Dla każdego z filtrów podane są stosunku S/N

	<i>u</i>			<i>v</i>			<i>y</i>		
	cd ⁻¹	mmag	S/N	cd ⁻¹	mmag	S/N	cd ⁻¹	mmag	S/N
f_1	6.5895	12.3	48.72	6.5900	7.0	36.32	6.5900	6.0	39.60
f_2	0.6339	3.2	10.67	0.6833	2.3	10.88	0.6358	2.1	16.46
f_3	0.6823	3.3	11.02	0.6338	2.5	11.78	0.6815	2.0	15.30
f_4	6.0141	2.1	7.51	0.7410	1.4	6.71	0.7416	1.4	10.81
f_5	0.7382	2.0	6.42	0.8838	0.9	4.22	6.0148	1.2	7.26
f_6	0.8870	1.6	4.99	6.0146	1.1	5.04	0.8846	0.9	7.12
f_7	3.0075	1.4	5.86	0.2276	1.2	5.62	0.5590	0.7	5.13



Rysunek 5.22: Widma amplitud dla kolejnych etapów ekstrakcji częstotliwości z krzywej jasności, w filtrze *u* Strömgen'a dla gwiazdy γ Peg, wykonane programami `Period04` (lewe panele) i `ZUZA` (prawe panele).

Period04. Wszystkie oscylacje należą do potwierdzonych zmienności γ Peg, za wyjątkiem $f_6 = 1.42 \text{ cd}^{-1}$ ($P \sim 17 \text{ h}$) znalezionej w filtrze v . Znaleziona częstotliwość ma amplitudę zmienności stanowiącą około 3% amplitudy f_1 . Dopiero kolejna częstotliwość $f_7^v = 6.0165 \text{ cd}^{-1}$ jest oczekiwaną pulsacją gwiazdy. Kod ZUZA wykrywa kilka częstotliwości z zakresu $\sim 1.3 - 1.8 \text{ cd}^{-1}$ (o bardzo niskich amplitudach), które mogą być wynikiem rozkładu punktów pomiarowych w kolejnych nocach obserwacyjnych bądź zmienności o innej naturze. Podobnie jak przy analizie programem **Period04**, jedynie w filtrze u znaleziona jest częstotliwość $f_7^u \approx 3.008 \text{ cd}^{-1}$. Periodogramy dla kolejnych wykrytych częstotliwości przedstawione są dla filtru u na rysunku 5.22 (prawe panele).

Tablica 5.12: Lista częstotliwości i ich amplitudy uzyskanych z krzywych jasności dla trzech filtrów Strömgen’a uvy , przy użyciu programu ZUZA. Znalezione częstotliwości należą do zaobserwowanych w widmie pulsacji γ Peg (tabela 5.20). Jedynie częstotliwość f_6 w filtrze v nie należy do spodziewanej oscylacji gwiazdy $\sim 6.016 \text{ cd}^{-1}$, oczekiwana pulsacja to znajdująca jest jako pik $f_7 = 6.0165 \text{ cd}^{-1}$.

	u		v		y	
	cd^{-1}	Power	cd^{-1}	Power	cd^{-1}	Power
f_1	6.5893	984.4	6.5897	639.2	6.5899	602.7
f_2	0.6794	79.4	0.6802	67.8	0.6805	71.8
f_3	0.6321	86.4	0.6332	54.1	0.6346	60.5
f_4	6.0171	44.4	0.7442	46.2	0.7422	55.7
f_5	0.7423	39.3	0.8803	21.2	7.0176	25.9
f_6	0.8886	36.4	1.4223	19.7	0.8837	19.4
f_7	3.0084	21.1	6.0165	18.1	0.5564	11.0

5.3.3.3 Dane spektroskopowe

Obserwacje zebrane zostały przy użyciu 0.5 metrowego teleskopu PST (Poznań Spectroscopic Telescope) w Borówcu pod Poznaniem, między 10.2007 a 10.2011, uzyskując w sumie 506 widm typu Echelle o zakresie widmowym $4280 - 7500 \text{ \AA}$. W epoce 2007 w okresie 02.10-03.11 wykorzystanych jest osiem nocy i w rezultacie ponad 100 widm. W drugiej epoce (2008) między 01.11.08 a 11.01.09 zebranych jest jedynie 5 nocy obserwacyjnych z 63-a widmami, natomiast z 2010 roku jest dostępna tylko jedna noc (26.10) dając 28 punktów pomiarowych. Najobszerniejsze dane zebrane są w 2011 roku między 20.09 a 20.10 podczas 13-u nocy obserwacyjnych, w rezultacie ponad 300 widm. Krótka charakterystyka danych obserwacyjnych dla każdej epoki przedstawiona jest w tabeli 5.13, a rozkład prędkości radialnych w postaci krzywej zmienności prędkości radialnych na rysunku 5.23. Każdy z paneli podaje wyniki oddzielnie dla czterech epok obserwacyjnych,

od 2007 r. (górny panel) do 2011 r. (dolny panel). Wyniki pomiarów prędkości radialnych podane są w Dodatku C. Ze względu na największą ilość danych i najmniejsze przerwy obserwacyjne, analiza fourierowska serii 2011 jest głównym rezultatem niniejszych danych spektroskopowych. Celem tej analizy jest znalezienie możliwie nowych częstotliwości w widmie oscylacji γ Peg. Krzywe prędkości radialnych badane są dwoma niezależnymi programami `Period04` i `ZUZA`.

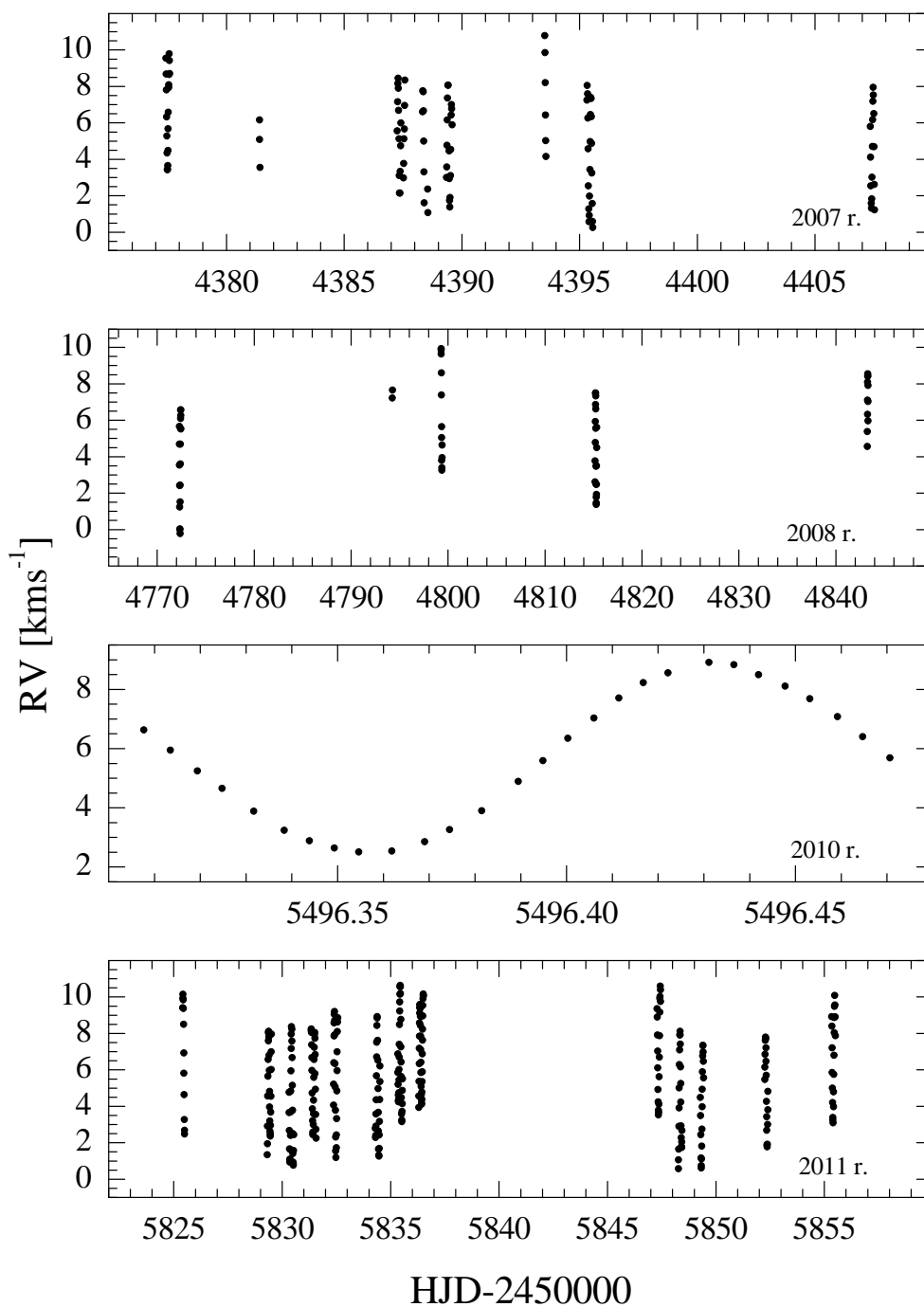
Tablica 5.13: Charakterystyka danych spektroskopowych z teleskopu PST pod Poznaniem. Dla każdej epoki podany jest całkowity czas rozpiętości obserwacji ΔT (δT), całkowita ilość godzin T_{tot} (T), całkowita liczba nocy obserwacyjnych N_{tot} (N) oraz całkowita liczba punktów N_{obs} , zebranych dla γ Peg.

Epoka	δT	T	N	N_{obs}
2007	30	35	8	110
2008	71	13	5	63
2010	0.2	4	1	28
2011	30	56	13	305
ΔT	T_{tot}	N_{tot}		
1478	108	27	506	

Period04

Z powodu bardzo małej ilości danych, jedyna noc z 2010 roku nie jest uwzględniana przy dalszej analizie. Spośród wybranych epok obserwacyjnych, poza wynikami epoki 2008, znalezione częstotliwości potwierdzają istnienie pulsacji z częstotliwością około 6.5895 cd^{-1} (średnia z czterech epok). W najobszerniejszej serii 2011 znajdowane są cztery częstotliwości: $f_1 = 6.589125 \pm 0.000071$, $f_2 = 0.900481 \pm 0.000328$, $f_3 = 0.736002 \pm 0.000246$ i $f_5 = 6.015941 \pm 0.000654 \text{ cd}^{-1}$, które można przypisać znanym pulsacjom gwiazdy f_1^o , f_8^o , f_4^o i f_5^o z tabeli 5.9¹. Minimalny stosunek S/N dla detekcji pulsacji przyjmuje się 4.0. Jednakże, tylko pierwsza znaleziona częstotliwość spełnia ten warunek, odpowiednio $S/N = 4.42, 2.71, 2.30$ i 3.67 . W pracy DeCat et al. (2007) jako granicę detekcji autorzy przyjęli wartość $S/N = 3.6$. Na podstawie tej wartości znalezioną częstotliwość f_5 w epoce 2011 można uznać za potwierdzoną pulsację. Częstotliwość ta bardzo dobrze zgadza się z $f_4^o = 6.01616 \text{ cd}^{-1}$. Obniżenie granicy detekcji (nawet do $S/N = 3.5$) może być uzasadnione w przypadku kiedy znaleziona częstotliwość wykrywana jest w innych seriach obserwacyjnych bądź jest kombinacją znanych częstotliwości.

¹W dalszej części tego podrozdziału częstotliwości z górnym indeksem o oznaczają wyniki podane w tej tabeli.



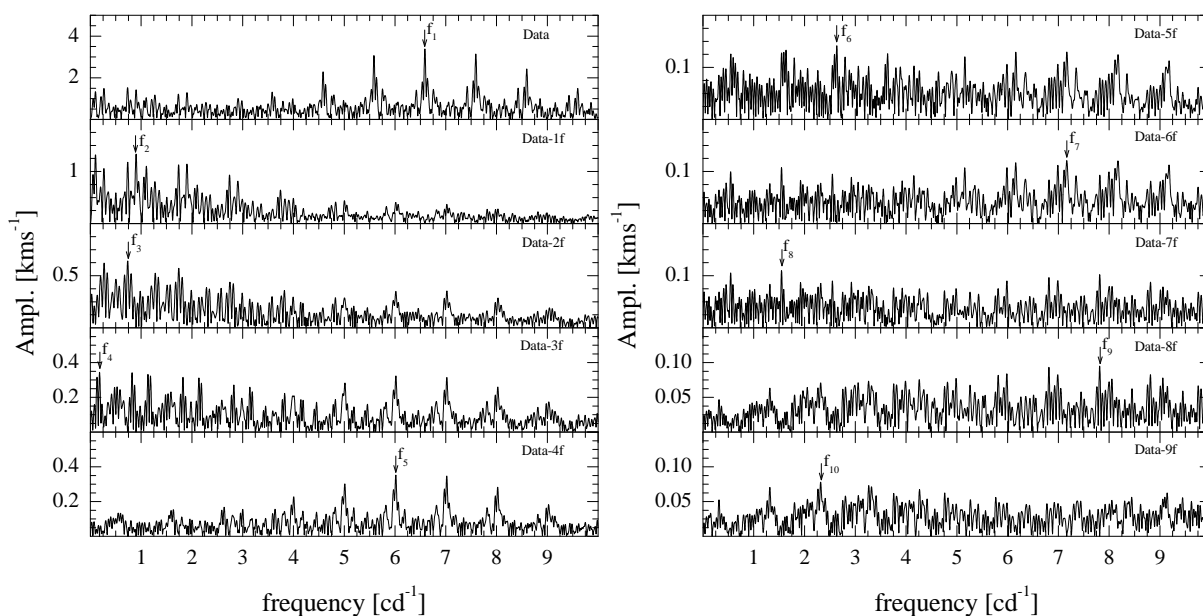
Rysunek 5.23: Rozkład pomiarów prędkości radialnych dla γ Peg, na podstawie 506 widm zebranych teleskopem PST pod Poznaniem w latach 2007 – 2011.

5.3 Widma oscylacji wybranych gwiazd

W serii 2007 znaleziona częstotliwość $f_3 = 0.875891 \pm 0.000640 \text{ cd}^{-1}$ jest bliska znanej $f_6^o = 0.88550 \pm 0.00007 \text{ cd}^{-1}$, niższej o 0.0096 cd^{-1} .

Analiza prędkości radialnych z serii 2008 nie wykazuje żadnych znanych oscylacji, a znalezione mają bardzo niskie S/N (poniżej 3.0). Jedynie częstotliwość $f_6 = 9.122371 \pm 0.00101$ ($S/N = 1.95$) z tej serii, ma zbliżoną wartość do $f_{13}^o = 9.1092 \pm 0.0012$. Nie można jej uznać za wynik detekcji ze względu na niski stosunek sygnału do szumu. Oscylacja $f_2 = 0.0922 \text{ cd}^{-1}$ stanowi prawie 1/2 częstotliwości $f_4 = 0.1811 \text{ cd}^{-1}$ z epoki 2011.

W połączonych seriach długobazowych 2007-2008 oraz 2007-2011 znalezione są dwie podobne częstotliwości, odpowiednio $f_2 = 0.684790 \pm 0.000016 \text{ cd}^{-1}$ ($S/N = 2.50$) i $f_9 = 0.695332 \pm 0.000023 \text{ cd}^{-1}$ ($S/N = 3.10$). Oscylacje te można przyjąć za odpowiedniki częstotliwości $f_3^o = 0.68241 \pm 0.000010 \text{ cd}^{-1}$. W serii 2007-2008 wykryta $f_6 = 0.0913 \text{ cd}^{-1}$ również można przyjąć jako wynik 1/2 zmienności f_4 znalezionej w serii 2011. Ta długookresowa oscylacja ($\sim 0.09 \text{ cd}^{-1} \equiv \sim 11 \text{ d}$) dobrze odpowiada okresowi pomiędzy maksimumi krzywej prędkości radialnych dla 2011 r. (dolny panel rys. 5.23), około 5825, 5836 i 5847 dnia. Żadna z długobazowych serii obserwacyjnych nie wykazuje okresu orbitalnego 370.5 dnia ($\equiv 0.00270 \text{ cd}^{-1}$) podanego przez [Chapellier et al. \(2006\)](#). Brak jest także detekcji okresów wspomnianych przez [Butkovskaya and Plachinda \(2007\)](#): orbitalnego $P_{orb} = 6.81608 \text{ d}$ ($\equiv 0.14671 \text{ cd}^{-1}$) i rotacyjnego $P_{rot} = 6.65380 \text{ d}$ ($\equiv 0.15029 \text{ cd}^{-1}$). Widma fourierowskie dla kolejnych częstotliwości (na przykładzie krzywej z 2011 r.) przedstawione są na rysunku 5.24.



Rysunek 5.24: Widma furierowskie dla kolejnych etapów ekstrakcji częstotliwości z krzywej prędkości radialnych 2011 dla gwiazdy γ Peg, wykonane programem `Period04`.

Tablica 5.14: Lista częstotliwości i ich amplitudy uzyskanych z krzywych prędkości radialnych wykrytych przy użyciu programu `Period04`. Analiza przedstawiona jest dla trzech epok 2007, 2008, 2011 oraz dwóch połączonych 2007-2008 oraz wszystkich 2007-2011. Dla znalezionych częstotliwości podane są amplitudy w kms^{-1} , natomiast stosunki sygnału do szumu S/N podane są tylko dla serii 2011.

	2007		2008		2011		S/N	2007-2008		2007-2011	
	cd^{-1}	kms^{-1}	cd^{-1}	kms^{-1}	cd^{-1}	kms^{-1}		cd^{-1}	kms^{-1}	cd^{-1}	kms^{-1}
f_1	6.5893	3.3	5.7721	3.1	6.5891	3.3	135.74	6.5897	3.2	6.5898	3.3
f_2	0.3175	1.0	0.0922	2.6	0.9005	0.7	56.23	0.6848	1.3	0.0956	1.4
f_3	0.8759	0.5	0.0570	1.0	0.7360	1.0	81.53	0.5357	0.5	0.1253	1.1
f_4	2.1778	0.5	9.0407	0.5	0.1811	0.4	48.52	2.8869	0.6	0.7177	0.5
f_5	6.1195	0.4	4.6207	0.6	6.0159	0.4	14.62	5.1657	0.4	6.0121	0.4
f_6	3.6482	0.2	9.1224	0.2	2.6350	0.1	6.43	0.0913	0.5	1.5778	0.2
f_7	6.8918	0.3	9.9550	0.1	7.1640	0.1	5.37	8.3119	0.2	1.6797	0.3
f_8	9.3263	0.2	3.7092	0.5	1.5468	0.1	6.07	4.2305	0.2	2.8866	0.2
f_9	9.9337	0.2	8.7782	0.2	7.8136	0.1	4.10	9.8865	0.1	0.6953	0.2
f_{10}	2.4168	0.1	3.6754	0.3	2.3177	0.1	4.61	4.4326	0.1	7.1521	0.1

ZUZA

Analiza prędkości radialnych serii 2011 przy pomocy kodu `ZUZA`, znajduje te same cztery częstotliwości: $f_1 = 6.589329 \pm 0.000479$, $f_2 = 0.900940 \pm 0.000676$, $f_3 = 0.737517 \pm 0.000562$, $f_4 = 6.01628 \pm 0.00113 \text{ cd}^{-1}$. Oscylacje te dobrze odpowiadają znanym częstotliwościom f_1^o , f_8^o , f_4^o , f_5^o . Periodogramy dla kolejnych oscylacji przedstawione są na rysunku 5.25. Częstotliwość o dość silnej amplitudzie zmian $f_3 = 0.737517 \text{ cd}^{-1}$ można uznać za wynik detekcji znanej $f_4^o = 0.7394 \text{ cd}^{-1}$. Podobnie jak w przypadku detekcji `Period04`, $f_2 \approx 0.901 \text{ cd}^{-1}$ ma znacząco mniejszą wartość od $f_8^o = 0.91442 \text{ cd}^{-1}$. Oba kody znajdują częstotliwość $f_7 \sim 7.17 \text{ cd}^{-1}$, choć przy zastosowaniu mniejszego kroku próbkowania (0.001 zamiast 0.01 cd^{-1}) znajdowana jest wówczas częstotliwość 8.1771 ± 0.0012 . Częstotliwości te należą do trzech aliasów jednodniowych (panel Data-6f rysunku 5.25) o porównywalnych amplitudach, z pikiem na 7.17 cd^{-1} jako centralnym. Pik na około 8.17 cd^{-1} ma zbliżoną wartość do częstotliwości $f_{10}^o = 8.1861 \text{ cd}^{-1}$. Z drugiej strony, zwiększenie kroku próbkowania w kodzie `Period04` nie prowadzi do wykrycia pik na około 8.18 cd^{-1} . Ostatnia z podanych częstotliwości dla serii 2011, $f_{10} = 6.952351 \pm 0.000615 \text{ cd}^{-1}$, jest zbliżona wartością do znanej $f_7^o = 6.9776 \pm 0.0005 \text{ cd}^{-1}$. Jednakże, różnica pomiędzy obiema wartościami przekracza podane błędy. Oscylacja $f_5 = 1.1285 \text{ cd}^{-1}$, o większej amplitudzie zmienności niż znana częstotliwość około $f_4 = 6.016 \text{ cd}^{-1}$. Z częstotliwości 1.1285 cd^{-1} wynika okres około 21 h, czyli typowej separacji pomiędzy kolejnymi nocami obserwacyjnymi.

5.3 Widma oscylacji wybranych gwiazd

Seria 2007 oprócz głównej pulsacji wykazuje dwie długookresowe zmienności $f_2 = 0.68080 \pm 0.00134$ i $f_4 = 0.8759 \pm 0.0013 \text{ cd}^{-1}$, bliskie znanych wartości $f_3^o = 0.6824$ i $f_6^o = 0.8855 \text{ cd}^{-1}$.

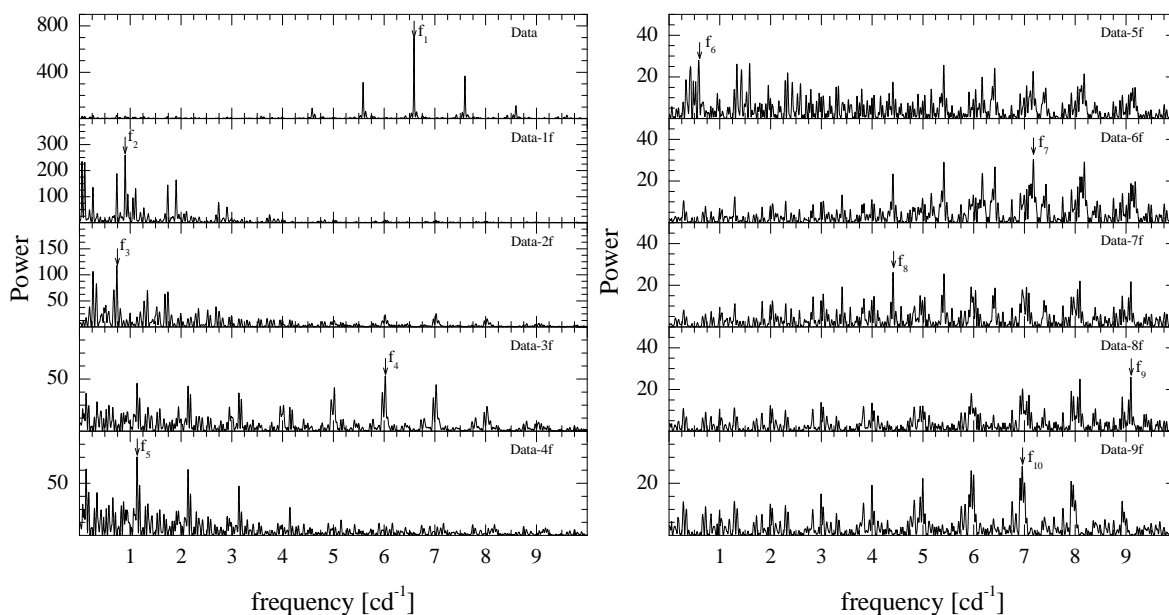
W serii 2008 tylko częstotliwość $f_1 = 6.589 \text{ cd}^{-1}$ można zidentyfikować jako pulsację gwiazdy (mod radialny fundamentalny).

W długobazowej serii 2007-2008 znalezione są trzy oscylacje $f_2 = 0.682247 \pm 0.000026$, $f_4 = 0.909545 \pm 0.00008$ i $f_5 = 6.029958 \pm 0.000057 \text{ cd}^{-1}$. Ostatnia zmienność (f_5) jest porównywalna z częstotliwością $f_{12}^o = 6.0273 \pm 0.0005 \text{ cd}^{-1}$, jako prawdopodobny składnik rozszczepienia rotacyjnego ($m = 1$) modu dipolowego $f_5^o = 6.016 \text{ cd}^{-1}$. Dodatkowo, w serii tej wykrywana jest zmienność $f_7 = 6.94475 \pm 0.00007 \text{ cd}^{-1}$ zbliżona do $f_{10} = 6.952351 \text{ cd}^{-1}$ (z serii 2011). Analiza danych z trzech lat (2007-2011) też wskazuje na uprzednio znaną częstotliwość $f_{10} = 6.029202 \pm 0.000009 \text{ cd}^{-1}$.

Tablica 5.15: Lista częstotliwości i ich amplitudy uzyskanych z krzywych prędkości radialnych wykrytych przy użyciu programu ZUZA. Analiza przedstawiona jest dla trzech epok 2007, 2008, 2011 oraz dwóch połączonych 2007-2008 oraz wszystkich 2007-2011. Dla znalezionych częstotliwości podane są amplitudy zmienności.

	2007		2008		2011		2007-2008		2007-2011	
	cd^{-1}	Power	cd^{-1}	Power	cd^{-1}	Power	cd^{-1}	Power	cd^{-1}	Power
f_1	6.5898	217.4	6.5898	87.5	6.5893	701.3	6.5897	189.8	6.5829	226.8
f_2	0.6808	155.3	0.5405	474.6	0.9009	259.2	0.6823	187.2	0.9093	80.0
f_3	5.1265	26.8	6.1735	26.8	0.7375	117.9	1.5798	64.1	6.5986	57.9
f_4	0.8759	27.5	5.0401	26.3	6.0163	53.2	0.9096	21.7	5.9994	31.4
f_5	6.0514	24.6	7.3488	15.7	1.1285	75.3	6.0300	25.8	5.7700	24.6
f_6	7.1082	11.7	0.4387	6.7	0.5826	27.9	2.4371	20.5	0.3099	23.3
f_7	9.3173	8.6	9.9680	1.5	7.1760	30.4	6.9448	20.5	7.3382	26.6
f_8	6.7879	9.4	9.7718	1.0	4.4104	26.2	8.2690	13.7	6.2286	28.8
f_9	5.5368	7.3	9.5012	0.9	9.0975	25.9	7.6306	13.5	6.2281	29.8
f_{10}	0.1163	7.8	1.6800	0.7	6.9524	26.6	8.2700	13.8	6.0292	27.1

W danych fotometrycznych znajdowane są częstotliwości $\sim 0.07 - 0.06 \text{ cd}^{-1}$ z bardzo niskimi amplitudami. Oscylacje te odpowiadają okresom około 14 - 16 dni. Z kolei, w danych spektroskopowych wykrywane są wyższe częstotliwości z zakresu $0.09 - 0.08 \text{ cd}^{-1}$, z niskim S/N lub małą amplitudą mocy. Zmienności te odpowiadają okresom $\sim 11 - 12$ dni, które bardzo dobrze odtwarzają wyraźne maksima w krzywej danych z 2011 roku. Jest to nowy wynik uzyskany w niniejszej pracy. Jednakże, brak pełnego wytłumaczenia dla



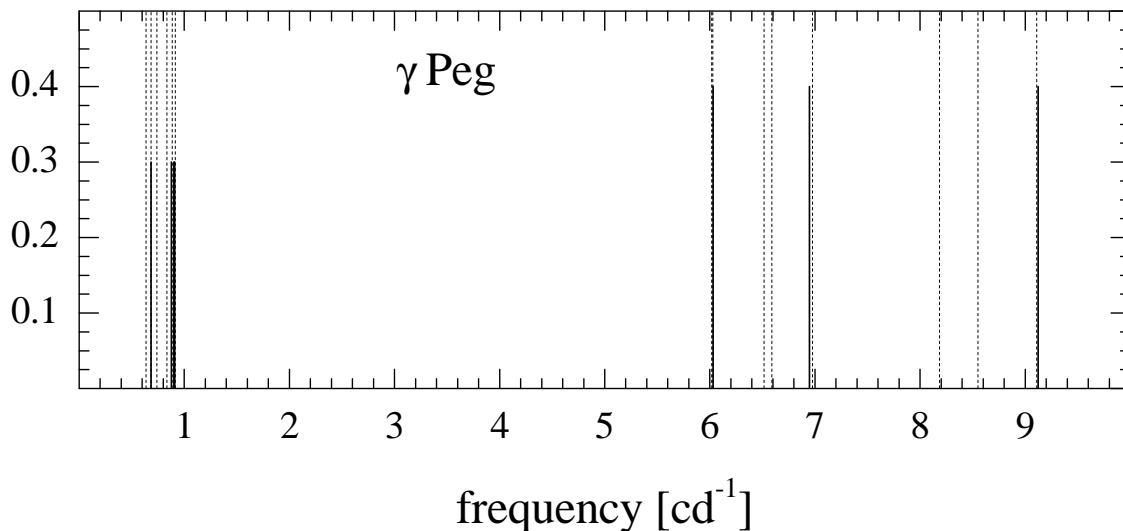
Rysunek 5.25: Widma fourierowskie dla kolejnych etapów ekstrakcji częstotliwości z krzywej prędkości radialnych 2011 dla gwiazdy γ Peg, wykonane programem ZUZA.

tak niskich częstotliwości. Najprawdopodobniej, częstotliwości te nie należą do pulsacji gwiazdowej a mogą być związane z układem gwiazdy γ Peg, np. z ruchem orbitalnym lub innym zjawiskiem.

Modele sejsmiczne, dopasowujące dwie zidentyfikowane oscylacje $f_1 \sim 6.59$ i $f_5 \sim 6.02$ cd^{-1} , odpowiednio jako $\ell = 0$ fundamentalny i $\ell = 1$ mod g niskiego rzędu, wskazują na istnienie niewykrytych dotąd pulsacji. Wynik ten stał się powodem dla poszukiwań nowych częstotliwości. Długobazowe dane (serie 2007-2008 i 2007-1011) wykazują wiele długich przerw obserwacyjnych, a znalezione w tych krzywych częstotliwości mają małe amplitudy. Tylko kilka znalezionych częstotliwości można porównać do uprzednio znalezionych przez [Handler et al. \(2009\)](#). Kolejność detekcji pomiędzy kodami `Period04` i `ZUZA` spowodowana jest bliskością częstotliwości do poziomu szumu. Algorytmy użytych kodów wykorzystują różne podejścia do wpływu szumu na znaną częstotliwość. Kod `ZUZA` posiada lepsze rozwiązanie tego problemu, co również można zauważyć w mniej zaszumionych periodogramach wykrytych częstotliwości. Kod ten również jest użyteczniejszy przy analizie fourierowskiej krzywych prędkości radialnych z małą ilością punktów pomiarowych. Dla wyników otrzymanych kodem `ZUZA`, częstotliwości o dużych amplitudach mocy (> 50) znalezione w serii 2011 można przyjąć jako wynik detekcji pulsacji.

Dodatkowa dyskusja znalezionych oscylacji przeprowadzona jest w następnym rozdziale, przy astrosejsmologii tej gwiazdy. Na rysunku 5.26 przedstawione są wybrane częstotliwości z analizy kodami `Period04` i `ZUZA` (linie ciągłe) w porównaniu ze znanymi pulsacjami gwiazdy (linie przerywane). Poddane dalszej analizie zostaną następujące czę-

stotliwości: typu SPB - 0.683, 0.876, 0.901 i 0.91 cd^{-1} oraz typu β Cep - 6.0296, \sim 6.95 i 9.1224 cd^{-1} . Spośród podanych częstotliwości, oscylację typu SPB 0.901 cd^{-1} również można uznać za nową, wykrytą w niniejszej pracy.



Rysunek 5.26: Wybrane częstotliwości (linie ciągłe) znalezione przy pomocy kodów Period04 i ZUZA przy analizie krzywych prędkości radialnych γ Peg. Oscylacje porównane są ze znanymi pulsacjami gwiazdy (linie przerywane).

5.3.4 ι Herculis

ι Her (HD 160762) klasyfikowana jest jako typu SPB, spektroskopowo podwójna o typie widmowym B3 IV. Z wyznaczeń [Abt et al. \(2002\)](#) wynika niska prędkość rotacji, $v \sin i = 0 \text{ kms}^{-1}$. [Chapellier et al. \(2000\)](#) badają kilka serii obserwacji fotometrycznych i spektroskopowych. Dane składają się z kilkudziesięciu dni rozłożonych w okresie 10 lat i uwzględniają obszerne dane z innych źródeł. Znalazionych jest kilka częstotliwości, jednoznacznie potwierdzoną $f_1 = 0.28671 \text{ cd}^{-1}$ i trzy dodatkowe: $f_2 = 0.43 \text{ cd}^{-1}$ wykrywaną w większości badanych serii, $f_3 = 0.766 \text{ cd}^{-1}$ tylko w jednej serii oraz $f_4 = 0.2483 \text{ cd}^{-1}$ tylko w długobazowej i jednorodnej serii danych z Hipparcos'a. Periodogramy dla tych oscylacji wskazują także na słabe piki w zakresie częstotliwości 6 – 8 cd^{-1} oraz powyżej 15 cd^{-1} , lecz [Chapellier et al.](#) przypisują je przejściowemu zjawiskom. Autorzy wyznaczają okres orbitalny $P = 112.825(8)$ dni ($\equiv 0.008863 \text{ cd}^{-1}$) o amplitudzie kilku kms^{-1} i odpowiadający temu okresowi ruch po bardzo eliptycznym torze ($e = 0.55$). Na podstawie detekcji wysokich i niskich częstotliwości oraz pozycji na diagramie HR, proponowana jest klasyfikacja gwiazdy jako hybrydy typu β Cep/SPB. W okresie 10 lat obserwowana jest duża zmienność w amplitudzie jasności. Wykryte przez [Chapellier et al.](#) zmienności

podane są w tabeli 5.16. Analiza krzywych jasności przez Handler (2009) nie potwierdza żadnej z tych częstotliwości, co można przypisać zmianom amplitudy zauważonym przez poprzednich autorów.

Tablica 5.16: Częstotliwości w cd^{-1} wykryte przez Chapellier et al. (2000) dla ι Her.

f_1	f_2	f_3	f_4
0.28671	0.43	0.766	0.2483

Wykorzystując 0.5 metrowy teleskop PST (Poznań Spectroscopic Telescope) pod Poznaniem, przeprowadzone zostały obserwacje w 2008 i 2010 roku. Uzyskanych jest w sumie 118 widm typu Ech elle, w zakresie widmowym 4280 – 7500 Å. W epoce 2008 znajduje się 84 widm rozłożonych w okresie 21 dni, natomiast w epoce 2010 zebrane są 34 widma w ciągu dwóch kolejnych nocy obserwacyjnych (tabela 5.17). Zmierzone względne prędkości radialne (względem jednego z widm), wykorzystane są do analizy fourierowskiej programami Period04 i ZUZA. Rozkład punktów pomiarowych przedstawiony jest na rysunku 5.27, dla epoki 2008 na górnym panelu i dla epoki 2010 na dolnym panelu. Ze względu na niejednorodny rozkład tych punktów analiza wykonana jest dla następujących danych serii obserwacyjnych:

- '08 – cała epoka 2008,
- '10 – cała epoka 2010,
- '08-'10 – długobazowa 2008 i 2010,
- 3d'08 – trzy kolejne noce obserwacyjne z 2008 r.,
- 3d'08-'10 – długobazowa 3d'08 i 2010,
- 4d'08 – cztery pierwsze noce obserwacyjne z 2008 r.,
- 4d'08-'10 – długobazowa 4d'08 i 2010.

5.3.4.1 Period04

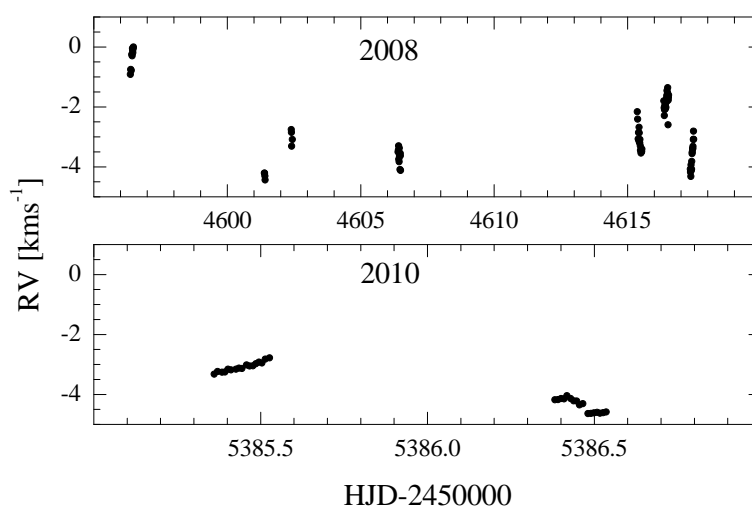
Wyniki analizy przedstawione są w tabeli 5.18, dla siedmiu rozważanych serii obserwacyjnych. W czterech seriach danych ('08, '08-'10, 3d'08-'10 i 4d'08-'10) znajdowana jest częstotliwość z amplitudą $> 1 \text{ kms}^{-1}$ około 0.55 cd^{-1} , co odpowiada okresowi około 1.82 dnia. Częstotliwość $f_4 = 6.2 \text{ cd}^{-1}$ (dla serii '08-'10) z niską amplitudą należy do zakresu, z

5.3 Widma oscylacji wybranych gwiazd

Tablica 5.17: Charakterystyka serii widm dla ι Her, obserwacji przeprowadzonych pod Poznaniem teleskopem PST w latach 2008 i 2010.

	δT	T	N	N_{obs}
2008	21	18	7	84
2010	2	8	2	34

	ΔT	T_{tot}	N_{tot}
	790	26	9



Rysunek 5.27: Względne prędkości radialne dla gwiazdy ι Her, dla dwóch epok obserwacyjnych 2008 (górny panel) i 2010 (dolny panel).

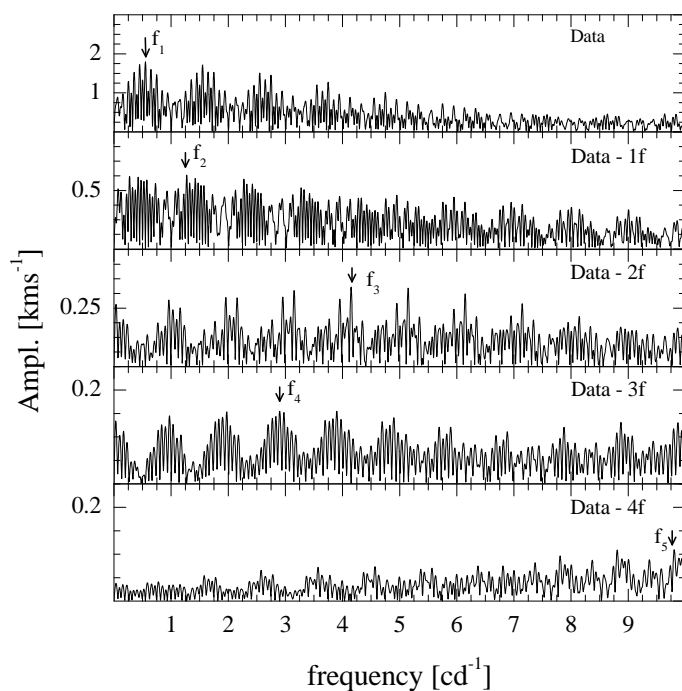
którego oscylacje przypisywane są przejściowej naturze przez Chapellier et al.. Długookresowe zmienności ($< 3 \text{ cd}^{-1}$) są wynikiem rozkładu punktów obserwacyjnych i z niskimi stosunkami sygnału do szumu ($S/N < 3$). Analiza serii 3d'08-10, ujawnia dwie oscylacje: $f_1 = 0.5577 \text{ cd}^{-1}$ (z amplitudą 1.61) i oscylację $f_2 = 0.000648 \text{ cd}^{-1}$ ($P \sim 1543 \text{ d}$ - około 4.2 lat). Jednakże, po dopasowaniu obu częstotliwości iteracje programu `Period04` nie zbiegają się. Z tego powodu f_2 nie jest uwzględniana w wynikach tabeli 5.28. Analiza serii '10 wykazuje częstotliwość 0.4682 cd^{-1} o największej amplitudzie, którą przypisać można efektowi obserwacyjnemu. Oscylacja ta odpowiada okresowi $\sim 2.14 \text{ d}$, który jest bliski dwukrotnej wartości okresu obserwacyjnego epoki 2010, około $\sim 2.35 \text{ d}$. Zbliżony okres wynika z niepotwierdzonej częstotliwości 0.43 cd^{-1} , wykrytej przez Chapellier et al. odpowiadającej wartości $\sim 2.33 \text{ d}$. Periodogramy dla kolejnych częstotliwości znalezionych w serii '08 (z największą ilością punktów pomiarowych) przedstawione są na rysunku 5.28. Widma amplitud posiadają duże zaszumienie, a wykryte oscylacje mają wiele jednodnio-

5.3 Widma oscylacji wybranych gwiazd

wych aliasów. Dla pozostałych badanych okresów obserwacyjnych widoczne jest większe zaszumienie. W dwóch seriach, 3d'08 i 4d'08 wykryte są częstotliwości, odpowiednio 0.7607 i 0.7457 cd^{-1} .

Tablica 5.18: Lista wykrytych częstotliwości i ich amplitudy dla analizy ι Her, przeprowadzonej programem Period04.

		Period04													
		'08		'10		'08-'10		3d'08		3d'08-'10		4d'08		4d'08-'10	
		cd^{-1}	kms^{-1}	cd^{-1}	kms^{-1}	cd^{-1}	kms^{-1}	cd^{-1}	kms^{-1}	cd^{-1}	kms^{-1}	cd^{-1}	kms^{-1}	cd^{-1}	kms^{-1}
f_1		0.5501	1.4	0.4682	1.4	0.5500	2.1	0.7607	1.5	0.5578	1.61	0.7457	2.3	0.5435	1.6
f_2		1.2725	0.8	6.7248	0.1	0.0995	0.7	3.8078	0.1			0.3704	1.3	0.0931	3.2
f_3		4.1481	0.4			1.4253	0.9							0.6477	0.7
f_4		2.9033	0.2			6.2005	0.2								
f_5		9.7293	0.1			4.8405	0.2								



Rysunek 5.28: Widma fourierowskie amplitud zmienności znalezionych w krzywej prędkości radialnych ι Her dla epoki '08, otrzymane programem Period04.

5.3.4.2 ZUZA

Dla uzyskania podobnej dokładności próbkowania (jak przez Period04), analiza danych z epoki 2008 i 2010 przeprowadzona jest z krokiem 0.001 cd^{-1} , a pozostałe serie obserwacyjne z dokładnością 0.01 cd^{-1} . Zebrane wyniki znalezionych częstotliwości przedstawione

są w tabeli 5.19. Analiza serii '08 potwierdza występowanie oscylacji około 0.55 cd^{-1} , natomiast w pozostałych (poza '10) seriach z największymi amplitudami znajdowane są oscylacje z zakresu $0.74 - 0.78 \text{ cd}^{-1}$. W serii '08 znalezione są dwie zbliżone częstotliwości $f_3 = 0.9221 \pm 0.0011$ i $f_4 = 0.9001 \pm 0.0015 \text{ cd}^{-1}$, gdzie ostatnia wykazuje dużo aliasów jednodniowych widocznych na rysunku 5.29 (panel Data-3f). Ostatnia częstotliwość w tej serii $f_5 = 0.19289 \pm 0.00002 \text{ cd}^{-1}$, odpowiadająca okresowi około 5.2 dnia, może wskazywać na okres rotacji gwiazdy.

Ze względu na dużą niejednorodność rozkładu punktów pomiarowych w czasie jak i w amplitudzie zmian, najodpowiedniejsze serie danych do analizy fourierowskiej to 4d'08 i 3d'08. Częstotliwości znalezione w tych dwóch seriach to: $f_1^{4d08} = 0.7528 \pm 0.0019$ oraz $f_1^{3d08} = 0.7784 \pm 0.0156 \text{ cd}^{-1}$. Wartości te zgadzają się z oscylacjami znalezionymi w poprzednim paragrafie: $f_1^{4d08} = 0.746 \pm 0.001$ i $f_1^{3d08} = 0.761 \pm 0.007 \text{ cd}^{-1}$. Wyniki te zbieżne są z detekcją przez Chapellier et al. częstotliwości $f_3 = 0.766 \text{ cd}^{-1}$ (tabela 5.16 na stronie 119).

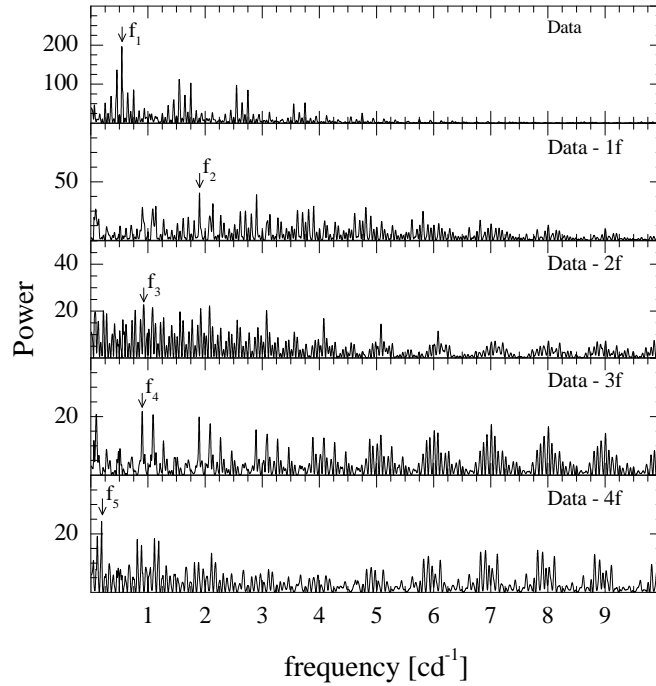
Tablica 5.19: Lista wykrytych kolejnych częstotliwości i ich amplitudy dla analizy ι Her, przeprowadzonej programem ZUZA.

	ZUZA													
	'08		'10		'08-'10		3d'08		3d'08-'10		4d'08		4d'08-'10	
	cd ⁻¹	Power	cd ⁻¹	Power	cd ⁻¹	Power	cd ⁻¹	Power	cd ⁻¹	Power	cd ⁻¹	Power	cd ⁻¹	Power
f_1	0.5428	196.6	0.3624	1278.4	0.7500	174.0	0.7784	356.7	0.7487	547.6	0.7528	749.1	0.7475	305.8
f_2	1.9021	40.4	8.5513	15.0	0.1310	95.3	5.0428	8.4	3.1138	31.1	3.4435	8.1	3.1624	25.8
f_3	0.9221	22.7			2.5663	48.1							2.7602	12.7
f_4	0.9004	21.8			4.1788	21.4								
f_5	0.1929	24.3			1.5227	11.2								

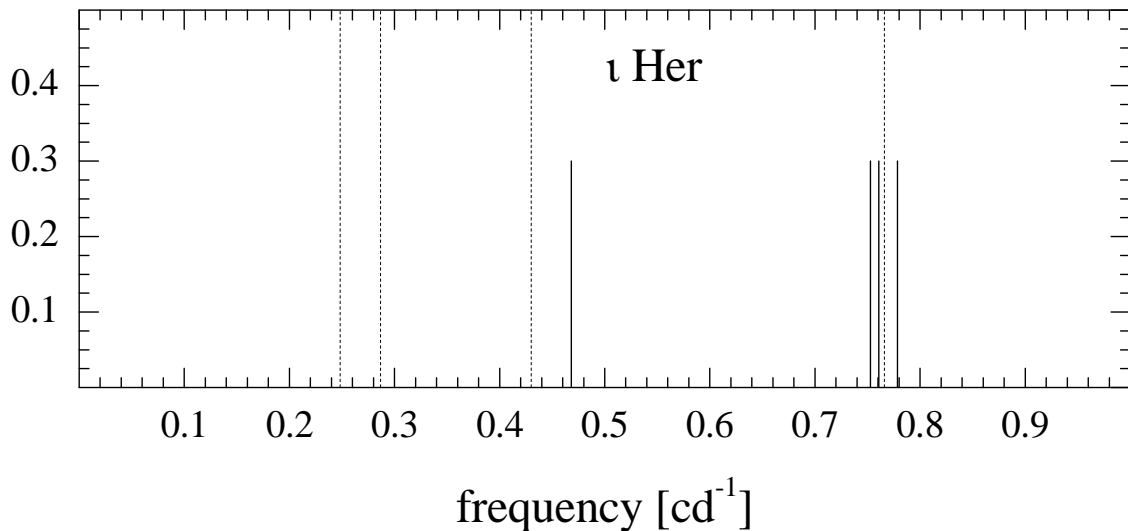
Wybrane częstotliwości wykryte przez programy Period04 i ZUZA, lecz o niskich wartościach S/N , uwzględnione są przy konstruowaniu modeli sejsmicznych opisanych w rozdziale 6. Oscylacje te przedstawione są na rysunku 5.30 (linie ciągłe) w porównaniu ze znanymi pulsacjami gwiazdy (linie przerywane). Wybrane częstotliwości to: 0.468 cd^{-1} oraz grupa trzech oscylacji w pobliżu 0.77 cd^{-1} .

5.3.5 ζ Cassiopeiae

ζ Cas (HD 3360) przypisuje się typ widmowy B2IV i jasność wizualną $V = 3.67$ mag, pierwotnie sklasyfikowana jako 53 Per (Smith and Karp 1976). Gwiazdy tego typu wykazują zmienność profili linii z okresami rzędu jednego dnia, dopiero Waelkens (1991) zalicza ją do nowej klasy gwiazd typu SPB. Lefever et al. (2010) podaje temperaturę 22000 K i $\log g = 3.8$ oraz przewidywaną prędkością rotacji $v \sin i = 18 \pm 2 \text{ kms}^{-1}$. Morel et al. (2008)



Rysunek 5.29: Widma fourierowskie amplitud zmienności znalezionych w krzywej prędkości radialnych ι Her dla epoki '08, otrzymane programem ZUZA.



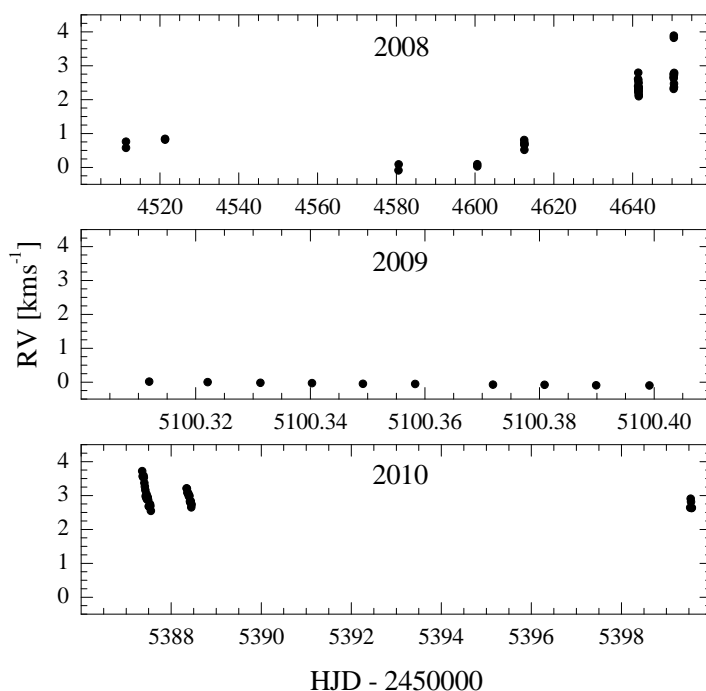
Rysunek 5.30: Wybrane częstotliwości (linie ciągłe) znalezione przy pomocy kodów Period04 i ZUZA przy analizie krzywych prędkości radialnych ι Her. Oscylacje porównane są ze znanymi pulsacjami gwiazdy (linie przerywane).

podaje podobną wartość $v \sin i$ oraz wyznaczoną prędkość rotacji $v_{rot} = 55 \pm 28 \text{ kms}^{-1}$. Wynik otrzymany jest na podstawie oszacowań promienia z modeli ewolucyjnych oraz założenia, iż powtarzające się zmiany w ultrafioletowych liniach wiatru mogą być identyfikowane z okresem rotacji. Pulsacja nieradialna gwiazdy wiązana jest z częstotliwością $f_1 = 0.64 \text{ cd}^{-1}$, dla której Neiner et al. (2003) szacują stopień pulsacji $\ell = 2 \pm 1$. Rzędu azymutalnego m nie wyznaczono, lecz autorzy sugerują identyfikację jako mod wsteczny ($m < 0$). Dodatkowo, wykrywane są w danych dwie słabe częstotliwości $f = 1.21 \text{ cd}^{-1}$ (możliwie pierwszy owerton f_1) oraz jednodniowy alias $f = 1.64 \text{ cd}^{-1}$. Neiner et al. potwierdzają okres zmian pola magnetycznego z okresem 5.37045(8) dnia ($f_{rot} = 0.186 \text{ cd}^{-1}$). Oszacowania temperatury efektywnej gwiazdy wskazują na 20 426 K, około 1000 K niższa od wyniku niniejszej pracy 21 449 K. Jasność ($\log L = 3.74 \pm 0.16$) podawana przez Neiner et al. jest niższa od wartości wyznaczonej w naszej pracy 3.89 ± 0.07 , lecz w granicach błędów.

Prędkości radialne wyznaczone są na podstawie obserwacji spektroskopowych wykonanych 0.5 metrowym teleskopem PST i przedstawione na rysunku 5.31. Szczegółowa charakterystyka serii obserwacyjnych podana jest w tabeli 5.20. Dane zebrane są dla trzech epok: 2008 r., 2009 r. i 2010 r.. W 2008 roku zakres obserwacji obejmuje sześć dni rozłożonych w okresie około 139 dni, w sumie 38 punktów pomiarowych. W 2009 roku dostępna jest tylko jedna noc obserwacyjna z 10 widmami, natomiast w 2010 roku w okresie około 12 dni obserwacje pokrywają 3 noce. Wyznaczone prędkości radialne są względne, tzn. za wzorzec przyjęte jest jedno z widm, w tym przypadku drugi punkt z epoki 2009. Prędkości korelowane są w zakresie widmowym 4500 – 6000 Å, z typowym błędem dla epok 2008 i 2010 około $\pm 1 \text{ kms}^{-1}$, natomiast dla pomiarów z epoki 2009 błędy są rzędu 0.1 – 0.2 kms^{-1} . Dla porównania niezależnie otrzymanych wyników, krzywe prędkości radialnych analizowane są programami Period04 i ZUZA, oddzielnie serie 2008 r. i 2010 r., (oznaczane '08 i '10), długobazowa trzech epok ('08 - '10) oraz długobazowa danych tylko z epok 2008 r. i 2010 r. ('08 & '10).

Tablica 5.20: Charakterystyka serii widm dla ζ Cas, obserwacji przeprowadzonych pod Poznaniem w latach 2008 - 2010.

	δT	T	N	N_{obs}
2008	139	9	7	38
2009	0.09	2	2	10
2010	12	8	3	39
	ΔT	T_{tot}	N_{tot}	
	888	20	12	87



Rysunek 5.31: Rozkład względnych prędkości radialnych dla gwiazdy ζ Cas, wykonane dla trzech epok obserwacyjnych: zakres około 140 dni w 2008 r. (górny panel), 1 noc w 2009 r. (środkowy panel) oraz zakres około 12 dni w 2010 r. (dolny panel).

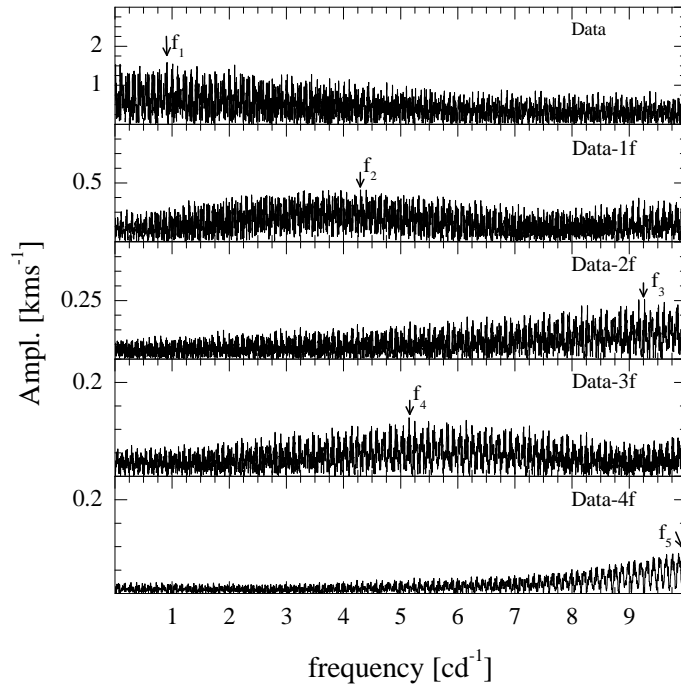
5.3.5.1 Period04

Lista wykrytych częstotliwości dla czterech rozważanych serii danych, przedstawiona jest w tabeli 5.21. Znacząca większość częstotliwości ma bardzo niskie amplitudy (poniżej 0.30 km s^{-1}) a wyznaczone stosunki sygnału do szumu znacznie poniżej wartości 4.0. Dwie oscylacje wykryte są powtórnie w różnych seriach obserwacyjnych: $\sim 0.91 \text{ cd}^{-1}$ (w serii '08 i '10) oraz $\sim 3.245 \text{ cd}^{-1}$ (w serii '10 i '08&'10). Przykładowe periodogramy dla pięciu kolejnych częstotliwości przedstawione są na rysunku 5.32 dla epoki 2008, serii o największej ilości danych obserwacyjnych. Jednakże, piki oscylacji są trudno odróżnialne od szumu.

Ze względu na małą ilość danych w szerokim zakresie czasowym i na różnice w amplitudach zmian prędkości radialnej, znalezione przez Period04 oscylacje nie można uznać za pulsacje gwiazdowe. Najlepiej jest rozdzielić wyniki serii '08 na dwie części: pierwsze $\sim 110 \text{ d}$ i pozostałe $\sim 30 \text{ d}$. Oddzielnie dla obu części serii '08 odjęta jest uśredniona prędkość radialna. Prędkość ta obliczona jest osobno dla każdego zakresu czasowego. Ponowna analiza dostosowanej całej krzywej '08 podaje częstotliwość 1.3923 cd^{-1} ($A \approx 0.4 \text{ km s}^{-1}$) natomiast dla długobazowych krzywych '08-'10 i '08 & '10 otrzymuje się, odpowiednio 0.0120 cd^{-1} ($A = 1.4 \text{ km s}^{-1}$) i 0.9530 cd^{-1} ($A = 1.2 \text{ km s}^{-1}$), z odpowiednimi stosunkami sygnału do szumu $S/N = 2.0, 2.1$ i 2.5 . Każda z tych częstotliwości dopasowuje jedynie

Tablica 5.21: Lista wykrytych częstotliwości i ich amplitudy dla analizy ζ Cas, przeprowadzonej programem Period04 dla czterech serii obserwacyjnych: '08, '10, '08-'10 oraz '08&'10.

Period04								
	'08		'10		'08-'10		'08&'10	
	cd^{-1}	kms^{-1}	cd^{-1}	kms^{-1}	cd^{-1}	kms^{-1}	cd^{-1}	kms^{-1}
f_1	0.9101	1.3	3.2438	0.4	0.0120	1.5	0.9092	1.3
f_2	4.2993	0.2	8.7197	0.1	2.0507	0.3	3.2467	0.4
f_3	9.2666	0.5			0.4112	0.6	4.9576	0.2
f_4	5.1537	0.5			3.7902	0.3	9.6104	0.2
f_5	9.9756	0.2			9.1816	0.1	9.7292	0.2



Rysunek 5.32: Przykładowe periodogramy dla częstotliwości wykrytych w krzywej prędkości radialnych ζ Cas dla epoki 2008, uzyskane programem Period04.

krzywą sinusoidalną o odpowiednich okresach: 0.718 d, 83.3 d i 1.05 d, odtwarzając średni rozkład punktów.

5.3.5.2 ZUZA

Dla identycznych ciągów czasowych wykonana jest analiza programem ZUZA, której wyniki podane są w tabeli 5.22. Pośród znalezionych oscylacji tylko jedna częstotliwość z bardzo dużą amplitudą się powtarza w trzech seriach '08, '08&'10 oraz '08-'10, o średniej wartości $f_1 \approx 0.1902 \text{ cd}^{-1}$. Dla serii 2008 kolejne znalezione zmienności mają małe amplitudy i nie odznaczają się wyraźnie w widmach fourierowskich. Widma fourierowskie na przykładzie wykrytych częstotliwości serii '08 przedstawione są na rysunku 5.33. Pierwszy periodogramy ujawnia pik zmienności około 1.1 cd^{-1} z amplitudami zmienności > 100 , odpowiadający okresowi około 22 h co może być wynikiem rozkładu danych obserwacyjnych. W serii '08-'10 wykryty jest jednodniowy alias tej zmienności $f_2 \sim 2.1 \text{ cd}^{-1}$, jako grupa oscylacji zauważalna również na periodogramie dla f_1 (panel Data rysunku 5.33). Jeden z pików odpowiada częstotliwości $\sim 2.09 \text{ cd}^{-1}$ co stanowi wielokrotność głównej oscylacji $\sim 0.19 \text{ cd}^{-1}$ ($11 f_1$). Dodatkowy alias znajdujący się także w pobliżu 0.1 cd^{-1} . Można więc przyjąć, że jednodniowe aliasy tej częstotliwości nie są pulsacjami gwiazdy, pomimo dużych amplitud zmienności.

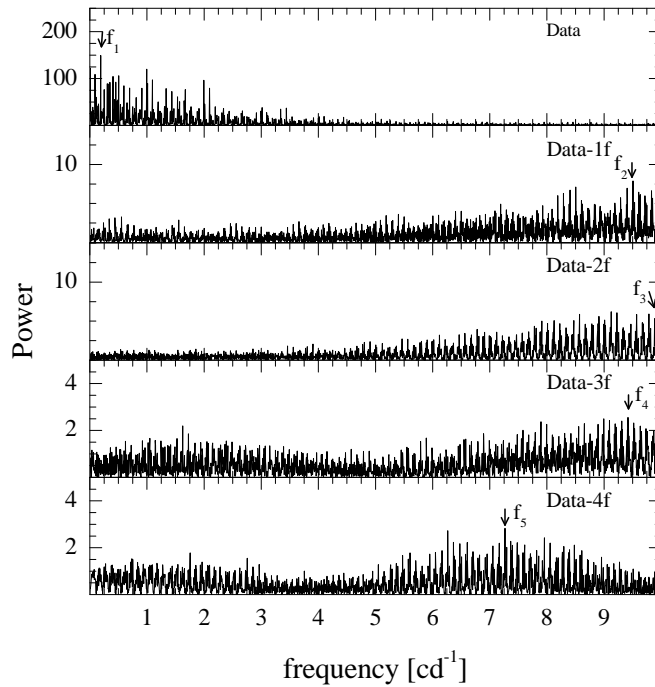
Częstotliwość $f_1 = 0.1902 \text{ cd}^{-1}$ ($P \sim 5.26 \text{ d}$) ma bardzo zbliżoną wartość do przewidywanej częstotliwości rotacji $f_{rot} \approx 0.186 \text{ cd}^{-1}$ ($P = 5.38 \text{ d}$) podanej przez Neiner et al. Różnica pomiędzy dwoma okresami oscylacji wynosi ~ 3 godziny. Czy różnica ta spowodowana jest lepszą jakością danych obserwacyjnych Neiner et al., lub w ogóle nie jest związana z rotacją? Na chwilę obecną nie można podać jednoznacznej odpowiedzi. W niniejszej analizie prędkości radialnych nie znaleziono dokładnego odpowiednika dla znanej częstotliwości $f = 0.64 \text{ cd}^{-1}$. Wykryta jako częstotliwość o zbliżonej wartości w serii '08-'10, $f_3 = 0.659 \text{ cd}^{-1}$.

Spośród częstotliwości znalezionych programem `Period04`, żadna nie może być uznana za wynik pulsacji $\zeta \text{ Cas}$. Zebrane pomiary spektroskopowe prędkości radialnych są niewystarczające do uzyskania wiążących wyników. W przypadku wyników kodu ZUZA, tylko dwie częstotliwości zasługują na uwagę. Pierwsza, znajdująca się w każdej długobazowej serii obserwacyjnej z najwyższą amplitudą, która potencjalnie jest odpowiedzialna za okres rotacji gwiazdy ($\sim 0.19 \text{ cd}^{-1}$). Druga, o bardzo niskiej amplitudzie (około 5% głównej oscylacji) i o zbliżonej wartości do znanej pulsacji $\zeta \text{ Cas}$ (0.64 cd^{-1}). Wynik Neiner et al. identyfikuje pulsację jako mod wsteczny ($m < 0$), przez co wykryta częstotliwość w niniejszej pracy (0.659 cd^{-1}) może być modem postępowym ($m > 0$) lub centralnym składnikiem ($m = 0$). Jak w przypadku danych spektroskopowych dwóch poprzednich gwiazd

5.3 Widma oscylacji wybranych gwiazd

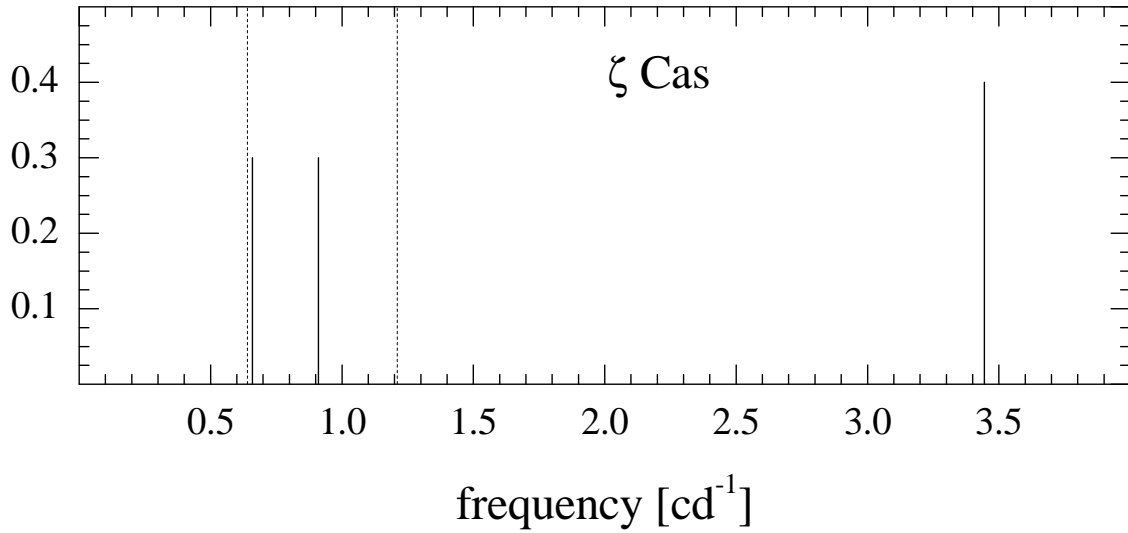
Tablica 5.22: Lista wykrytych częstotliwości i ich amplitudy dla analizy ζ Cas, przeprowadzonej programem ZUZA dla czterech serii obserwacyjnych: '08, '10, '08-'10 i '08&'10.

ZUZA								
	'08		'10		'08-'10		'08&'10	
	cd ⁻¹	Power	cd ⁻¹	Power	cd ⁻¹	Power	cd ⁻¹	Power
f ₁	0.1905	173.0	1.0804	292.9	0.1900	349.4	0.1900	213.3
f ₂	9.5058	8.0	9.8668	3.7	2.1102	32.7	3.4447	26.9
f ₃	9.9145	7.4			0.6590	16.7	8.9524	20.6
f ₄	9.4213	2.6			4.8153	9.5	1.2798	11.1
f ₅	7.2657	2.9			5.6609	7.7	9.0099	7.7



Rysunek 5.33: Przykładowe periodogramy dla częstotliwości wykrytych w krzywej prędkości radialnych ζ Cas dla epoki 2008, uzyskane programem ZUZA.

(γ Peg i ι Her), celem tej analizy jest znalezienie nowych częstotliwości w poszukiwaniu pulsacji hybrydowych typu β Cep/SPB. Wyniki analizy fourierowskiej zostaną uwzględnione przy modelach ewolucyjnych ζ Cas, w następnym rozdziale. Wybrane częstotliwości przedstawione są na rysunku 5.34 (linie ciągłe) w porównaniu ze znaną pulsacją gwiazdy i jej prawdopodobnym pierwszym owertonem (linie przerywane). Wybrane częstotliwości to: 0.659, 0.91 i 3.45 cd^{-1} .



Rysunek 5.34: Wybrane częstotliwości (linie ciągłe) znalezione przy pomocy kodów Period04 i ZUZA przy analizie krzywych prędkości radialnych ζ Cas. Oscylacje porównane są ze znanymi pulsacjami gwiazdy (linie przerywane).

Rozdział 6

Astrosejsmologia wybranych gwiazd

6.1 Modele sejsmiczne

Modelowanie sejsmiczne polega na konstruowaniu modeli, których oscylacje odpowiadają danym obserwacyjnym. Dotyczy to indywidualnych częstotliwości (co najmniej kilku) jak i zakresu wzbudzanych modów oscylacji. Modele uzyskiwane są poprzez dobranie następujących parametrów: zawartości wodoru i metali (X, Z), całkowitej masy i temperatury efektywnej ($M, \log T_{\text{eff}}$). W rozdziale tym, przedstawione modele ν Eri i γ Peg opierają się na dopasowaniu kilku obserwowanych częstotliwości, oraz ich stopnia pulsacji (ℓ) i rzędu radialnego (n). Dopasowywane są trzy obserwowane częstotliwości, zatem zmieniają się trzy globalne parametry modelu. Zwyczajowo są to kombinacje metaliczności Z , masy M i temperatury efektywnej T_{eff} , natomiast wybrana początkowa zawartość wodoru jest stała. Modelowanie sejsmiczne dla tych gwiazd nie uwzględnia rotacji, więc nie rozważane jest dopasowanie rzędu azymutalnego (m) częstotliwości nieradialnych. Dla gwiazd ι Her i ζ Cas modele opierają się jedynie na oszacowaniach ewolucyjnych względem wyznaczonej pozycji na diagramie HR, temperatury efektywnej ($\log T_{\text{eff}}$) i jasności ($\log L$). W modelach gwiazd typu B ciągu głównego, dla parametru konwekcji założona jest stała wartość $\alpha_{MLT} = 0.5$ oraz z reguły nie uwzględnia się przestrzeliwania.

W celu oszacowania dokładności dopasowania modelu, wprowadzona jest wielkość χ^2 i zdefiniowana jest jako suma kwadratów różnic częstotliwości obserwowanej i modelowanej (O-C) według wzoru:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(f_o^i - f_m^i \right)^2. \quad (6.1)$$

We wzorze f_o^i i f_m^i , odpowiednio oznaczają i -te częstotliwości obserwacyjne i modelowane. Współczynnik ten liczony jest dla pięciu częstotliwości pulsacji ($n = 5$), trzech dopasowanych i dwóch dodatkowych posiadających względnie pewne identyfikacje modów (wszystkie typu β Cep). Trzy pierwsze pulsacje w zbudowanych modelach dopasowane są z dokładnością rzędu $10^{-3} - 10^{-4} \text{ cd}^{-1}$. Z rodziny skonstruowanych modeli, w których

dopasowane są trzy częstotliwości i różniących się parametrami Z, M, T_{eff} , wybierany jest model z najmniejszym odchyleniem χ^2 .

6.2 Zmiany nieprzezroczystości

Część wyników przedstawionych w dalszej części rozdziału opiera się na wprowadzeniu zmian nieprzezroczystości w jednym lub w dwóch obszarach otoczki gwiazdowej. Zmiany nieprzezroczystości wprowadzane są w celu otrzymania lepszego dopasowania obserwowanych częstotliwości oraz niestabilności odpowiednich modów oscylacji. W paragrafie tym, przedstawiony jest opis wprowadzenia zmian nieprzezroczystości do kodu ewolucyjnego Warsaw-New Jersey. W tym celu wykorzystywana jest funkcja w postaci $f(x) = b \cdot \exp[-a(x - x_0)^2]$. Parametr b opisuje amplitudę zmian, parametr a decyduje o kształcie profilu amplitudy zmian (jego szerokość), natomiast x_0 jest lokalizacją maksimum funkcji. Funkcja ta implementowana jest do kodu przy obliczeniach κ dla modelu początkowego (na ZAMS) o zadanych parametrach początkowych, w postaci następującego wzoru:

$$\kappa_{\text{mod}} = \kappa \cdot \left[1 + b \cdot e^{-a(\log T - \log T_0)^2} \right], \quad (6.2)$$

Położenie punktu $\log T_0$ dobierane jest w zależności od budowanego modelu, zmieniające się w zakresie $\log T_0 = 5.3 - 5.45$ w pobliżu maksimum Z-bump'u. Jako podstawowa przyjmowana jest wartość $\log T_0 = 5.35$. Punkt ten związany jest z warstwą, w której pochodna $\kappa_T = (\partial \log \kappa / \partial \log T)$ jest najszybciej rosnącą na zewnątrz funkcją, tzn. z największym wkładem do wzbudzenia pulsacji typu β Cepi SPB. Równocześnie, w niektórych modelach wprowadzona jest modyfikacja κ w innym miejscu otoczki. Wówczas, maksimum funkcji typowo zakładany jest dla wartości $\log T_{00} = 6.3$, w pobliżu maksimum nieprzezroczystości DOB. W celu prawidłowego uwzględnienia wprowadzonych zmian, konieczne jest również zmodyfikowanie obliczanej w kodzie pochodnej κ_T . Po zróżniczkowaniu wzoru 6.2 względem $\log T$ otrzymywana jest następująca zależność:

$$\kappa_{T,\text{mod}} = \kappa_T - 2 \log e \cdot a \cdot \frac{\log T - \log T_0}{\frac{1}{b} \cdot e^{a(\log T - \log T_0)^2} + 1}. \quad (6.3)$$

Dla tak przyjętej formy modyfikacji κ , wartość $b = 1$ odpowiada dwukrotnemu wzrostowi nieprzezroczystości w punkcie $\log T_0$. W przypadku parametru odpowiadającego za szerokość profilu amplitudy zmian, przyjęta standardowa wartość $a = 30$. Jednakże, w kilku modelach sejsmicznych używane są inne wartości.

6.3 ν Eridani

6.3.1 Modele bez zmian nieprzezroczystości

Podstawą w budowaniu modeli sejsmicznych ν Eri jest odtworzenie trzech obserwowanych częstotliwości: $f_1 = 5.7633 \text{ cd}^{-1}$, $f_4 = 5.6372 \text{ cd}^{-1}$ i $f_6 = 6.2438 \text{ cd}^{-1}$. Podane informacje w tabeli 5.8 (na stronie 103) identyfikują te trzy częstotliwości jako mod radialny fundamentalny (p_1), dipolowy grawitacyjny (g_1) oraz dipolowy akustyczny (p_1), odpowiednio. Dwa mody dipolowe są centralnymi składnikami trypletów, których składniki o rzędach azymutalnych $m \neq 0$ nie są brane pod uwagę ze względu na założenie $v_{rot} = 0 \text{ kms}^{-1}$. Otrzymane modele porównywane są z obserwacyjną pozycją gwiazdy na diagramie HR, na podstawie wartości podanych w tabeli 4.3 (strona 60) z następującą temperaturą i jasnością:

$$\log T_{\text{eff}} = 4.3437 \pm 0.0065, \quad \log L/L_{\odot} = 3.7676 \pm 0.1534. \quad (6.4)$$

Obliczenia przeprowadzone są z użyciem trzech mieszanek chemicznych GN93, A04 i A09. Modele policzono ze standardowymi i zmodyfikowanymi κ jak przedstawione są w tabeli 6.1. Tablice OPAL powodują, że modele sejsmiczne posiadają temperatury efektywne i jasności nieznacznie wypadające poza błąd 1σ na diagramie HR, patrz lewy panel na rysunku 6.1. Pośród wyników OPAL dla różnych mieszanek pierwiastków chemicznych nie ma dużych zmian w fundamentalnych parametrach modeli, co widoczne jest w podobnych ścieżkach ewolucyjnych. Masy tych modeli wypadają w zakresie $9.8 - 9.9 M_{\odot}$ dla temperatur $\log T_{\text{eff}} \sim 4.35$ i jasności $\log L \sim 3.96$. Różnica w otrzymanych metalicznościach modeli jest rzędu 10^{-3} z wartościami z zakresu $Z = 0.0140 - 0.0155$. Z drugiej strony, modele zbudowane przy użyciu tablic OP mają obniżone masy, temperatury i jasności w stosunku do wyników OPAL, lecz z wyższymi metalicznościami $Z \sim 0.018 - 0.019$). Zaletą modeli OP jest to, że znajdują się bliżej błędu obserwacyjnego 1σ , jak zaznaczone jest na rysunku 6.1 (prawy panel).

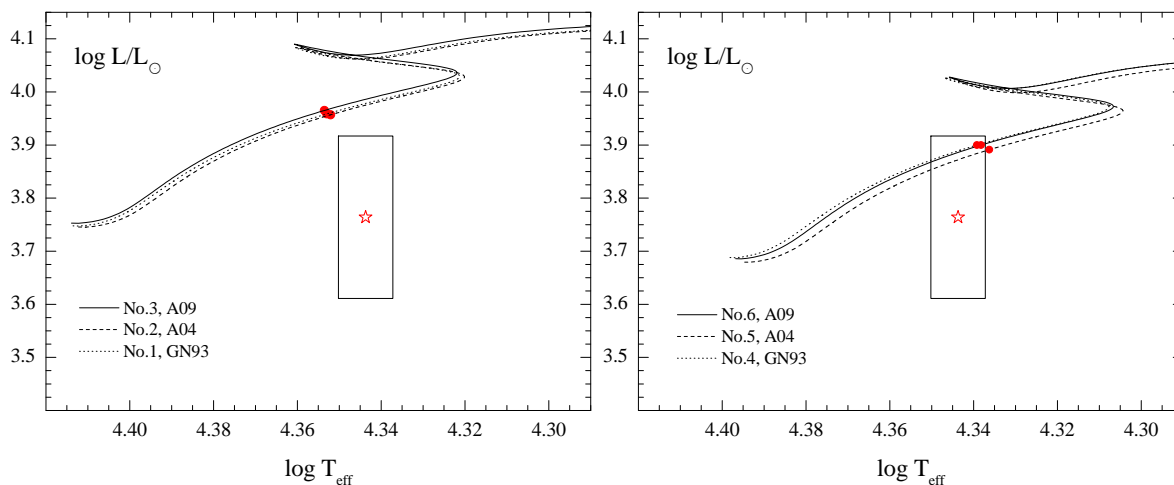
Podany w tabeli parametr χ^2 liczony jest dla następujących częstotliwości: trzech dopasowywanych (f_1 , f_4 i f_6) oraz $f_5 = 7.8982 \text{ cd}^{-1}$ jako modu $\ell = 1, p_2$ oraz $f_8 = 7.2009 \text{ cd}^{-1}$ jako modu $\ell = 2, p_1$. Dla dwóch ostatnich częstotliwości są to identyfikacje modów wskazane są już przez Pamyatnykh et al. (2004). Teoretyczna częstotliwość modu p_2 wynosi powyżej 8 cd^{-1} , to znaczy jest znacznie wyższa od obserwacyjnej (7.8982 cd^{-1}), zarówno w modelach OPAL jak i OP. Dopasowanie modu kwadrupolowego p_1 jest lepsze przy użyciu tablic OP. Spośród podanych modeli standardowych, na podstawie χ^2 , jedynie dwa najlepiej odtwarzają pięć obserwowanych częstotliwości (modele No.5 i 6). Te wyniki otrzymane są przy użyciu tablic OP dla mieszanek A04 i A09. Indywidualne dopasowanie dwóch dodatkowych częstotliwości (f_5 i f_8) jest gorsze niż dla trzech modelowanych, rzędu

Tablica 6.1: Zestawienie modeli sejsmicznych gwiazdy ν Eri omówionych w tekście, zbudowane na podstawie dopasowania trzech częstotliwości f_1 , f_4 i f_6 , odpowiednio jako mody $\ell = 0, p_1$, $\ell = 1, g_1$ i $\ell = 1, p_1$. Podane są podstawowe parametry modeli oraz dokładność dopasowania dla pięciu częstotliwości wyrażana parametrem χ^2 . Dwie dodatkowe częstotliwości uwzględnione przy χ^2 to f_5 ($\ell = 1, p_2$) i f_8 ($\ell = 2, p_2$). Ostatnia kolumna podaje ogólną informację na temat modyfikacji nieprzezroczystości wprowadzonych w otoczkach modeli, procentowy wzrost κ oraz obszar, w którym jest zmienione (Z^b - Z bump; DOB - Deep Opacity Bump).

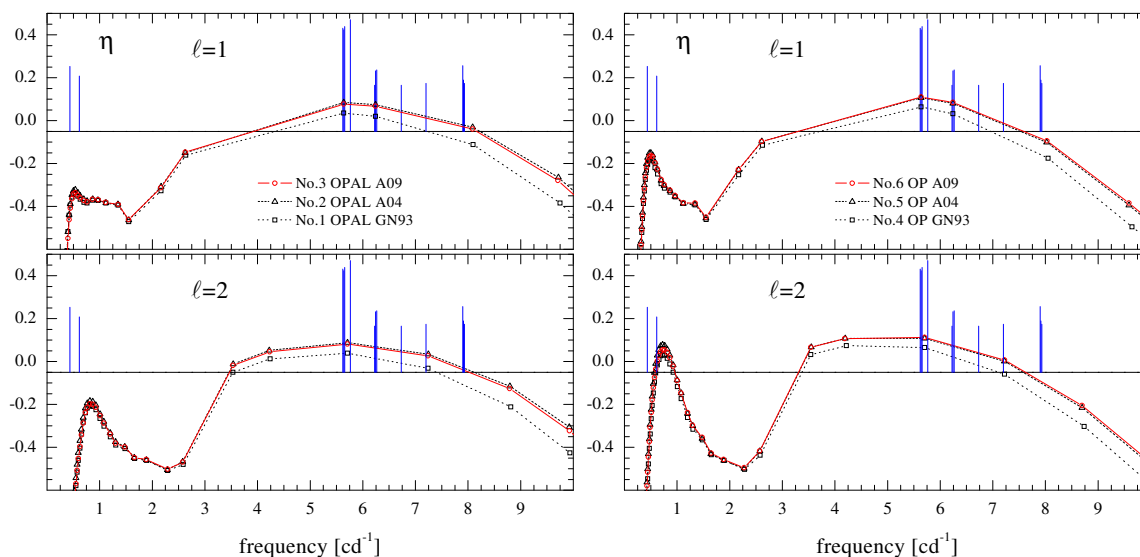
Model	κ	mix.	X	Z	Myrs	M/M_\odot	$\log T_{\text{eff}}$	$\log L/L_\odot$	χ^2	info.
standardowe κ										
No.1	OPAL	GN93	0.70	0.0155	15.804	9.808	4.35300	3.9587	0.041003	—
No.2	OPAL	A04	0.70	0.0148	15.896	9.857	4.35205	3.9570	0.038625	—
No.3	OPAL	A09	0.70	0.0143	15.764	9.913	4.35355	3.9651	0.037027	—
No.4	OP	GN93	0.70	0.0190	17.245	9.582	4.33920	3.9000	0.023660	—
No.5	OP	A04	0.70	0.0185	17.466	9.625	4.33625	3.8913	0.016641	—
No.6	OP	A09	0.70	0.0178	17.406	9.656	4.33820	3.8999	0.017306	—
zmodyfikowane κ										
No.7	OP	A04	0.70	0.0178	17.271	9.674	4.33766	3.9038	0.004661	50% Z^b
No.8	OP	A04	0.70	0.0171	17.030	9.732	4.33998	3.9169	0.000364	50% Z^b
No.9	OP	A04	0.69	0.0174	16.680	9.641	4.34110	3.9190	0.000318	50% Z^b
No.10	OP	A04	0.70	0.0159	16.668	9.798	4.34604	3.9333	0.031656	10% DOB
No.11	OP	A04	0.70	0.0174	17.170	9.701	4.33863	3.9109	0.000406	50% Z^b , -1% DOB
No.12	OP	A09	0.70	0.0170	17.141	9.713	4.34127	3.9139	0.016684	5% DOB

10^{-4} cd^{-1} . Dla wyników OPAL brak jest niestabilności modów oscylacji dla częstotliwości powyżej $\sim 8 \text{ cd}^{-1}$. Z kolei, dla modeli standardowych OP, granica ta obniża się do $\sim 7.5 \text{ cd}^{-1}$. W obszarze oscylacji typu SPB, niestabilność występuje jedynie dla modów $\ell = 2$ (lub wyższych stopni) modeli OP. Z użyciem obu tablic nieprzezroczystości nie ma wzbudzanych dipolowych modów grawitacyjnych dla dwóch częstotliwości $f_A = 0.43 \text{ cd}^{-1}$ i $f_B = 0.61 \text{ cd}^{-1}$, tylko f_B jest odtwarzana przez mody kwadрупolowe modeli OP. Jednakże, wyniki astrosejsmologii zespolonej (Daszyńska-Daszkiewicz and Walczak 2010) wskazują, że f_A jest modem $\ell = 1$. Żadna kombinacja standardowych tablic nieprzezroczystości i mieszanek chemicznych nie wzbudza modów dipolowych. Identyfikacja tej częstotliwości z modami o wyższych stopniach, $\ell \geq 3$, powoduje jeszcze większą rozbieżność z obliczeniami teoretycznymi. Im wyższy stopień pulsacji modów grawitacyjnych, tym ku wyższym częstotliwościom przesunięte jest maksimum krzywej tempa wzrostu (η). Widoczne jest to także dla dwóch najniższych nieradialnych modów (rysunek 6.2), odpowiednio standardowe modele OPAL (lewy panel) i OP (prawy panel).

Przestrzeliwanie z konwektywnego jądra gwiazdy implementowane według wzoru 4.1



Rysunek 6.1: Położenie modeli sejsmicznych ν Eri policzone dla standardowych tablic nieprzezroczystości OPAL (lewy panel) i OP (prawy panel), porównane z obserwacyjnymi błędami. Podane wyniki są dla trzech dostępnych mieszanek zawartości pierwiastków ciężkich GN93, A04 i A09.



Rysunek 6.2: Teoretyczne widma oscylacji modeli ν Eri policzone dla standardowych tablic nieprzezroczystości OPAL (lewy panel) i OP (prawy panel). Wyniki podane są dla trzech mieszanek zawartości pierwiastków ciężkich GN93, A04 i A09. Linie pionowe demonstrują obserwowane widmo oscylacji w skali logarytmicznej, której nie pokazano.

(na stronie 38), powoduje obniżenie jasności, temperatury modelu oraz wydłużenie fazy ciągu głównego. Uzyskany model wciąż pozostaje wewnątrz błędu 1σ pozycji na diagramie HR. Wprowadzone przez Dziembowski and Pamyatnykh (2008) przestrzeliwanie opisywane jest dwoma parametrami, parametru α_{ov} oraz wykładnika w . W modelu z parametrami $\alpha_{ov} = 0.1$ i $w = 8.0$, lepiej dopasowana jest częstotliwość f_5 (jako $\ell = 1$ p₂) z $f_o - f_m = -0.0853$ niż w standardowym modelu No.5 ($f_o - f_m = -0.1273$). Zastosowane zmiany przestrzeliwania wpływają także na lepsze dopasowanie częstotliwości f_8 ($\ell = 2$ p₁) z $f_o - f_m = -0.0160$.

Przegląd modeli sejsmicznych dla $X \neq 0.70$ przeprowadzony przez Ausseloos et al. (2004) wykonany jest przy użyciu tablic OPAL oraz mieszanki GN93. Autorzy budują modele sejsmiczne jednocześnie dopasowując cztery częstotliwości f_1, f_4, f_6 i f_5 , identyfikowanych z tymi samymi modami oscylacji jak w niniejszej pracy. Jednakże, dla uzyskania niestabilności dla modelowanych częstotliwości konieczne są ekstremalne wartości przestrzeliwania $\alpha_{ov} \sim 0.28$ i zawartości wodoru $X = 0.5$. Aby wszystkie te cztery oscylacje były wzbudzone dla $X = 0.70$, autorzy znajdują, że wymagany jest czterokrotny wzrost zawartości żelaza w mieszance GN93.

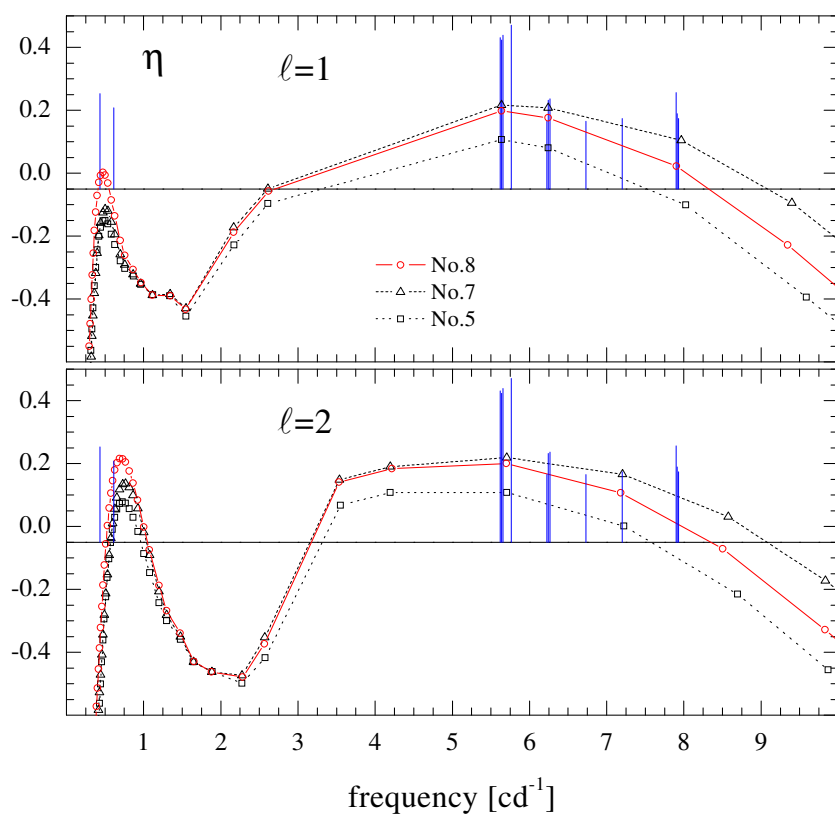
Suárez et al. (2009) przeprowadzają szczegółową sejsmologię zakładając, iż w widmie częstotliwości wszystkie obserwowane tryplety częstotliwości spowodowane są rozszczepieniem rotacyjnym: dipolowe mody g_1 (f_3, f_4, f_2), p_1 (f_{12}, f_6, f_7) oraz p_2 (f_5, f_9, f_{10}). Uwzględniają rotację jednorodną i różnicową, autorzy szukają odpowiedniego modelu na podstawie obserwacyjnych oszacowań temperatury efektywnej i jasności. Założona początkowa zawartość wodoru i przestrzeliwania ($X = 0.5, \alpha_{ov} = 0.28$) oparta jest na najlepszym modelu Ausseloos et al. (2004). We wszystkich modelach przewidywane rozszczepienie modu p_2 jest większe niż wynika to z obserwacji. Jak pokazane jest w poprzednim rozdziale przy omawianiu widma oscylacji ν Eri, odległości pomiędzy składnikami trypletu dipolowego p_2 są mniejsze niż dla modów g_1 i p_1 . Dodatkowo, odległości w częstotliwości są asymetryczne i odwrotne dla trypletu p_2 , tzn. $|f_9 - f_5| > |f_9 - f_{10}|$, pomiędzy składnikiem centralnym ($m = 0$) i $m = -1$. W przypadku modów g_1 i p_1 , większe rozszczepienie występuje pomiędzy składnikami $m = +1$ a centralnymi, odpowiednio f_4 i f_6 . Wynik ten wyklucza przynależność składników trypletu (f_5, f_9, f_{10}) do jednego rozszczepionego rotacyjnie modu. Suarez et al. przypisują ten wynik błędnemu opisowi profilu rotacji gwiazdy. Najlepsze ich modele przewidują masy gwiazdy nieco powyżej $7 M_\odot$ oraz wiek poniżej 15 Myr. W porównaniu, modele sejsmiczne opisane w niniejszej pracy posiadają masy $\sim 9.5 M_\odot$ i wiek $\gtrsim 16$ Myrs. Dość różne wyniki głównie spowodowane są innymi wartościami X i przestrzeliwania.

6.3.2 Modele ze zmianami nieprzezroczystości

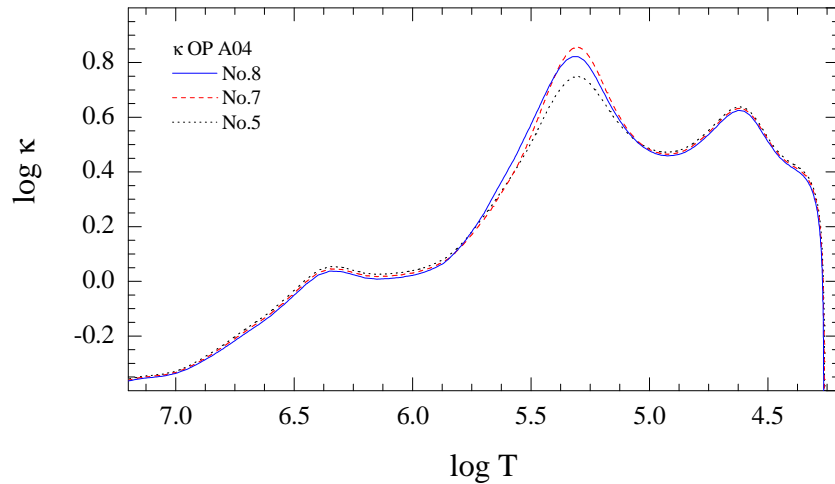
Głównym celem modyfikacji κ w modelach sejsmicznych jest uzyskanie większej niestabilności dla oscylacji teoretycznych, głównie w obszarze wysokich modów grawitacyjnych $\ell = 1$ oraz w obszarze modów akustycznych dla częstotliwości $\gtrsim 7.5 \text{ cd}^{-1}$. Zmiany κ dokonywane są w dwóch obszarach otoczki: (i) w strefie wzbudzenia pulsacji typu β Cep i SPB, tzn. w obszarze garbu nieprzezroczystości Z-bump oraz (ii) w głębszych warstwach otoczki w okolicach drugiego garbu nieprzezroczystości DOB (Deep Opacity Bump), według wzorów 6.2 i 6.3. Dodatkowo, zmiany nieprzezroczystości mają na celu sprawdzenie wpływu na częstotliwość modu $\ell = 1, p_2$ i uzyskanie jej lepszego dopasowania do obserwowanej częstotliwości f_5 . W pierwszym kroku sprawdzany jest wpływ zmian, niezależnie w Z-bump i w DOB, na częstotliwość modu p_2 . W drugim kroku szacowane są wymagane zmiany w celu uzyskania najlepszego dopasowania. Preferowana jest dokładność dopasowania oscylacji tego samego rzędu co dla trzech modelowanych częstotliwości ($\sim 10^{-4} \text{ cd}^{-1}$).

Na rysunku 6.3 przedstawiony jest model sejsmiczny, w którym wprowadzony jest 50-o% wzrost κ w obszarze Z-bump (parametr $b = 0.5$). Maksimum wprowadzonej zmiany znajduje się przy temperaturze $\log T = 5.35$ oraz wartości parametru $a = 30$, model No.7 w tabeli 6.1. Pomimo znacznego wzrostu κ , powoduje to jedynie odtworzenie obserwowanej niestabilności w obszarze najwyższych częstotliwości, natomiast dipolowe mody g wysokiego rzędu pozostają wciąż stabilne. W modelu No.7 częstotliwość modu dipolowego p_2 wynosi 7.9661 cd^{-1} , z różnicą $f_o - f_m = -0.0679$. Dokładność dopasowania dla całego modelu jest wysoka i wynosi $\chi^2 = 0.0047$, o rząd wielkości lepsza niż modelu standardowego (No.5). Przesunięcie maksimum profilu zmian do nieco głębszych warstw otoczki, przy temperaturze $\log T = 5.45$, powoduje wzrost niestabilności dla modów grawitacyjnych typu SPB. Powoduje to wzbudzenie dipolowych oscylacji w pobliżu obserwowanych częstotliwości f_A i f_B . Z drugiej strony, dla pulsacji typu β Cep obniżony jest parametr wzrostu η , lecz pozostawiając mody nadal wzbudzone. Uwzględniając efekty położenia maksimum profilu oraz jego szerokości, zbudowany model No.8 ma bardzo dobrze dopasowany mod dipolowy p_2 . Różnica $f_o - f_m$ dla tego modu jest niska i wynosi -0.0057 cd^{-1} , dając bardzo dobre dopasowanie całego modelu No.8 ($\chi^2 = 0.0004$). Przyjęte parametry zmian nieprzezroczystości to wzrost κ o 50% przy temperaturze $\log T = 5.45$ i parametrze $a = 15$. Zmiany przebiegu nieprzezroczystości w otoczkach trzech modeli No.5, No.7 i No.8 przedstawione są na rysunku 6.4, odpowiednio linią kropkowaną, przerywaną i ciągłą.

Model No.8 przyjęty jest jako wynik wejściowy dla dokładniejszego dopasowania f_5 , zakładając niestandardową zawartość wodoru $X = 0.69$. Nowy model No.9 najlepiej dopasowuje cztery obserwowane pulsacje, spośród wszystkich zbudowanych modeli. Dla



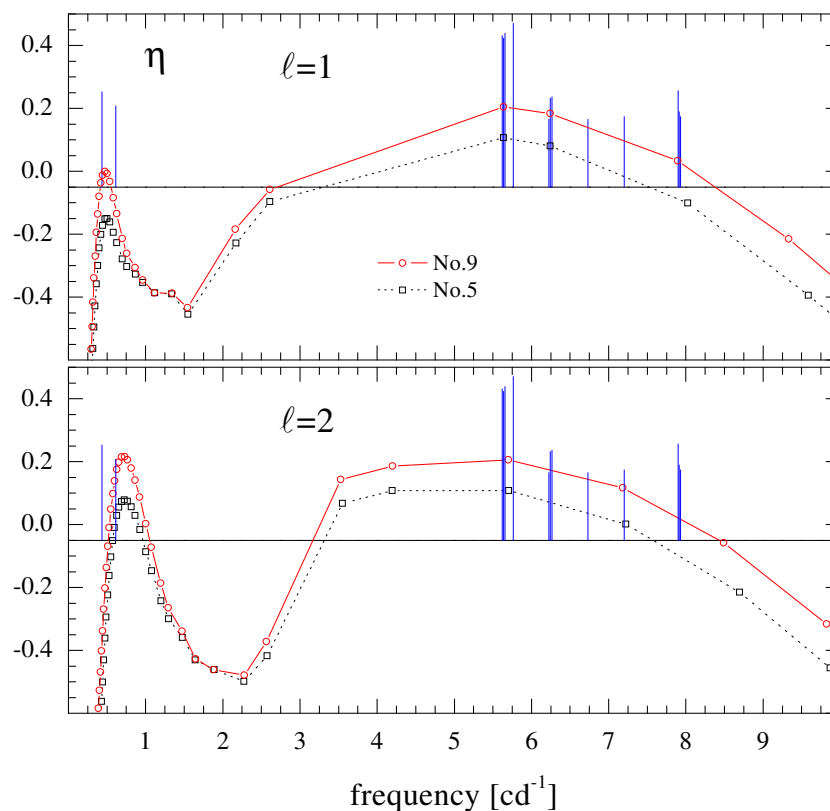
Rysunek 6.3: Teoretyczne widmo oscylacji modelu ν Eri, dla których wprowadzone są zmiany nieprzezroczystości w obszarze Z-bump (50%) z maksimum amplitudy przy $\log T = 5.35$ (No.7) i $\log T = 5.45$ (No.8). Oba wyniki porównane są ze standardowym modelem OP A04 (No.5).



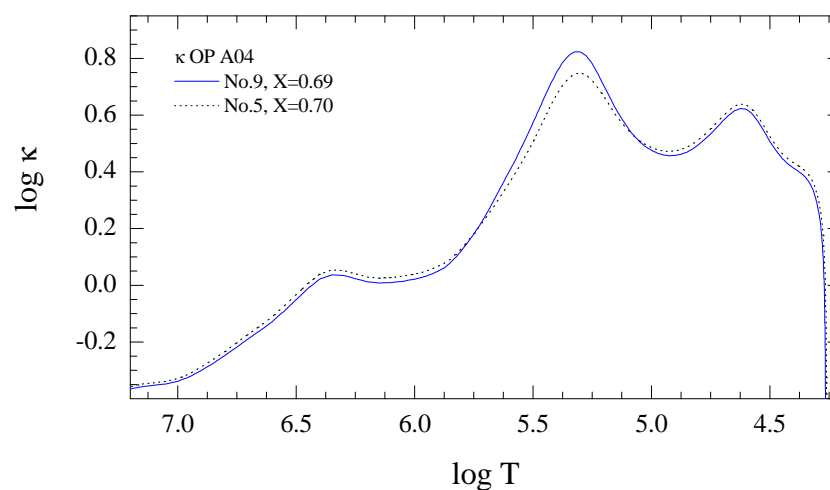
Rysunek 6.4: Zmiany $\log \kappa$ w modelach sejsmicznych, dla których wprowadzone są zmiany nieprzezroczystości w obszarze Z-bump (50%) z maksimum amplitudy przy $\log T = 5.35$ (No.7) i $\log T = 5.45$ (No.8). Oba wyniki porównane są ze standardowym modelem OP A04 (No.5).

częstotliwości f_8 jako $\ell = 2$ p_1 dokładność dopasowania jest niższa niż dla pozostałych czterech oscylacji i wynosi $f_o - f_m = +0.0178$. Model ten w porównaniu ze standardem OP A04, przedstawiony jest na rysunku 6.5. W modelu No.9 wzbudzany jest cały zakres częstotliwości typu β Cep/SPB, odtwarzając pięć z obserwowanych pików oscylacji. Przebieg zmian $\log \kappa$ wewnątrz otoczki modelu No.9 podany jest na rysunku 6.6. Zwiększenie zawartości wodoru do $X = 0.74$, negatywnie wpływa na niestabilność modów oscylacji zmniejszając wartość parametru η .

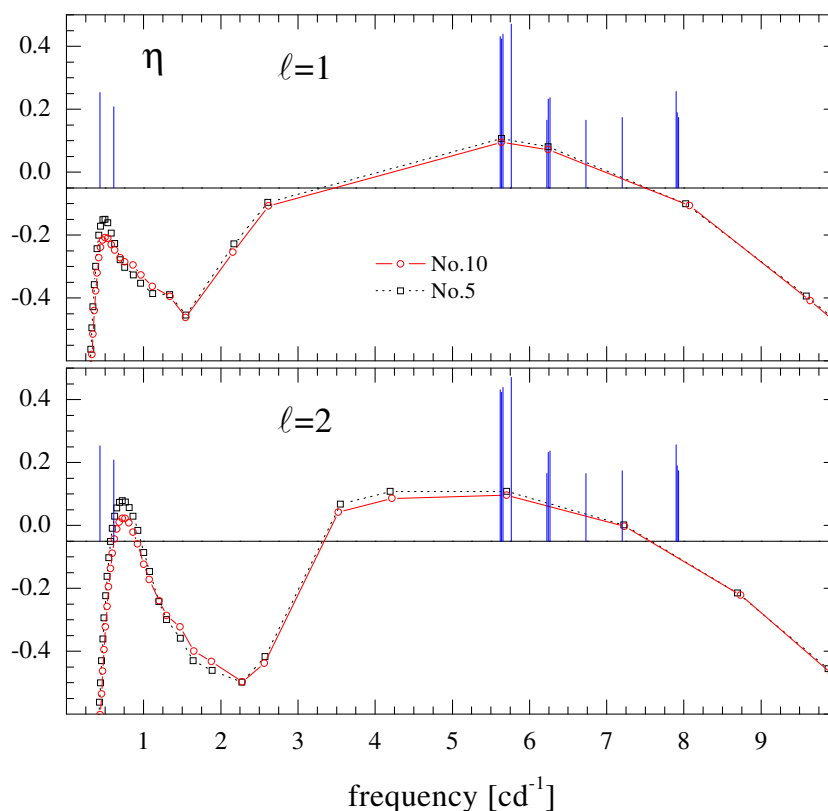
Niezależnie (od zmian w Z-bump) oszacowany jest efekt zmian nieprzezroczystości w obszarze garbu DOB na dopasowanie modu dipolowego p_2 , z maksimum przy temperaturze $\log T = 6.3$. Wprowadzona modyfikacja jest rzędu 10-u% ($b = 0.1$, $a = 30$), a uzyskany model sejsmiczny No.10 przedstawiony jest na rysunku 6.7. Modyfikacja głębokich warstw otoczki powoduje, że wymagane jest znaczne obniżenie metaliczności do $Z = 0.0159$ i jednoczesny wzrost parametrów globalnych M , $\log T_{\text{eff}}$ i $\log L$. Z tego względu ich wartości są zbliżone do otrzymywanych przez modele OPAL. Obniżenie metaliczności wpływa na obniżenie wartości $\log \kappa$ w całym zakresie temperatur, rysunek 6.8. W modelu tym, częstotliwość modu dipolowego p_2 wciąż pozostaje wyższa niż dla standardu (No.5), co również dotyczy modu kwadrupolowego p_1 . Słabe dopasowanie pięciu wybranych częstotliwości odwzorowuje duża wartość parametru $\chi^2 = 0.0317$. Podwyższenie κ w DOB powoduje zmniejszenie Z , co wpływa na obniżenie niestabilności w obszarze modów grawitacyjnych. Oscylacje $\ell = 2$ wciąż są wzbudzone, a dla modów akustycznych parametr η pozostaje nieznacznie zmieniony w porównaniu do standardu (No.5).



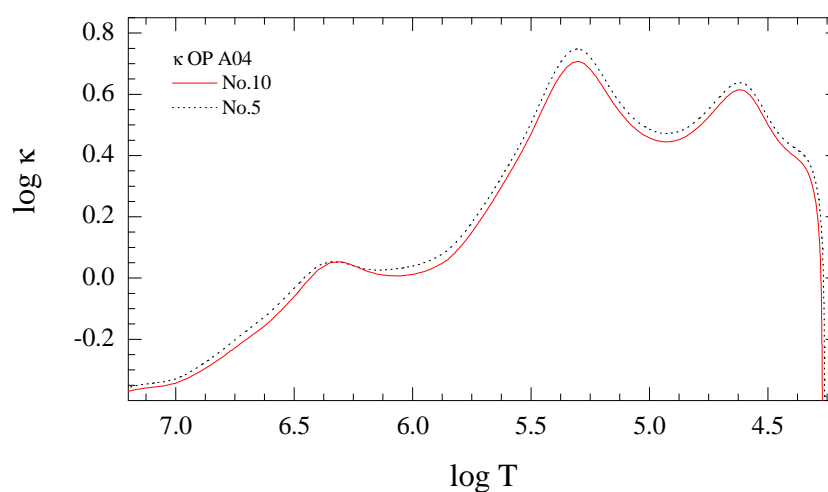
Rysunek 6.5: Teoretyczne widmo oscylacji modelu ν Eri, w którym wprowadzone są zmiany nieprzezroczystości w obszarze Z-bump z maksimum amplitudy 50-u% przy $\log T = 5.45$ oraz dla niestandardowej zawartości wodoru $X = 0.69$ (No.9).



Rysunek 6.6: Zmiany $\log \kappa$ w modelu, w którego wprowadzone są zmiany nieprzezroczystości w obszarze Z-bump z maksimum amplitudy 50-u% przy $\log T = 5.45$ oraz dla niestandardowej zawartości wodoru $X = 0.69$ (No.9).



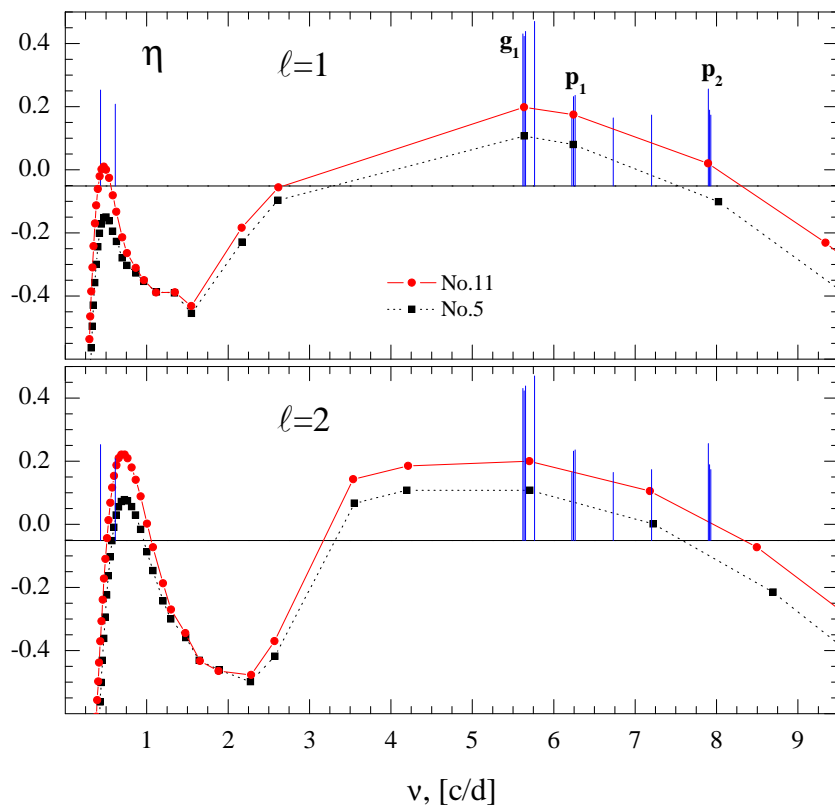
Rysunek 6.7: Teoretyczne widmo oscylacji modelu ν Eri, w którym wprowadzone są zmiany nieprzezroczystości w obszarze DOB z maksimum amplitudy 10-u% przy $\log T = 6.30$ (No.10).



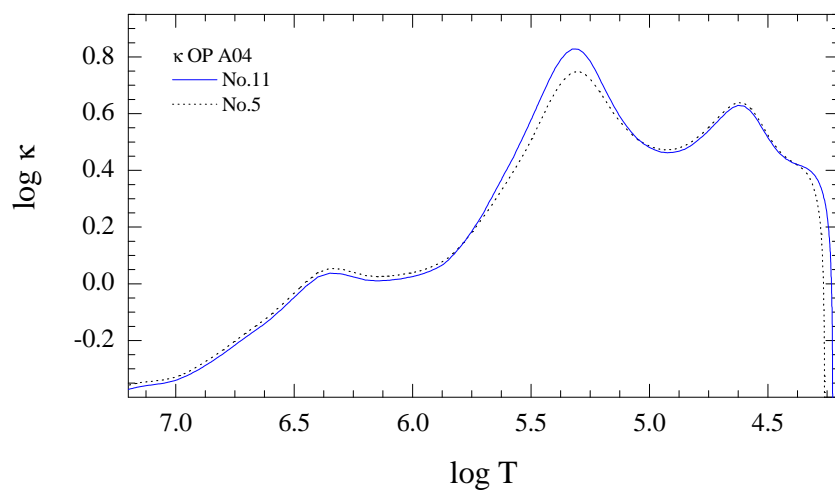
Rysunek 6.8: Zmiany $\log \kappa$ dla modelu No.10, w którym wprowadzone są zmiany nieprzezroczystości w obszarze DOB z maksimum amplitudy 10-u% przy $\log T = 6.30$.

Biorąc pod uwagę efekty wprowadzanych zmian, po przez jednoczesną modyfikację Z-bump i DOB, można uzyskać dopasowanie modu dipolowego p_2 . W tym celu wymagane jest zmniejszenie κ przy temperaturze około 2 milionów stopni. Punktem wyjściowym jest model No.8, ze wzrostem κ o 50% przy $\log T = 5.45$, a wymagane zmiany w DOB to obniżenie nieprzezroczystości o 1%. Wynik ten przedstawiony jest jako model No.11, dopasowujący cztery częstotliwości z podobną dokładnością co w modelu No.9 ($\chi^2 \sim 4 \times 10^{-4}$). Na rysunku 6.9 przedstawiony jest model sejsmiczny No.11 w porównaniu z standardem OP A04. Lokalizacja tego modelu na diagramie HR przedstawiona jest na rysunku 6.11. Dodatkowo, podane są pozycje modeli: No.7 - kwadrat (50% w Z-bump), No.9 - trójkąt prosty (najlepsze dopasowanie z $X = 0.69$) i No.10 - odwrócony trójkąt (10% w DOB). Wprowadzone jednoczesne modyfikacje Z-bump i DOB w pełni odtwarzają zakres obserwowanych pulsacji w widmie gwiazdy ν Eri jak i dopasowują dużą ilość obserwowanych oscylacji. Dopasowanie dla dwóch modów grawitacyjnych jest rzędu 10^{-2} cd^{-1} , f_A jako $\ell = 1$ i f_B jako $\ell = 2$. Poza dopasowanymi częstotliwościami, wszystkie zbudowane modele, nie mają wzbudzonej obserwowanej oscylacji $f_{11} = 6.73 \text{ cd}^{-1}$, ani przez mody $\ell = 1$ ani $\ell = 2$. Najbliższą możliwą identyfikacją jest częstotliwość modu $\ell = 4 p_2$, około 6.68 cd^{-1} . Z drugiej strony, w każdym modelu obliczenia teoretyczne przewidują dwie niestabilne oscylacje $\ell = 2$ w pobliżu 4 cd^{-1} , które nie mają odpowiedników obserwacyjnych. Podobnie jest z teoretyczną oscylacją $\ell = 2 \sim 5.7 \text{ cd}^{-1}$, dla której brak porównania z pikiem pulsacji ν Eri. Rysunek 6.10 przedstawia przebieg zmian $\log \kappa$ w modelu No.11, w porównaniu ze standardowym modelem No.5. Uzyskany profil garbu Z-bump jest szerszy od strony głębszych warstw otoczki ($\log T \sim 5.5$). Poza warstwami powierzchniowymi nieprzezroczystość w modelu No.11 jest niższa o kilka procent.

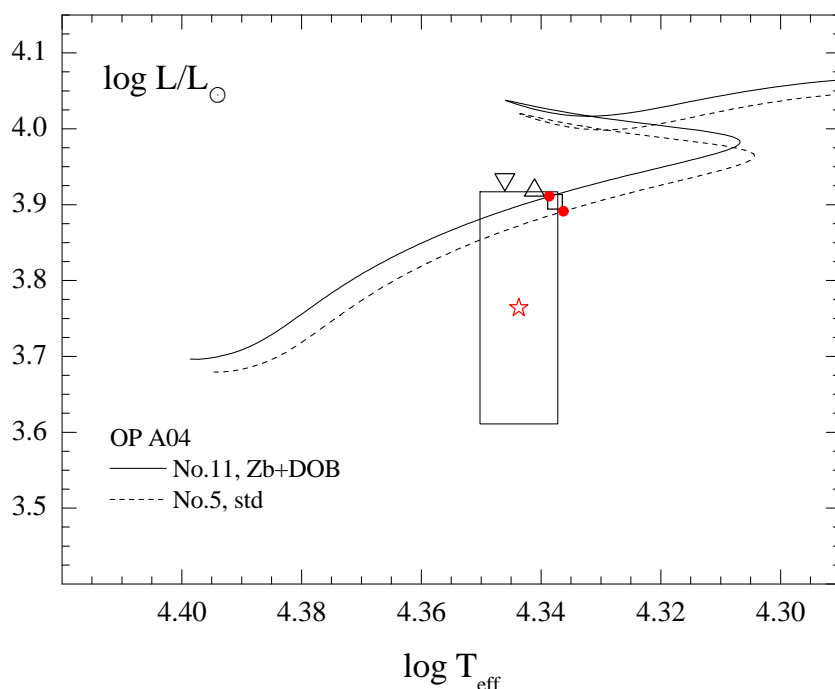
Badane przez [Montalban and Miglio \(2008\)](#) różnice pomiędzy danymi OPAL i OP, przy temperaturze miliona stopni wynoszą około kilka procent. Zwiększenie nieprzezroczystości w tym obszarze powoduje, że modele sejsmiczne gwiazd typu δ Sct znajdują się bliżej obserwowanych pozycji na diagramie HR. Podobny wynik pokazany jest przez [Lenz et al. \(2010\)](#) na przykładzie gwiazdy 44 Tau, dla której modele sejsmiczne niemal idealnie odtwarzają obserwowane widmo oscylacji. W otoczce modelu ν Eri z użyciem tablic OP i składu A09, przy temperaturze $\log T = 6.0$ zwiększona jest nieprzezroczystość o 5% (No.12). Modyfikacja ta w tak masywnym modelu nie ma znaczącego wpływu na wartości częstotliwości, pozostawiając niestabilność modów (wartość η) na podobnym poziomie co w standardowym modelu No.6 (OP A09). Dokładniejsza analiza pokazuje tylko niewielkie obniżenie parametru η dla częstotliwości typu SPB (rysunek 6.12). Przebieg $\log \kappa$ w otoczce modelu (6.13) wskazuje tylko na nieznaczną różnicę nieprzezroczystości w całym zakresie temperatur. Przy temperaturze miliona stopni, w obszarze modyfikacji, widoczna jest zbieżność wartości $\log \kappa$ dla obu modeli otoczek (No.6 i No.12). W wyniku



Rysunek 6.9: Teoretyczne widmo oscylacji modelu ν Eri, dla którego wprowadzone są zmiany nieprzezroczystości, jednocześnie w obszarze Z-bump (50%) i DOB (−1%).



Rysunek 6.10: Zmiany $\log \kappa$ w najlepszym modelu sejsmicznym ν Eri, w którym wprowadzone są zmiany nieprzezroczystości, jednocześnie w obszarze Z-bump (50%) i DOB (−1%).



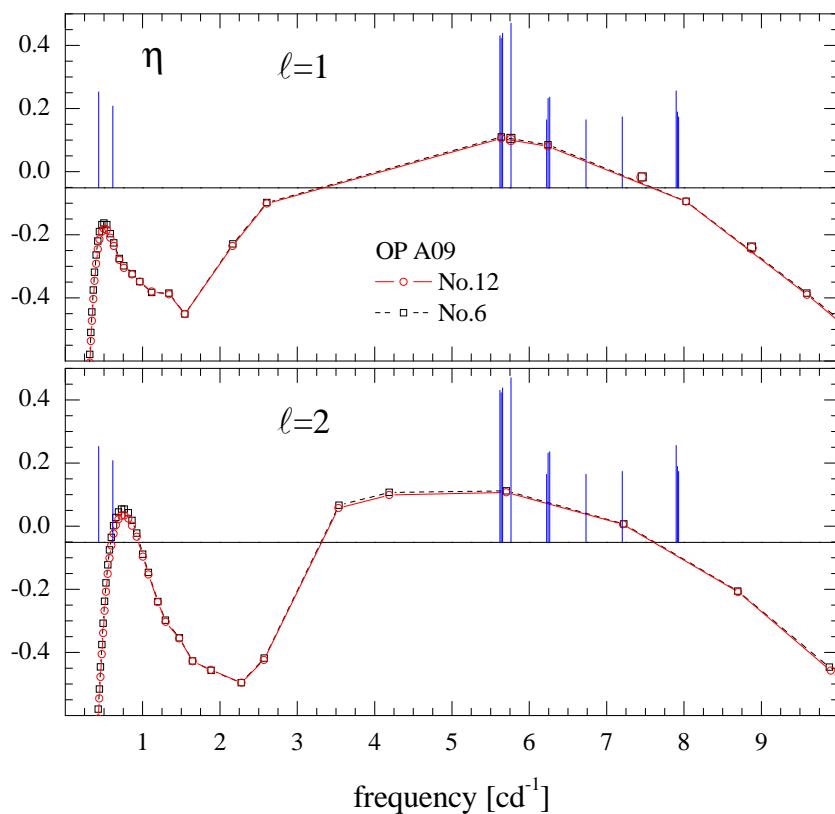
Rysunek 6.11: Położenie modelu No.11 na diagramie HR wraz ze ścieżką ewolucyjną (kolor czerwony), w porównaniu z obserwacyjnymi błędami ν Eri. Dodatkowo przedstawione są pozycje modeli No.7 (kwadrat), No.9 (prosty trójkąt) i No.10 (odwrócony trójkąt).

tej modyfikacji κ model No.12 przesuwają się nieznacznie ku wyższej temperaturze efektywnej i jasności na diagramie HR, pozostając marginalnie w błędzie obserwacyjnym 1σ .

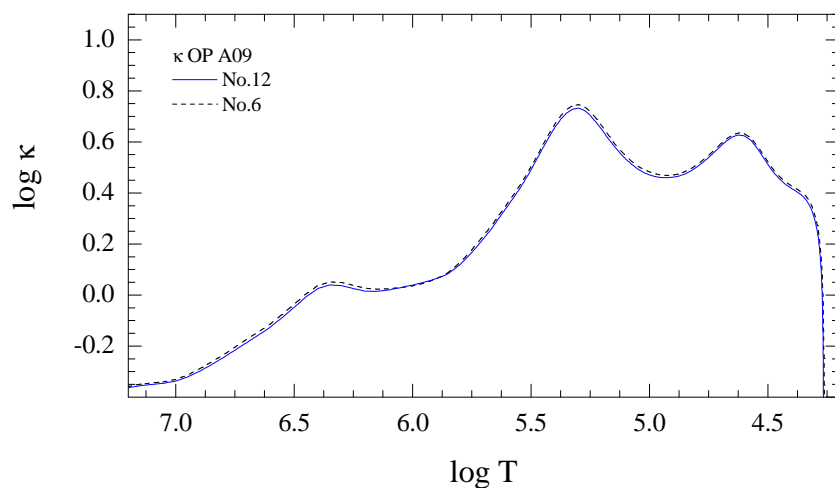
6.3.3 Dyskusja wyników

Najlepszy model sejsmiczny uzyskany przez modyfikację nieprzezroczystości wokół Z-bump i DOB (No.11), bardzo dobrze dopasowuje cztery częstotliwości typu β Cep. Poprzez zmiany κ uzyskana jest niestabilność dla najniższej obserwowanej pulsacji typu SPB, która z wykorzystaniem standardowych tablic OPAL bądź OP jest stabilna. Dodatkowo, model ten dobrze zgadza się z pozycją gwiazdy na diagramie HR. Jednakże, model wskazuje na problem z nieprzezroczystością. Bez tych zmian κ rzędu kilkudziesięciu procent nie jesteśmy w stanie uzyskać niestabilności dla całego obserwowanego zakresu pulsacji.

Nieco inne podejście do sejsmologii hybrydy ν Eri przedstawione jest przez [Daszyńska-Daszkiewicz et al. \(2005\)](#) z użyciem tablic OPAL i OP oraz mieszanki GN93. Metoda ta oprócz dopasowania częstotliwości pulsacji, dodatkowo wymaga dopasowania zespolonego parametru f^* , który jak autorzy opisują jest bardzo czuły na zawartość metali w obszarze napędzania jak i na wybór tablic nieprzezroczystości (OPAL i OP). Najlepsze dopasowanie można uzyskać z nieprzezroczystościami pomiędzy obiema tablicami z



Rysunek 6.12: Teoretyczne widmo oscylacji modelu ν Eri, dla którego wprowadzone są zmiany nieprzezroczystości, w obszarze DOB przy temperaturze $\log T = 6.0$ (5%).



Rysunek 6.13: Zmiany $\log \kappa$ w najlepszym modelu sejsmicznym ν Eri, w którym wprowadzone są zmiany nieprzezroczystości, w obszarze DOB przy temperaturze $\log T = 6.0$ (5%).

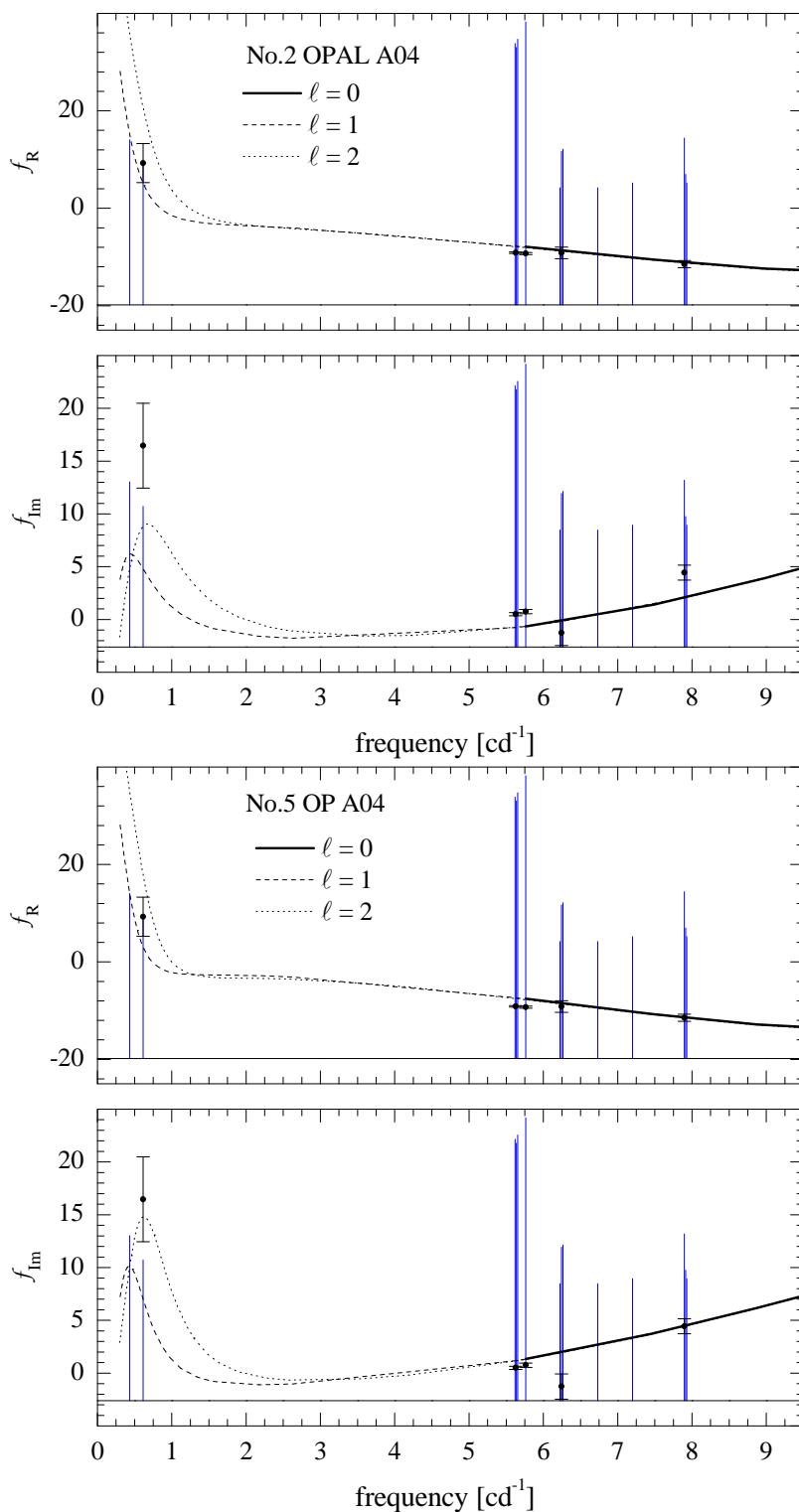
przestrzeliwaniem około $\alpha_{ov} \sim 0.1$. Nowe wyniki astrosejsmologii zespolonej przedstawione przez [Daszyńska-Daszkiewicz and Walczak \(2010\)](#) wykorzystują nowszą mieszankę chemiczną A04. Dopasowując parametr f^* i stopień ℓ do pulsacji ν Eri, autorzy uzyskują jednoznaczne wyniki dla dziewięciu (z czternastu) obserwowanych oscylacji. Do tych oscylacji należą dwie typu SPB: mod dipolowy f_A i mod kwadrupolowy f_B . Porównanie dwóch modeli sejsmicznych (z niniejszej pracy) z empirycznymi wyznaczeniami f^* przedstawione są na rysunku 6.14, dla OPAL A04 (No.2) i OP A04 (No.5). Wnioski na podstawie tych modeli są zgodne z wynikami Daszyńska-Daszkiewicz & Walczak, pomimo że nie uwzględniane jest przestrzeliwanie w niniejszych wynikach. Dopasowanie części rzeczywistej parametru f^* częstotliwości $f_1 = 5.7633 \text{ cd}^{-1}$ jako modu radialnego jest lepsze dla tablic OPAL. Jeśli jednak dodatkowo wziąć pod uwagę część urojoną lepsze dopasowanie uzyskuje się dla tablic OP. Z drugiej strony, dopasowanie tego parametru dla modu grawitacyjnego $f_B = 0.6144 \text{ cd}^{-1}$ wskazuje, że odpowiedniejsze są tablice OP. Wynik ten oparty jest na dopasowaniu f_{\Im} częstotliwości f_B , na przykładzie modeli No.2 i No.5 (dolne panele rysunku 6.14). Tylko wyniki przy użyciu tablic OP odtwarzają część urojoną parametru f^* modu g wysokiego rzędu.

Porównanie empirycznych i teoretycznych f^* dla najlepszego modelu No.11 przedstawione jest na rysunku 6.15. Wszelkie zmiany tylko w obszarze Z-bump powodują zwiększenie rozbieżności pomiędzy teoretyczną i empiryczną wartością części rzeczywistej f_{\Re} i urojonej f_{\Im} , zarówno dla modu p (f_1) i g (f_B). Wzrost κ przy temperaturze $\log T \sim 5.45$, w głębszych warstwach niż maksimum Z-bump ($\log T = 5.3$), lepiej dopasowują wartości f_{\Re} modów typu p i g. Zwiększenie nieprzezroczystości w obszarze DOB poprawia dopasowanie f^* , lecz tylko dla modu radialnego. W przypadku modeli No.11, dla częstotliwości typu β Cep teoretyczne parametry f^* są wyższe od empirycznych. Jedynie dla obserwowanej oscylacji $f_5 = 7.8982 \text{ cd}^{-1}$ empiryczna wartość f^* najlepiej jest dopasowana, jednocześnie f_{\Re} i f_{\Im} . Spośród wszystkich pulsacji, tylko częstotliwość f_B dopasowana jest w granicach błędów 1σ . Na chwilę obecną nie jest to zadowalający wynik, ze względu na rozbieżność parametru f^* powodowaną przez tablice OPAL i OP. Uwzględnienie przestrzeliwania w modelach niniejszej pracy poprawia dokładność dopasowania f^* i wymagane byłyby wartości $\alpha_{ov} > 0.1$.

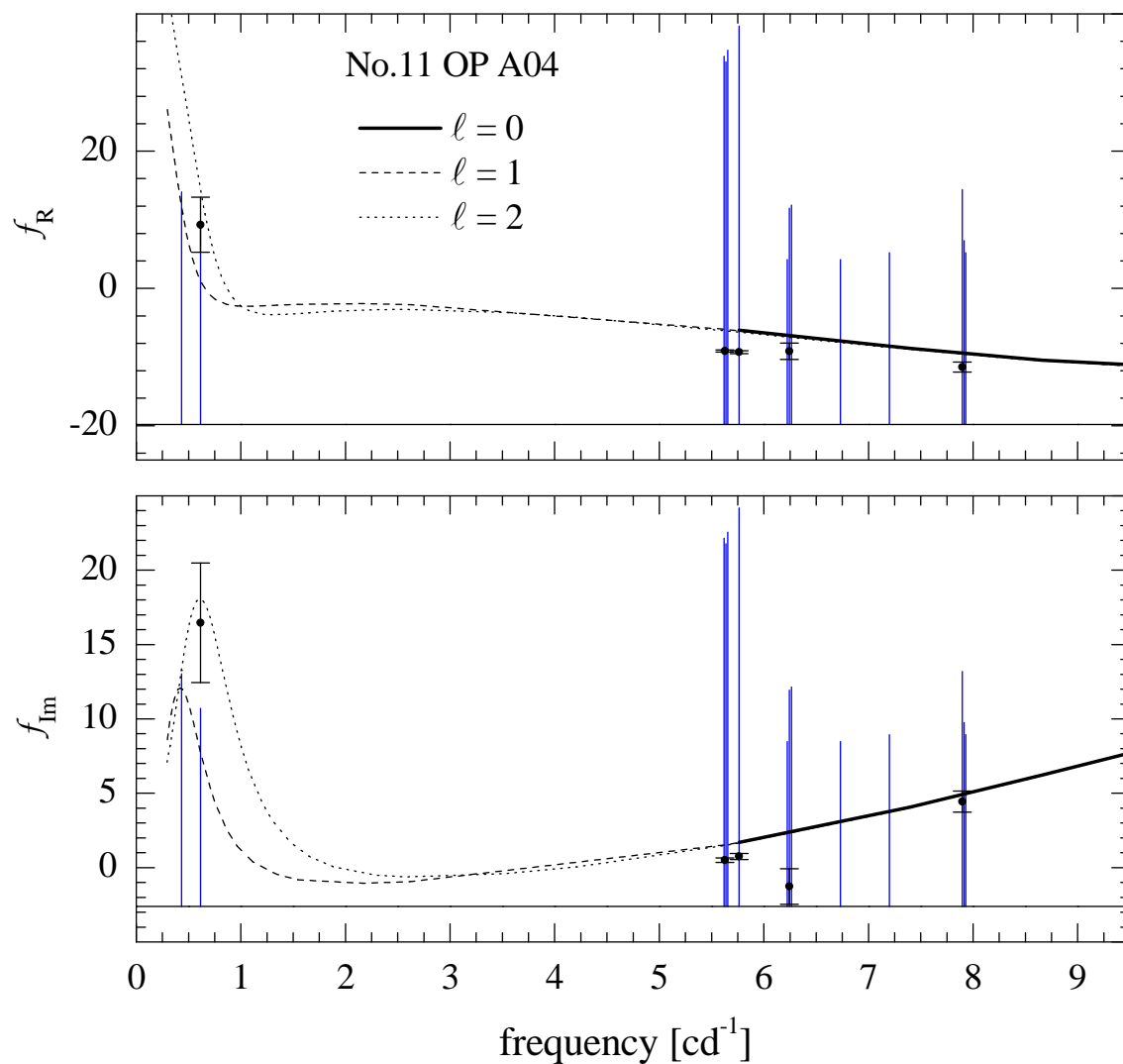
6.4 γ Pegasi

6.4.1 Modele bez zmian nieprzezroczystości

Modele γ Peg opierają się na odtworzeniu trzech obserwowanych częstotliwości, z których dwie są obserwacyjnie zidentyfikowane: $f_1 = 6.58974 \text{ cd}^{-1}$ jako fundamentalny mod radialny ($\ell = 0$ p₁) i $f_5 = 6.01616 \text{ cd}^{-1}$ jako dipolowy grawitacyjny niskiego rzędu ($\ell = 1$



Rysunek 6.14: Wartości teoretyczne parametru f^* modeli ν Eri z użyciem OPAL i OP A04 (No.2 i No.5) dla: $\ell = 0$ (linia ciągła), $\ell = 1$ (linia przerywana) i $\ell = 2$ (linia kropkowana), z wartościami empirycznymi (pełne koła). Na oddzielnych panelach podane są części rzeczywiste f_{\Re} (górny panel) i urojone f_{\Im} (dolny panel). Amplitudy częstotliwości widma oscylacji gwiazdy w skali logarytmicznej.



Rysunek 6.15: Wartości teoretyczne parametru f^* modelu ν Eri z użyciem OP A04 (No.11) dla: $\ell = 0$ (linia ciągła), $\ell = 1$ (linia przerywana) i $\ell = 2$ (linia kropkowana), z wartościami empirycznymi (pełne koła). Na oddzielnych panelach podane są części rzeczywiste $f_{\mathbb{R}}$ (górny panel) i urojone $f_{\mathbb{I}}$ (dolny panel).

g_1). Trzecią dopasowywaną częstotliwością jest $f_7 = 6.9776 \text{ cd}^{-1}$ identyfikowana jest jako mod dipolowy ($\ell = 1 \text{ p}_1$). Identyfikacja dla trzeciej częstotliwości oparta jest na podstawie modelu odtwarzającego jedynie dwie oscylacje f_1 i f_5 (model No.1 w tabeli 6.2). Wybrane trzy częstotliwości posiadają identyczne cechy oscylacji jak w modelach ν Eri. W modelu No.2 częstotliwość f_1 dopasowana jest jako mod $\ell = 0 \text{ p}_2$ (radialny pierwszy owerton), jednakże zakres wzbudzanych oscylacji tego modelu nie odpowiada obserwowanym pulsacjom gwiazdy. Przewidywana masa w skonstruowanym modelu jest znacząco wyższa, około $9.6 M_\odot$. W wyniku tego, zakres niestabilności (dla parametru $\eta \geq 0$) oscylacji typu β Cep ulega przesunięciu ku niższym częstotliwościom, pozostawiając dużą część obserwowanych pulsacji stabilnych ($\eta < 0$). Z tego względu identyfikacja częstotliwości f_1 jako pierwszego owertonu jest odrzucona.

Modele odtwarzające trzy częstotliwości, porównywane są z obserwowaną pozycją gwiazdy według temperatury i jasności (tabela 4.3 na stronie 60) i wyrażoną następującymi wartościami:

$$\log T_{\text{eff}} = 4.3197 \pm 0.0059, \quad \log L/L_\odot = 3.6289 \pm 0.0861. \quad (6.5)$$

Wyznaczenia spektroskopowe Pandey et al. (2011) podają wyższą temperaturę efektywną $\log T_{\text{eff}} = 4.355$, poza błędem 1σ wartości (6.5). Podany przez nich wynik $\log g = 3.73 \pm 0.08$, wyznaczony z modeli atmosfer Kurucz'a, jest znacznie niższy od otrzymanego w niniejszej pracy 3.89 ± 0.04 .

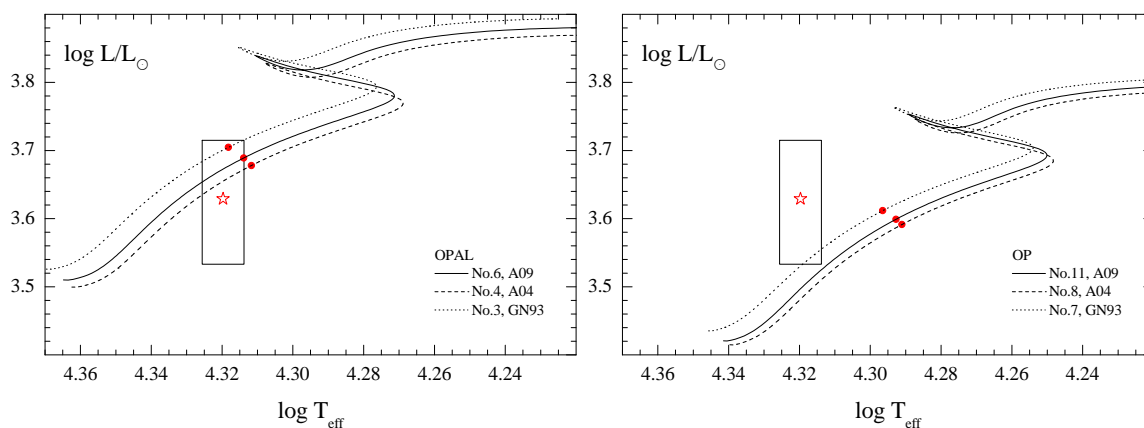
Standardowe modele sejsmiczne, z użyciem tablic OPAL i OP, sugerują identyfikację dla częstotliwości $f_{13} = 9.1092 \text{ cd}^{-1}$ jako mod ($\ell = 1 \text{ p}_2$). Temperatury i jasności modeli OPAL (dla mieszanek chemicznych GN93, A04 i A09) zaznaczone są na diagramie HR marginalnie wewnątrz błędów obserwacyjnych (rysunek 6.16 - lewy panel). Brak jest wzbudzenia dla częstotliwości powyżej $\sim 8 \text{ cd}^{-1}$, jak również dla modów grawitacyjnych wysokiego rzędu ($\leq 1 \text{ cd}^{-1}$). Z drugiej strony, w standardowych modelach OP wzbudzane są niestabilne mody grawitacyjne, dla oscylacji dipolowych i kwadrupolowych, lecz częstotliwości $\gtrsim 7.0 \text{ cd}^{-1}$ są stabilne. Wymagane przez te modele temperatury wypadają poza błąd 1σ na diagramie HR (rysunek 6.16 - prawy panel). Modele mają wysokie metaliczności około 0.025. Na podstawie zbudowanych modeli sejsmicznych znalezione są możliwe identyfikacje dla czterech obserwowanych częstotliwości: $f_{14} = 8.552 \text{ cd}^{-1}$ jako radialny pierwszy owerton ($\ell = 0, \text{p}_2$), $f_{13} = 9.1092 \text{ cd}^{-1}$ jako $\ell = 1 \text{ p}_2$, $f_9 = 6.5150 \text{ cd}^{-1}$ jako mod $\ell = 2 \text{ g}_1$ oraz $f_{10} = 8.1861 \text{ cd}^{-1}$ jako mod $\ell = 2 \text{ p}_1$. W tabeli 6.2 podane są dokładności dopasowania (χ^2), które policzone są dla pięciu częstotliwości: f_1 , f_5 , f_7 , f_{13} oraz f_{14} . Jedynie wyniki OP wykazują duże dokładności dopasowania. Metoda astrosejsmologii zespolonej Walczak and Daszyńska-Daszkiewicz (2010) podaje jednoznacznie identyfikację tylko dla dwóch częstotliwości typu β Cep, f_1 ($\ell = 0$) i f_5 ($\ell = 1$). Z analizy

Tablica 6.2: Zestawienie modeli sejsmicznych gwiazdy γ Peg, zbudowanych na podstawie dopasowanych trzech częstotliwości f_1 , f_5 i f_7 , odpowiednio jako mody $\ell = 0, p_1$, $\ell = 1, g_1$ i $\ell = 1, p_1$. Podane są podstawowe parametry zbudowanych modeli oraz dokładność dopasowania dla pięciu częstotliwości opisywana parametrem χ^2 . Dwie dodatkowe częstotliwości uwzględnione przy χ^2 to f_{13} ($\ell = 1, p_2$) i f_{14} ($\ell = 0, p_2$). Ostatnia kolumna podaje ogólną informację na temat modyfikacji nieprzezroczystości, procentowy wzrost κ oraz obszar, (Z^b - Z bump; DOB - Deep Opacity Bump) bądź innych zmian wprowadzonych w modelach.

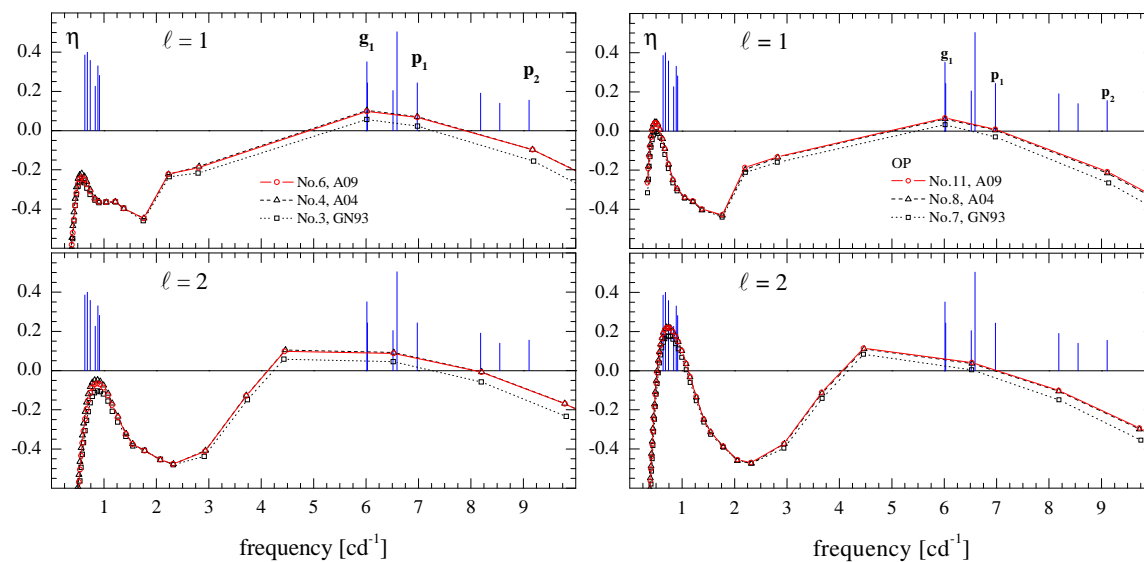
Model	κ	mix.	X	Z	Myrs	M/M_\odot	$\log T_{\text{eff}}$	$\log L/L_\odot$	χ^2	info.
standardowe κ										
No.1	OP	A04	0.70	0.0200	20.677	8.500	4.31102	3.6789	0.004607	f_1 i f_5
No.2	OP	A04	0.70	0.0200	19.131	9.599	4.32050	3.9028	1.110296	f_1 @ 1OV
No.3	OPAL	GN93	0.70	0.0195	19.290	8.490	4.31819	3.7048	0.007905	—
No.4	OPAL	A04	0.70	0.0195	20.030	8.430	4.31171	3.6780	0.004693	—
No.5	OPAL	A04	0.74	0.0189	22.052	8.703	4.30461	3.6589	0.005455	—
No.6	OPAL	A09	0.70	0.0188	19.756	8.491	4.31389	3.6890	0.004611	—
No.7	OP	GN93	0.70	0.0256	21.892	8.209	4.29648	3.6117	0.001125	—
No.8	OP	A04	0.70	0.0250	22.631	8.206	4.29104	3.5914	0.000469	—
No.9	OP	A04	0.74	0.0235	24.808	8.489	4.28609	3.5813	0.000474	—
No.10	OP	A04	0.70	0.0210	24.000	8.075	4.29712	3.6120	0.000343	$\alpha_{ov} = 0.1$, $w = 8.0$
No.11	OP	A09	0.70	0.0243	22.569	8.230	4.29272	3.5991	0.000514	—
zmodyfikowane κ										
No.12	OP	A04	0.70	0.0243	22.411	8.235	4.29171	3.6015	0.009507	50% Z^b
No.13	OP	A04	0.70	0.0190	20.190	8.522	4.31286	3.6859	0.009498	20% DOB
No.14	OP	A04	0.70	0.0196	20.394	8.496	4.30915	3.6772	0.000870	50% Z^b , 16% DOB
No.15	OP	A04	0.74	0.0189	22.578	8.755	4.30195	3.6569	0.000574	50% Z^b , 16% DOB
No.16	OP	A09	0.70	0.0236	22.350	8.259	4.29336	3.6091	0.009931	50% Z^b
No.17	OP	A09	0.70	0.0183	20.097	8.553	4.31493	3.6951	0.010013	20% DOB
No.18	OP	A09	0.70	0.0189	20.243	8.536	4.31149	3.6879	0.000950	50% Z^b , 16% DOB
No.19	OP	A09	0.70	0.0191	20.419	8.482	4.30886	3.6753	0.000029	60% Z^b , 20% DOB
No.20	OP	A09	0.70	0.0230	22.006	8.303	4.29754	3.6207	0.001159	5% DOB

budowanych modeli wyłączona jest częstotliwość $f_{12} = 6.0273 \text{ cd}^{-1}$, która najprawdopodobniej jest modem postępowym ($m = 1$) oscylacji f_5 , wynikiem rotacji $\sim 3 - 6 \text{ kms}^{-1}$ (Handler et al. 2009). Otrzymane modele sejsmiczne z użyciem tablic OPAL i OP dla mieszanek chemicznych GN93, A04 i A09, przedstawione są na rysunku 6.17, odpowiednio lewy i prawy panel. Pomimo braku niestabilności dla najwyższych obserwowanych częstotliwości, widmo oscylacji γ Peg można odtworzyć standardowymi modelami i niskimi stopniami pulsacji ($\ell \leq 2$).

Dla mieszanki A04 policzone są dwa modele dla słonecznej zawartości wodoru ($X = 0.74$), oznaczane jako No.5 (OPAL) i No.9 (OP) w tabeli 6.2. Pozycje tych modeli na

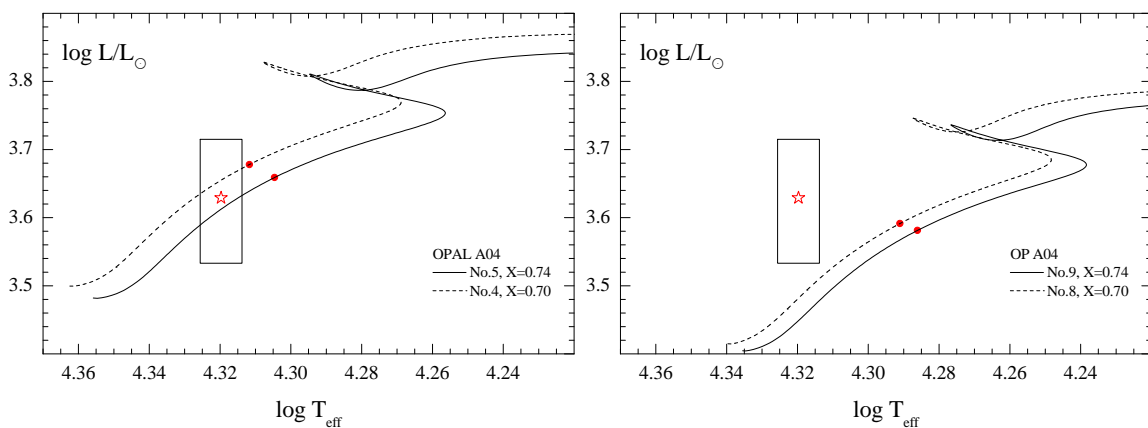


Rysunek 6.16: Położenie standardowych modeli γ Peg (pełne kropki) OPAL (lewy panel) i OP (prawy panel) na diagramie HR dla trzech mieszanek chemicznych GN93, A04 i A09, w porównaniu z błędami obserwacyjnymi.



Rysunek 6.17: Teoretyczne widma oscylacji standardowych modeli sejsmicznych γ Peg dla trzech mieszanek chemicznych (GN93, A04 i A09), policzone z użyciem tablic OPAL (lewy panel) i OP (prawy panel). Linie pionowe demonstrują obserwowane widmo oscylacji w skali logarytmicznej, której nie pokazano.

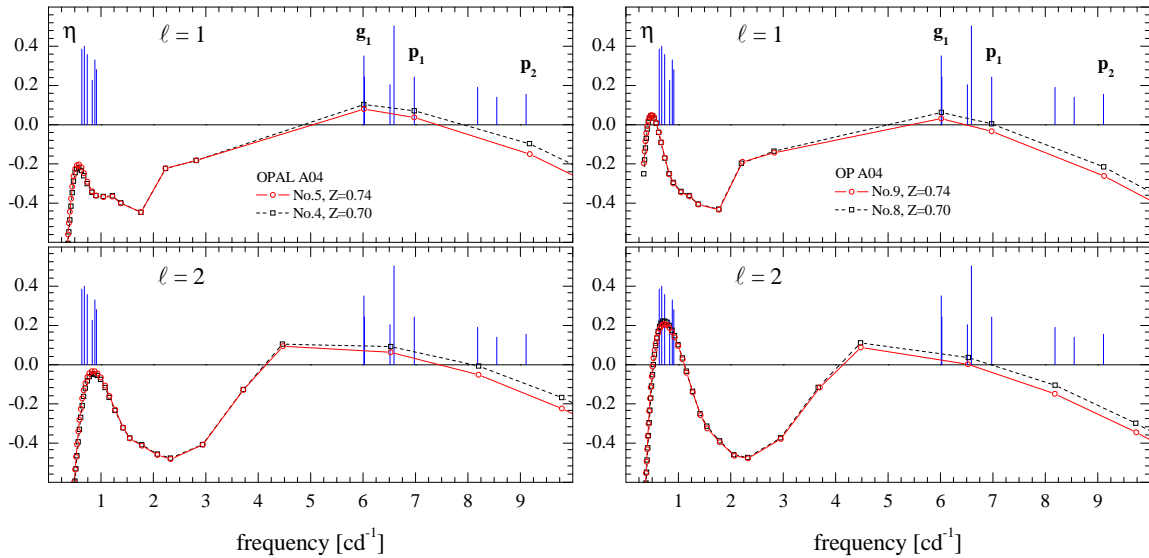
diagramie HR wraz z wynikami dla $X = 0.70$ przedstawione są na rysunku 6.18, odpowiednio dla OPAL (lewy panel) i OP (prawy panel). Wzrost początkowej zawartości wodoru wymaga zwiększenia masy modelu sejsmicznego, lecz jednocześnie obniżenie temperatury efektywnej, jasności i metaliczności. Dla modelu OPAL (No.5), zwiększenie zawartości wodoru X powoduje przesunięcie na HR dalej poza błąd 1σ , jak również dla tablic OP model (No.9) jest bardziej oddalony od obserwowanej pozycji. Zaletami modelu No.9 jest niższa metaliczność ($Z = 0.0235$), jak również brak znaczących zmian w dopasowaniu częstotliwości oscylacji $f_{13} = 9.1092 \text{ cd}^{-1}$ i $f_{14} = 8.552 \text{ cd}^{-1}$ (χ^2 pozostaje niezmienione). Wzrost X w modelach OPAL i OP obniża niestabilność (η) modów p i g niskiego rzędu. Z tego względu w modelu No.9 fundamentalny mod radialny jest marginalnie stabilny. Z drugiej strony, dla modów g wysokiego rzędu $\ell = 1, 2$ obniżenie niestabilności oscylacji jest nieznaczące. Wyniki te nie uwzględniają przestrzeliwania z konwektywnego jądra, które wprowadzone jest przy konstrukcji modelu No.10. Przestrzeliwanie, poprzez formułę 4.1 (strona 38), przyjęte jest dla wartości parametru $\alpha_{ov} = 0.1$ oraz wykładnika $w = 8.0$. Temperatura efektywna modelu ulega zwiększeniu, lecz wciąż poza błędem obserwacyjnym 1σ . Przestrzeliwanie powoduje znaczne obniżenie masy modelu i metaliczności do wartości $Z = 0.021$. Wyliczony parametr χ^2 jest najniższy spośród wszystkich modeli standardowych. Problemem pozostaje jednak brak wzbudzania oscylacji powyżej częstotliwości $\sim 6.6 \text{ cd}^{-1}$.



Rysunek 6.18: Położenie modeli γ Peg (pełne kropki) OPAL (lewy panel) i OP (prawy panel) na diagramie HR, dla niestandardowej zawartości wodoru $X = 0.74$ (linie ciągłe).

6.4.2 Modele ze zmianami nieprzezroczystości

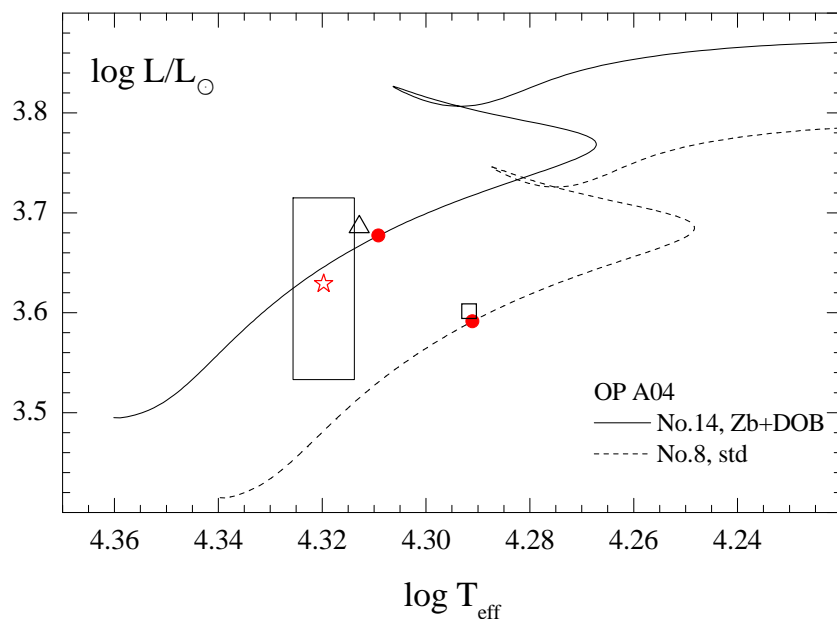
W celu osiągnięcia pełnego obserwowanego zakresu niestabilności dokonywane są zmiany κ w obszarach dwóch garbów nieprzezroczystości: Z-bump i DOB. Parametry zbudowanych modeli podane są w drugiej części tabeli 6.2. Modyfikacje κ wprowadzone są jedynie



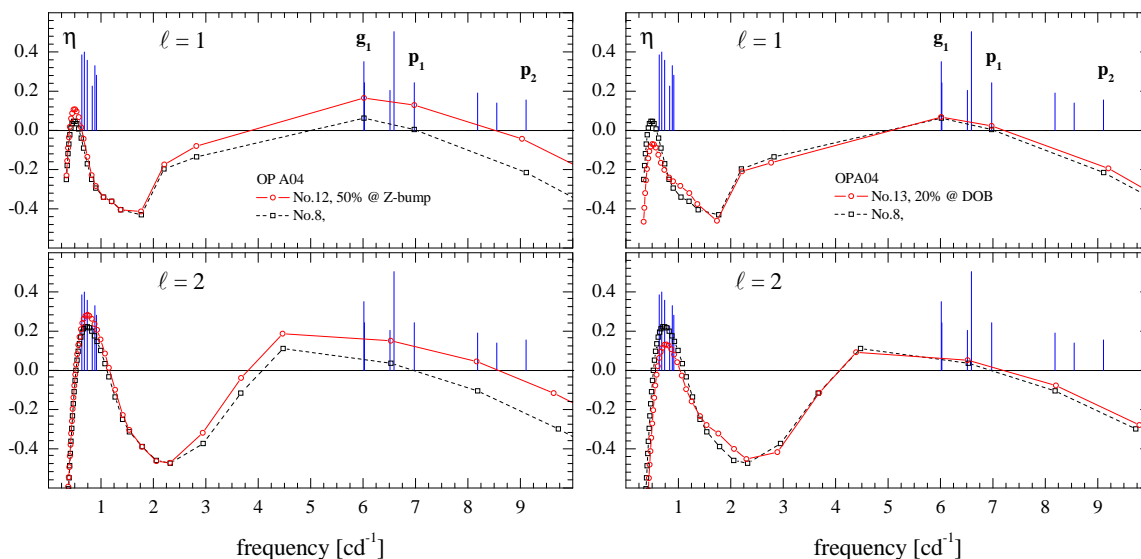
Rysunek 6.19: Teoretyczne widma oscylacji modeli γ Peg policzonych z różnymi początkowymi zawartościami wodoru, $X = 0.70$ (linie przerywane) i $X = 0.74$ (linie ciągłe), otrzymanych z użyciem tablic OPAL (lewy) i OP (prawy) A04.

w modelach liczonych z użyciem tablic OP oraz mieszanek A04 i A09. Zwiększając nieprzezroczystość o 50% w okolicach Z-bump otrzymane są modele No.12 (A04) i No.16 (A09), z maksimum profilu zmian przy temperaturze $\log T = 5.35$ ($a = 15$). Zmiany te wpływają na obniżenie częstotliwości modów $\ell = 0$ p_2 oraz $\ell = 1$ p_2 . Położenie na diagramie HR otrzymanych modeli nie różni się znacząco od pozycji modeli referencyjnych (No.8 i No.11), punkt oznaczony kwadratem na rysunku 6.20. Punkt ten jest pozycją modelu No.12, lecz temperatura i jasność modelu No.16 mają porównywalne wartości. Pomimo dużej modyfikacji, w obszarze napędzania pulsacji (Z-bump), mod dipolowy p_2 pozostaje tylko marginalnie stabilny ($\eta \sim 0$). Model sejsmiczny No.12 przedstawiony jest na lewym panelu rysunku 6.21. Zwężenie profilu garbu Z-bump (z wartości $a = 15$ na $a = 30$) powoduje zmniejszenie częstotliwości modu radialnego p_2 i dipolowego p_2 , o około $0.02 - 0.03$ cd^{-1} . Podobny efekt wprowadza zmiana położenia maksimum profilu, przy przesunięciu ku głębszym warstwom otoczki (z $\log T = 5.35$ na $\log T = 5.40$), obniżając częstotliwości obu modów około 0.02 cd^{-1} . Dodatkowo, ten wzrost nieprzezroczystości powoduje podwyższenie niestabilności oscylacji typu SPB, lecz również jednocześnie obniżenie dla oscylacji typu β Cep.

Przeciwnie do zmian w Z-bump, modyfikacja nieprzezroczystości w garbie DOB podwyższa częstotliwości modów p_2 (radialnego i dipolowego). Skonstruowane modele sejsmiczne to No.13 (A04) i No.17 (A09). Wprowadzony 20-o% wzrost przy temperaturze $\log T = 6.30$, wymaga znaczącej zmiany parametrów fundamentalnych, trójkąt na rysunku 6.20. Na rysunku podana jest pozycja modelu No.13, dla mieszanki A09 model



Rysunek 6.20: Pozycja na diagramie HR modelu γ Peg No.14, ze zmianami κ w obu garbach nieprzezroczystości, 50% w Z-bump i 16% w DOB. Dodatkowo podane są pozycje modelu No.12 (kwadrat) i No.13 (trójkąt), które z modyfikacjami κ , odpowiednio 50% w Z-bump i 20% w DOB.



Rysunek 6.21: Teoretyczne widma oscylacji modeli γ Peg, otrzymane przy zwiększeniu nieprzezroczystości 50% w Z-bump (lewy panel, No.12) oraz 20% w DOB (prawy panel, No.13).

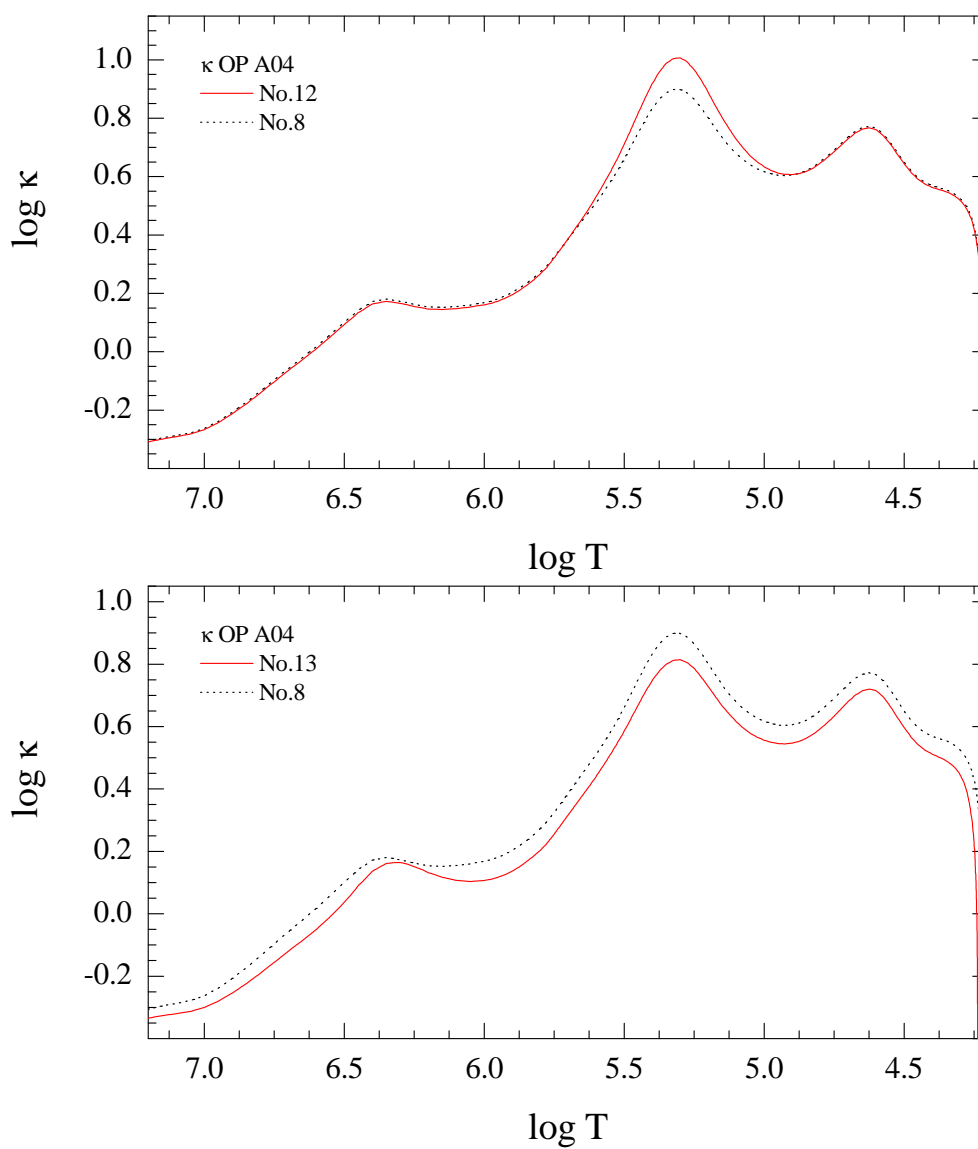
No.17 ma nieco wyższą temperaturę (o $\log T_{\text{eff}} \sim 0.002$) i jasność (o $\log L \sim 0.01$). Metaliczności modeli przyjmują wartości poniżej 0.02, podobnie jak dla modeli standardowych z użyciem tablic OPAL. Otrzymany model sejsmiczny ze zmianami w DOB znajduje się prawie wewnątrz błędu obserwacyjnego 1σ . Zmiany κ w DOB mają niewielki wpływ na wzrost niestabilności częstotliwości modów akustycznych (rysunek 6.21 - prawy panel), lecz znacząco obniżają dla modów grawitacyjnych wysokiego rzędu. Przebieg nieprzezroczystości wewnątrz otoczki modeli ze zmianami κ w Z-bump (No.12) i DOB (No.13) przedstawiony jest na rysunku 6.22, odpowiednio górny i dolny panel. Łącząc efekty modyfikacji κ w obu garbach, dobrane są odpowiednie ich wartości dla dopasowania częstotliwości $f_{13} = 9.1092 \text{ cd}^{-1}$ jako modu dipolowego p_2 , rysunek 6.23 (No.14 dla mieszanki A04). Zakładając identyczne zmiany w obu garbach nieprzezroczystości: 50% wzrostu w Z-bump ($\log T = 5.35$, $a = 15$) i wzrost o 16% w garbie DOB ($\log T = 6.30$, $a = 30$), skonstruowany jest model No.15 dla początkowej zawartości wodoru $X = 0.74$. Model ten lepiej dopasowuje pięć obserwowanych częstotliwości, niższe $\chi^2 = 0.00057$ w porównaniu z modelem No.14 ($\chi^2 = 0.00087$). Jak w przypadku modeli standardowych wyższa zawartość wodoru powoduje obniżenie niestabilności (η), przez co dwie ostatnie częstotliwości w widmie pulsacji gwiazdy są stabilne. Częstotliwość radialnego owertonu zmienia się nieznacznie przy wprowadzanych zmianach nieprzezroczystości i wciąż o niższej wartości od obserwowanej $f_{14} = 8.552 \text{ cd}^{-1}$, o około $0.02 - 0.03 \text{ cd}^{-1}$.

Modyfikacje w garbie Z-bump nie wpływają bardzo znacząco na globalne parametry (płytkie warstwy otoczki), ale mają duży wpływ na niestabilność modów oscylacji. Natomiast zmiany w garbie DOB wpływają znacząco na parametry globalne (głębokie warstwy otoczki), lecz mniejszy efekt na niestabilność modów. Wykorzystując przeciwne działanie tych warstw otoczki na częstotliwości oscylacji rozważanych modów, pozwoliło nam na skonstruowanie modelu dobrze odtwarzającego prawie wszystkie obserwowane pulsacje typu β Cep dla gwiazdy γ Peg.

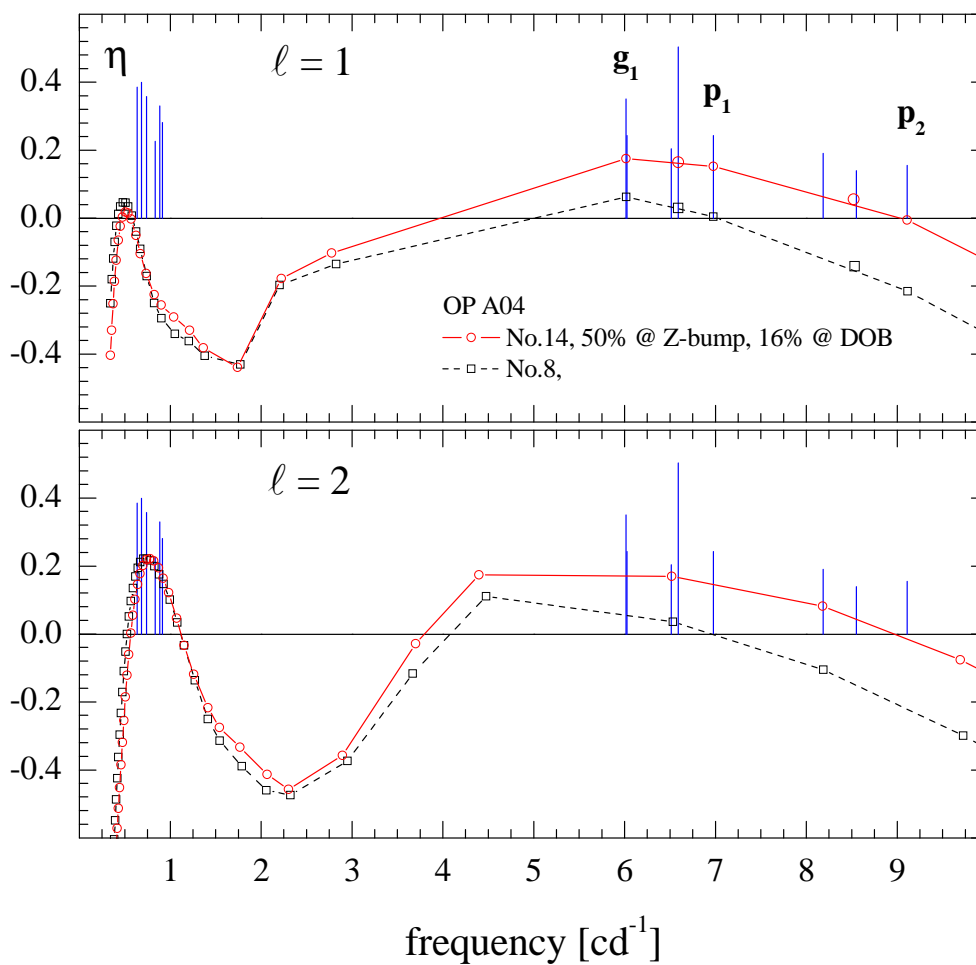
6.5 Najlepszy model γ Peg

6.5.1 Model z jednorodną rotacją

Modele z mieszanką A09, w których wprowadzone są modyfikacje nieprzezroczystości, to: No.16 - wzrost o 50% w Z-bump, No.17 - wzrost o 20% w DOB i No.18 - jednocześnie w obu garbach 50% (Z-bump) i 16% (DOB). Przy tych zmianach tylko częstotliwość modu $\ell = 0$ p_2 pozostaje najgorzej dopasowana, z wartością 8.549 cd^{-1} . W celu uzyskania lepszego dopasowania modu $\ell = 0$ p_2 skonstruowany jest model No.19, przy założeniu 60-o% wzrostu w obszarze Z-bump ($\log T = 5.36$, $a = 20$) oraz 20-o% wzrostu w obszarze DOB ($\log T = 6.40$, $a = 30$) (rysunek 6.24). Parametr dokładności dla pięciu obserwowanych

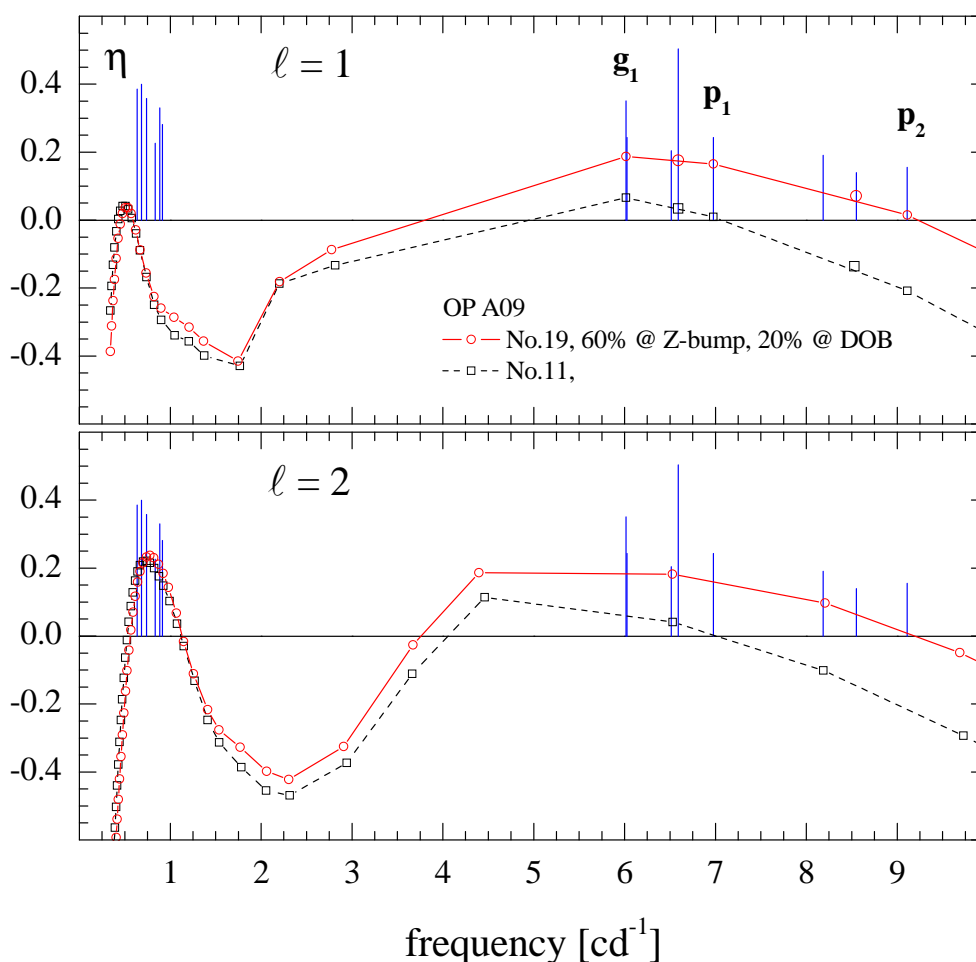


Rysunek 6.22: Przebieg zmian $\log \kappa$ w modelach sejsmicznych γ Peg: zwiększenie nieprze-zroczystości o 50% w Z-bump (górny panel, No.12) oraz o 20% w DOB (dolny panel, No.13).

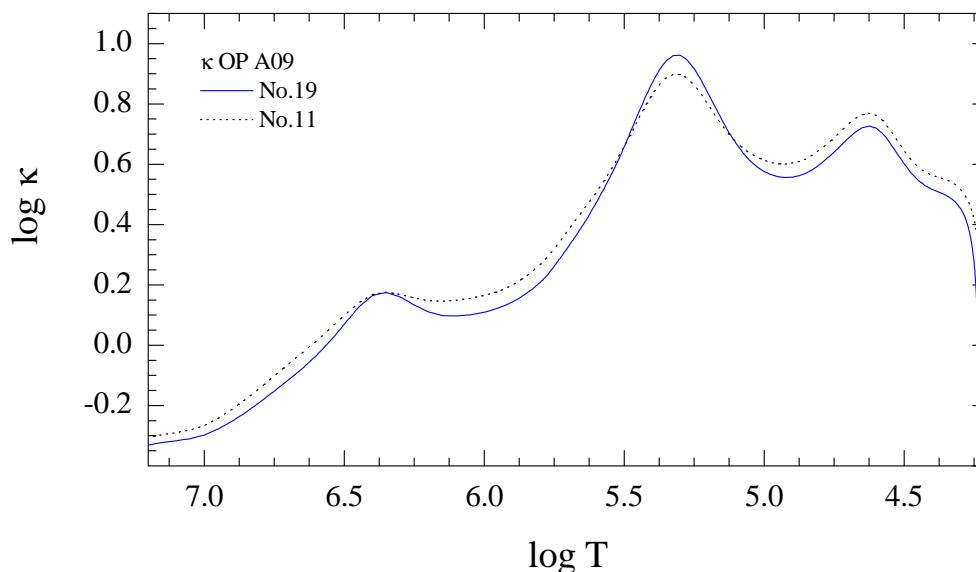


Rysunek 6.23: Teoretyczne widmo oscylacji modelu γ Peg z użyciem tablic OP A04 (No.14 - linie ciągłe), uwzględniającego zwiększenie κ w obu garbach nieprzezroczystości: o 50% w Z-bump i o 16% w DOB.

częstotliwości: f_1 i f_{14} jako radialne p_1 i p_2 oraz f_5 , f_7 i f_{13} jako mody dipolowe g_1 , p_1 i p_2 , wynosi $\chi^2 = 2.9 \cdot 10^{-5}$. Uwzględniając dodatkowo dopasowanie dla dwóch częstotliwości $f_9 = 6.515 \text{ cd}^{-1}$ i $f_{10} = 8.186 \text{ cd}^{-1}$ jako modów $\ell = 2$ ($\chi^2 = 0.00092$), otrzymany model najlepiej odtwarza obserwowane pulsacje typu β Cep w gwiazdzie γ Peg. Przebieg zmian nieprzezroczystości wewnątrz otoczki przedstawiony jest na rysunku 6.25. W porównaniu ze standardem A09 (No.11), prawie wzdłuż całej otoczki wartości $\log \kappa$ modelu No.19 są niższe. Spowodowane jest to głównie znacznym obniżeniem metaliczności z $Z = 0.0243$ do wartości 0.0191. Modyfikacje κ pozwalają na bardzo dobre dopasowanie siedmiu częstotliwości pulsacji i ich niestabilności oraz uzyskanie lepszej zgodności z obserwowaną pozycją na diagramie HR. Drugi wynik zawdzięczany jest głównie zmianą w głębokich warstwach otoczki przy garbie DOB.



Rysunek 6.24: Teoretyczne widmo oscylacji najlepszego modelu sejsmicznego (No.19) dla γ Peg, zbudowanego z użyciem tablic OP A09 i zmian nieprzezroczystości: 60% w garbie Z-bump oraz 20% w DOB.



Rysunek 6.25: Zmiany $\log \kappa$ w najlepszym modelu sejsmicznym (No.19) dla γ Peg, zbudowanym przy użyciu tablic OP A09. Wprowadzone zmiany nieprzezroczystości: 60% w garbie Z-bump oraz 20% w DOB.

Podana identyfikacja dla kilku modów g wysokiego rzędu przez [Walczak and Daszyńska-Daszkiewicz \(2010\)](#) to: $f_2 = 0.636 \text{ cd}^{-1}$ jako $\ell = 2$, $f_3 = 0.682 \text{ cd}^{-1}$ jako $\ell = 1$, $f_4 = 0.739$, $f_6 = 0.886$ i $f_8 = 0.914 \text{ cd}^{-1}$ jako mody $\ell = 2$, oraz $f_{11} = 0.835 \text{ cd}^{-1}$ jako $\ell = 1$. Identyfikacja niektórych modów g jako $\ell = 1$ jest problematyczna, ponieważ brak niestabilnych modów dipolowych w modelach w tej fazie ewolucji na ciągu głównym i w obserwowanym zakresie częstotliwości. W najlepszym modelu (No.19) uwzględniona jest jednorodna rotacja $v_{rot} = 3 \text{ kms}^{-1}$. Wartość ta szacowana jest przez [Handler et al. \(2009\)](#) jako dolna granica, choć [Pandey et al. \(2011\)](#) podają nieco wyższą wartość $v_{rot} = 6 \pm 1 \text{ kms}^{-1}$. Porównanie widma oscylacji γ Peg z obliczeniami teoretycznymi (tylko dla modów niestabilnych) przedstawione jest na rysunku 6.26. Pionowe linie z oznaczeniami od f_1 do f_{14} są obserwowanymi częstotliwościami typu SPB (górny panel) i β Cep (dolny panel). Dwa niestabilne mody radialne zaznaczone są grubymi ciągłymi kreskami o amplitudzie 0.5, mody dipolowe ciągłymi kreskami o amplitudzie 0.1 i mody kwadrupolowe przerywanymi kreskami o amplitudzie 0.06. Podane multiplety oscylacji są przewidywanymi w modelu rozszczepieniami nieradialnych częstotliwości. Dodatkowo na rysunku nałożone są oscylacje wykryte przy analizie programami `Period04` i `ZUZA` w poprzednim rozdziale (rysunek 5.26, strona 118) i zaznaczone grubymi przerywanymi kreskami o amplitudzie 1.0. Zaznaczone oscylacje to częstotliwości: ~ 0.68 , ~ 0.876 , ~ 0.901 , ~ 0.91 , ~ 6.03 , ~ 6.95 i $\sim 9.12 \text{ cd}^{-1}$. Trzy niskie częstotliwości po dokładniejszej analizie rozszczepień modów oscylacji, można przypisać obserwowanym pulsacjom jako centralne piki ($m = 0$):

- $\sim 0.683 \text{ cd}^{-1}$ jako $f_3 = 0.682 \text{ cd}^{-1}$;
- $\sim 0.876 \text{ cd}^{-1}$ jako $f_6 = 0.886 \text{ cd}^{-1}$;
- $\sim 0.91 \text{ cd}^{-1}$ jako $f_8 = 0.914 \text{ cd}^{-1}$;

Dla częstotliwości $\sim 0.901 \text{ cd}^{-1}$ występuje duża rozbieżność wartości w porównaniu do f_8 . Jednakże, oscylację tę można zidentyfikować ze składnikiem rozszczepionym rotacyjnie, jako jedna z dwóch możliwości:

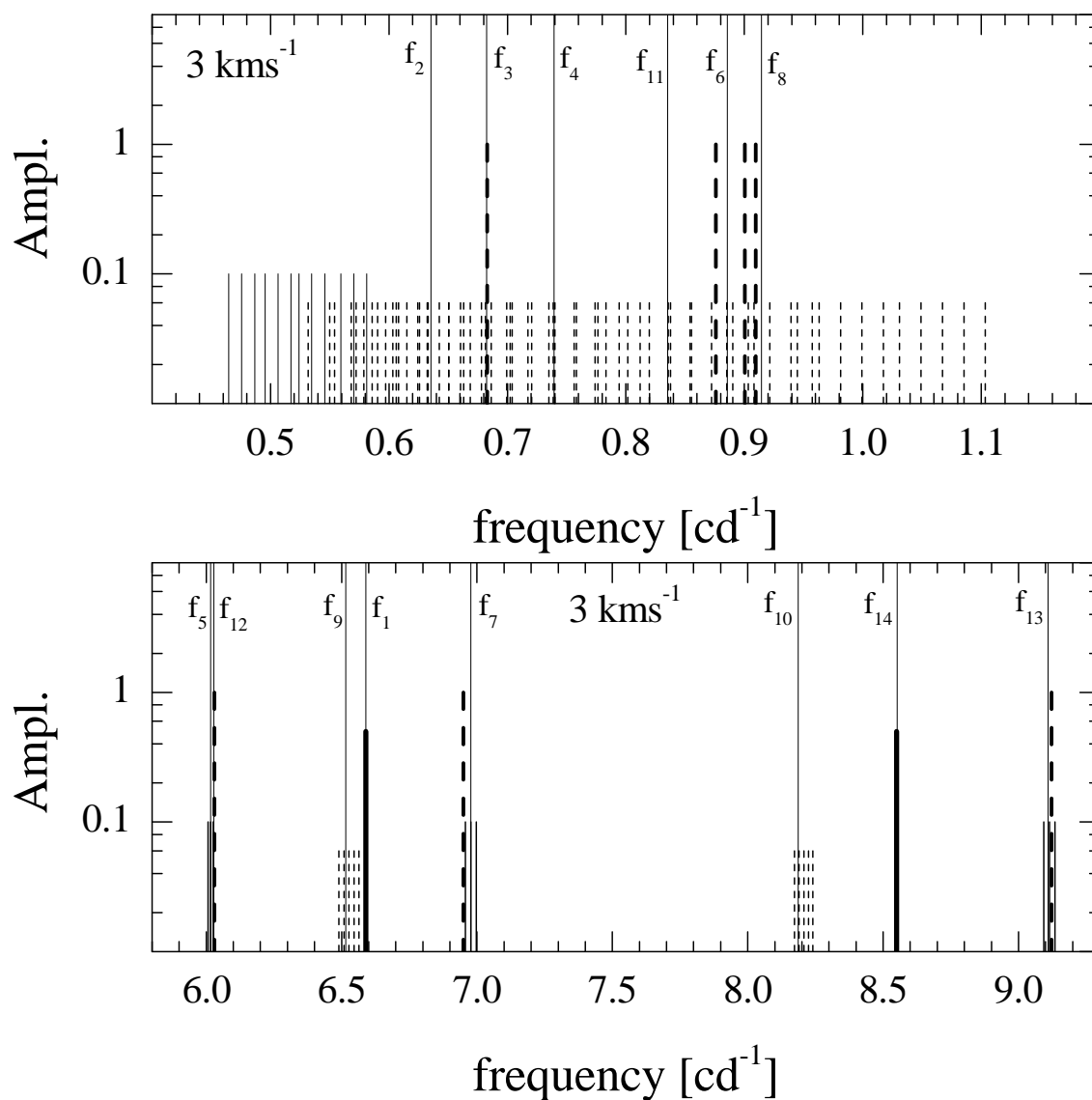
- 0.9082 cd^{-1} jako $[g_{15}, m = 2]$,
- 0.9033 cd^{-1} jako $[g_{14}, m = -1]$.

Spośród oscylacji o wysokich częstotliwościach tylko $\sim 6.03 \text{ cd}^{-1}$ i $\sim 9.12 \text{ cd}^{-1}$ można przypisać znanym oscylacjom, odpowiednio $f_{12} = 6.0273 \text{ cd}^{-1}$ i $f_{13} = 9.1092 \text{ cd}^{-1}$. Z kolei, wykryta częstotliwość $\sim 6.95 \text{ cd}^{-1}$ jest znacząco niższa od znanej $f_7 = 6.9776 \text{ cd}^{-1}$, jako mod $\ell = 1$ p₁. Analiza rozszczepień częstotliwości modu pokazuje, że oscylację około 6.95 cd^{-1} można zidentyfikować jako składnik $m = -1$ modu dipolowego p₁.

Jeśli znalezione oscylacje zostałyby potwierdzone, liczba obserwowanych oscylacji w widmie γ Peg wzrosłaby. Wówczas, znane byłyby dwie dipolowe pulsacje ze składnikami rozszczepionymi rotacyjnie, co pozwala na lepsze oszacowania struktury wewnętrznej gwiazdy, podobnie jak dla gwiazd hybrydowych 12 Lac i ν Eri w pracy [Dziembowski and Pamyatnykh \(2008\)](#).

6.5.2 Astrosejsmologia zespolona

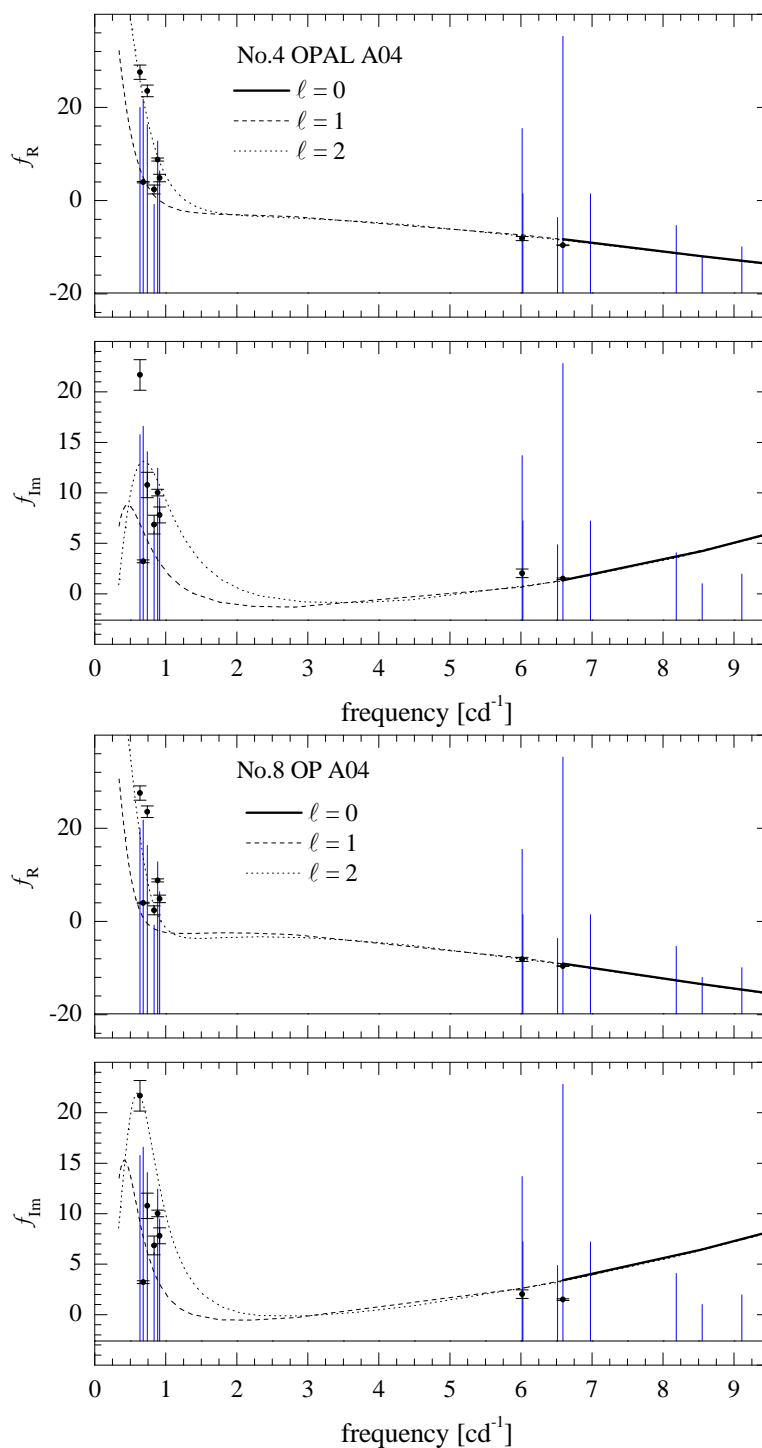
Modyfikacja nieprzezroczystości w garbach Z-bump i DOB modeli OP pozwala bardzo dobrze dopasować wszystkie oscylacje typu β Cep oraz obserwowany zakres wzbudzanych pulsacji (mody p i g). Głównie ze względu na wzrost κ w DOB, pozycja modelu na diagramie HR jest zgodna z obserwowaną. Jednakże, w tych najlepszych modelach nie ma zgodności pomiędzy teoretycznymi i empirycznymi wartościami zespolonego parametru f^* . Dla przypomnienia, parametr ten jest stosunkiem amplitud zmian perturbacji strumienia i promienia. Jak pokazują wyniki [Daszyńska-Daszkiewicz and Walczak \(2010\)](#) oraz wcześniejsze [Daszyńska-Daszkiewicz et al. \(2005\)](#) dla ν Eri, parametr f^* dla gwiazd tego typu, jest bardzo czuły na zawartość pierwiastków ciężkich i tablic nieprzezroczystości. Poszukiwania odpowiedniego modelu przez [Walczak and Daszyńska-Daszkiewicz \(2010\)](#) dla γ Peg nie powiodły się, ponieważ nie znaleziono modelu dopasowującego jednocześnie wartości parametru f^* dwóch obserwowanych częstotliwości $f_1 = 6.5897 \text{ cd}^{-1}$ i $f_5 = 6.0162 \text{ cd}^{-1}$. Dodatkowo, nie powiodło się dopasowanie empirycznych wartości f^* dla któregośkolwiek z modów g wysokiego rzędu. Na rysunku [6.27](#) przedstawione są



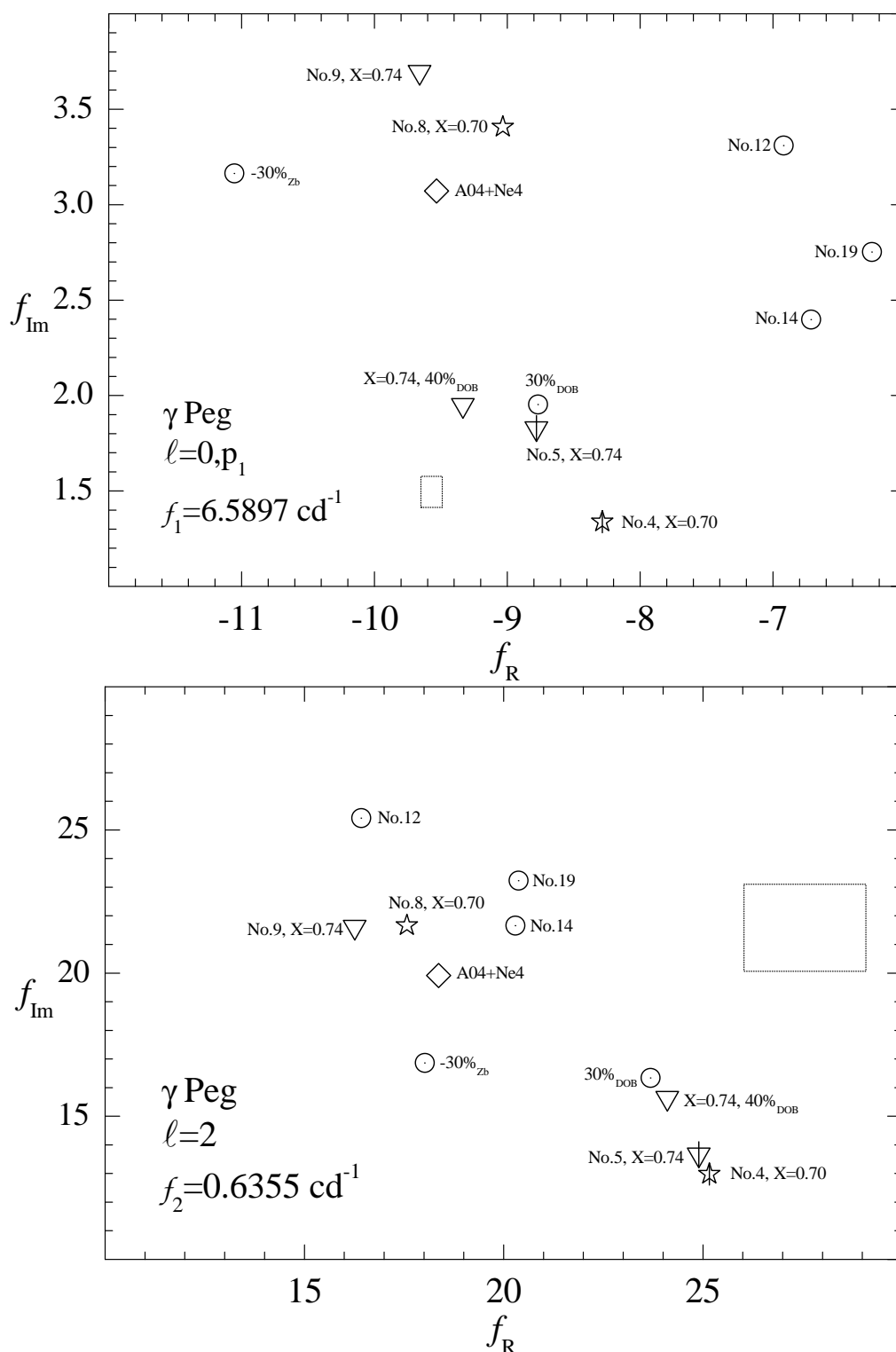
Rysunek 6.26: Obserwowane widmo oscylacji oznaczone $f_1 - f_{14}$ (pionowe linie) i porównane ze niestabilnymi modami oscylacji modelu No.19, przy założeniu prędkości rotacji 3 kms^{-1} . Teoretyczne oscylacje zaznaczone są schematycznie dla modów radialnych (grube linie), dipolowych (linie ciągłe) i kwadrupolowych (linie przerywane). Oddzielnie podane są wyniki dla modów grawitacyjnych wysokiego rzędu (górny panel) i dla modów grawitacyjnych i akustycznych niskiego rzędu (dolny panel). Dodatkowo, wykreślone są wybrane oscylacje wykryte przy analizie danych spektroskopowych z teleskopu PST (grube linie przerywane), kodami Period04 i ZUZA.

zmiany części rzeczywistej (f_{\Re}) i urojonej (f_{\Im}) parametru f^* , w funkcji częstotliwości dla dwóch modeli standardowych OPAL A04 (No.4) i OP A04 (No.8). Empiryczne wartości oparte są na wyznaczeniach J. Daszyńskiej-Daszkiewicz i P. Walczaka. Na przykładzie tych dwóch modeli widać, że jeśli uwzględniane jest dopasowanie parametru f^* (części rzeczywistej i urojonej) dla dominującej częstotliwości typu β Cep, preferowane są tablice OPAL. Jednakże, lepsze dopasowanie wartości tego parametru (szczególnie części f_{\Im}) dla modów typu SPB osiągnane jest z użyciem tablic OP. Podobny wniosek uzyskany jest dla ν Eri.

Każdy wzrost nieprzezroczystości w obszarze Z-bump powoduje zwiększanie różnicy pomiędzy empirycznymi a teoretycznymi wartościami f_{\Re} i f_{\Im} . Przedstawić to można na przykładzie modelu No.12 (50% wzrost κ przy $\log T = 5.35$) w porównaniu do modelu standardowego No.8, na rysunku 6.28, dla dwóch modów oscylacji $f_1 = 6.5897 \text{ cd}^{-1}$ jako $\ell = 0$ p₁ (górny panel) oraz $f_2 = 0.6355 \text{ cd}^{-1}$ jako $\ell = 2$ mod g wysokiego rzędu (dolny panel). Jak można się spodziewać zmniejszenie κ powoduje przybliżenie ku wartościom empirycznym, na przykładzie modelu z 30-o% obniżeniem nieprzezroczystości w Z-bump (oznaczony na rysunku jako $-30\%_{Zb}$). Jednakże, jest możliwość dopasowania parametru f^* wykorzystując modyfikację wokół DOB, na przykładzie modelu z 30-o% wzrostem κ (oznaczonym $30\%_{DOB}$). Spośród wszystkich wyników dla tablic OP, jest to jeden z modeli najlepiej dopasowujący urojoną część parametru (f_{\Im}), która jest źródłem największych rozbieżności dla modu radialnego p₁. Wpływ zwiększenia neonu czterokrotnie w składzie A04 (model ozn. A04+Ne4 - romb) również nie przedstawia rozwiązania dla osiągnięcia lepszej zgodności, choć w prawidłowym kierunku dla lepszego dopasowania f^* . Całkowicie odwrotny efekt ma wzrost zawartości niklu, lokując model na płaszczyźnie (f_{\Re} , f_{\Im}) najdalej ze wszystkich modeli od podanego obszaru błędu (nie zaznaczony). Wnioskować można, że jedynie zmniejszenie obfitości tego pierwiastka (bądź żelaza) w mieszanke A04 (bądź A09) może poprawić zgodność między wynikami teoretycznymi i empirycznymi. Najlepsze dopasowanie f^* dla obu obserwowanych częstotliwości (f_1 i f_2) osiągnięte jest przy założeniu w przybliżeniu słonecznej zawartości $X = 0.74$ i zwiększeniu nieprzezroczystości w DOB o 40% (model ozn. $X=0.74$, $40\%_{DOB}$ - odwrócony trójkąt). Wartości parametru zespolonego zbliżone są wówczas do wyników otrzymywanych w modelach OPAL. Jednakże, pomimo sukcesu w odtworzeniu empirycznych wartości f^* , model ten nie wzbudza większości obserwowanych pulsacji typu β Cep. Znaczne obniżenie niestabilności powoduje, że nawet fundamentalny mod radialny jest marginalnie niestabilny. Obszar pulsacji modów g wysokiego rzędu pozostaje niestabilny tylko dla kwadrupolowych oscylacji, z parametrami modelu $\log T_{\text{eff}} = 4.323$ $\log L = 3.742$. Z powodu dużych zmian w DOB, na diagramie HR jasność modelu wypada poza błąd 1σ . Przewidywana dla takiego modelu sejsmicznego masa jest znacznie większa ($9.084 M_{\odot}$) i o znacząco niższej metaliczności $Z = 0.0144$, zbliżonej do słonecznej (Asplund et al. 2009).



Rysunek 6.27: Przebieg teoretycznych wartości f^* modeli γ Peg (No.4 i No.8) dla trzech stopni $\ell = 0$ (ciągła gruba linia) $\ell = 1$ (linia przerywana) $\ell = 2$ (linia kropkowana), w porównaniu z empirycznymi wyznaczeniami parametru zespolonego (kropki). Na oddzielnych panelach podane wyniki dla części rzeczywistej $f_{\mathcal{R}}$ (górny panel) i urojonej $f_{\mathcal{I}m}$ (dolny panel). Amplitudy częstotliwości podane w skali logarytmicznej.



Rysunek 6.28: Teoretyczne przewidywania dla f_R i f_{Im} modeli sejsmicznych γ Peg w porównaniu z empirycznymi wartościami, wyznaczonymi dla dwóch częstotliwości: $f_1 = 6.5897 \text{ cd}^{-1}$ jako radialny p_1 (górny panel) i $f_2 = 0.6355 \text{ cd}^{-1}$ jako kwadrupolowy mod g (dolny panel). Dwa standardowe modele OPAL zaznaczone są przekreślonymi symbolami dla $X = 0.70$ i $X = 0.74$. Empiryczne wartości i błędy podane w formie prostokątnych obszarów, dzięki uprzejmości J.Daszyńskiej-Daszkiewicz i P.Walczaka. Wyjaśnienie użytych oznaczeń w tekście.

Dla uzyskania najlepszego dopasowania f^* wymagana jest niska metaliczność (Z) modeli sejsmicznych, co zgodne jest z wynikiem obserwacyjnym $Z \sim 0.01$ (Morel et al. 2006). W porównaniu do składu A04, uzyskany skład chemiczny γ Peg wskazuje na znaczne obniżenie obfitości pierwiastków C, N, O, odpowiednio o 0.19, 0.20 i 0.23 dex. A zatem zmniejszając ich zawartość około 1.5-krotnie, podobnie jak dla żelaza (-0.20 dex). Jeśli dopasować częstotliwości i uzyskać niestabilność dla wszystkich obserwowanych pulsacji, wówczas brak jest zgodności parametru f^* . Z drugiej strony, jeśli uzyskać dopasowanie f^* poprzez modyfikację κ w DOB i zawartość X , niestabilność teoretycznych pulsacji typu β Cep i SPB ulega znacznemu obniżeniu.

6.5.3 Dyskusja wyników

Przedstawione wyniki modelowania sejsmicznego γ Peg wskazują na istnienie problemów ze wzbudzeniem modów oscylacji odpowiadających obserwowanym pulsacjom. Dodatkowo, dopasowanie zespolonego parametru f^* wymaga znacznych zmian w obszarze garbu nieprzezroczystości DOB. Wykorzystanie różnych mieszanek chemicznych przy modelowaniu nie ma większego wpływu na dopasowanie f^* . Prawdopodobnie dokładniejsza analiza wpływu indywidualnych pierwiastków grupy żelaza na ten parametr wskazałaby możliwe rozwiązanie problemu. Proponowane zmiany nieprzezroczystości są znacznie większe niż przewidywana dokładność tablic OP, która wynosi około kilka procent (Badnell et al. 2005). Daszyńska-Daszkiewicz and Walczak (2010) wskazują, że najlepszym rozwiązaniem dopasowania f^* dla ν Eri są nieprzezroczystości pomiędzy tablicami OPAL i OP. Wzrost κ związany z pojawieniem się nowych tablic OP i dokładniejszym oszacowaniem składu chemicznego Słońca, powoduje większą rozbieżność pomiędzy wynikami teoretycznymi i empirycznymi. Dla wyjaśnienia obserwowanych pulsacji w gwiazdach hybrydowych typu B potrzebna jest jeszcze większa nieprzezroczystość. I jest to problem nie tylko gwiazd hybrydowych. Mieszanki pierwiastków A04 lub A09, powodują niezgodność modelu standardowego Słońca z wynikami heliosejsmicznymi dla profilu prędkości dźwięku we wnętrzu. Christensen-Dalsgaard et al. (2009) sugerują, że zmiany nieprzezroczystości około 30% na dnie strefy konwekcyjnej polepszą zgodność modeli i obserwacji. Zmiany κ wykorzystuje także Yildiz (2011) w celu otrzymania lepszej zgodności dla modeli gwiazd typu słonecznego, α Cen A i B. Autor wskazuje, że zwiększenie nieprzezroczystości przy $\log T = 6.5$ o 7% (α Cen A) i 22% (α Cen B), polepsza zgodność z obserwacjami. Zmiany te wprowadzane są w obszarze, gdzie jonizacja ciśnieniowa jest bardziej efektywna w gwiazdach o niższych masach. Zwiększenie nieprzezroczystości rzędu kilkudziesięciu procent wykorzystali również Salmon et al. (2012) dla gwiazd typu B w obu obłokach Magellana. Wyniki ze standardowymi tablicami OPAL i OP nie są w stanie wytłumaczyć obserwowane pulsacje w Obłokach Magellana o małej metaliczności, $Z = 0.0027$ dla Małego Obłoku i 0.0046 dla

Dużego Obłoku Magellana. Wzbudzenie pulsacji dla tak niskiej metaliczności uzyskują dopiero dla wzrostu κ o ponad 50% dla temperatur większych niż maksimum Z-bump. Z badanym obszarem Z-bump, związany jest także wpływ pierwiastka niklu na całkowitą nieprzezroczystość materii. Znaczenie tego pierwiastka jest tym większe, że w tablicach OP nieprzezroczystości monochromatyczne niklu wyznaczone są z ekstrapolacji wyników dla żelaza. Otrzymanie dokładniejszych nieprzezroczystości dla niklu jest ostatnio celem doświadczeń laboratoryjnych, między innymi [Turck-Chièze et al. \(2011\)](#). Wstępne wyniki wskazują, że wkład Ni na nieprzezroczystość wynosi około 30-u%. Podobna różnica w wartościach nieprzezroczystości występuje pomiędzy tablicami OPAL GN93 i OP A04, w modelach gwiazd hybrydowych

6.6 ι Herculis

Modele sejsmiczne ι Her nie opierają się na dopasowaniu obserwowanych częstotliwości jako konkretnego modu oscylacji. Za podstawowe widmo oscylacji gwiazdy przyjęte są cztery oscylacje ([Chapellier et al. 2000](#)): $f_1 = 0.287 \text{ cd}^{-1}$, $f_2 = 0.43 \text{ cd}^{-1}$, $f_3 = 0.766 \text{ cd}^{-1}$ i $f_4 = 0.248 \text{ cd}^{-1}$. Autorzy wskazują, że trzy ostatnie częstotliwości nie są w pełni rozstrzygającymi wynikami. Dodatkowo, pod uwagę wzięte są trzy częstotliwości $\sim 0.77 \text{ cd}^{-1}$ oraz jedna $\sim 0.468 \text{ cd}^{-1}$, wykryte w analizie krzywych prędkości radialnych, programami `Period04` i `ZUZA` (poprzedni rozdział, strona 123). Poniżej przedstawione wyniki mają na celu zbadanie modeli ewolucyjnych odtwarzających niestabilności w obszarze modów grawitacyjnych wysokiego rzędu, jak również pod względem pulsacji hybrydowych typu β Cep/SPB. Pozycje otrzymanych modeli są porównywane na diagramie HR z obserwowanymi danymi (tabela 4.4 na stronie 68):

$$\log T_{\text{eff}} = 4.2535 \pm 0.0035, \quad \log L/L_{\odot} = 3.4878 \pm 0.0741, \quad (6.6)$$

6.6.1 Modele OPAL i OP A09

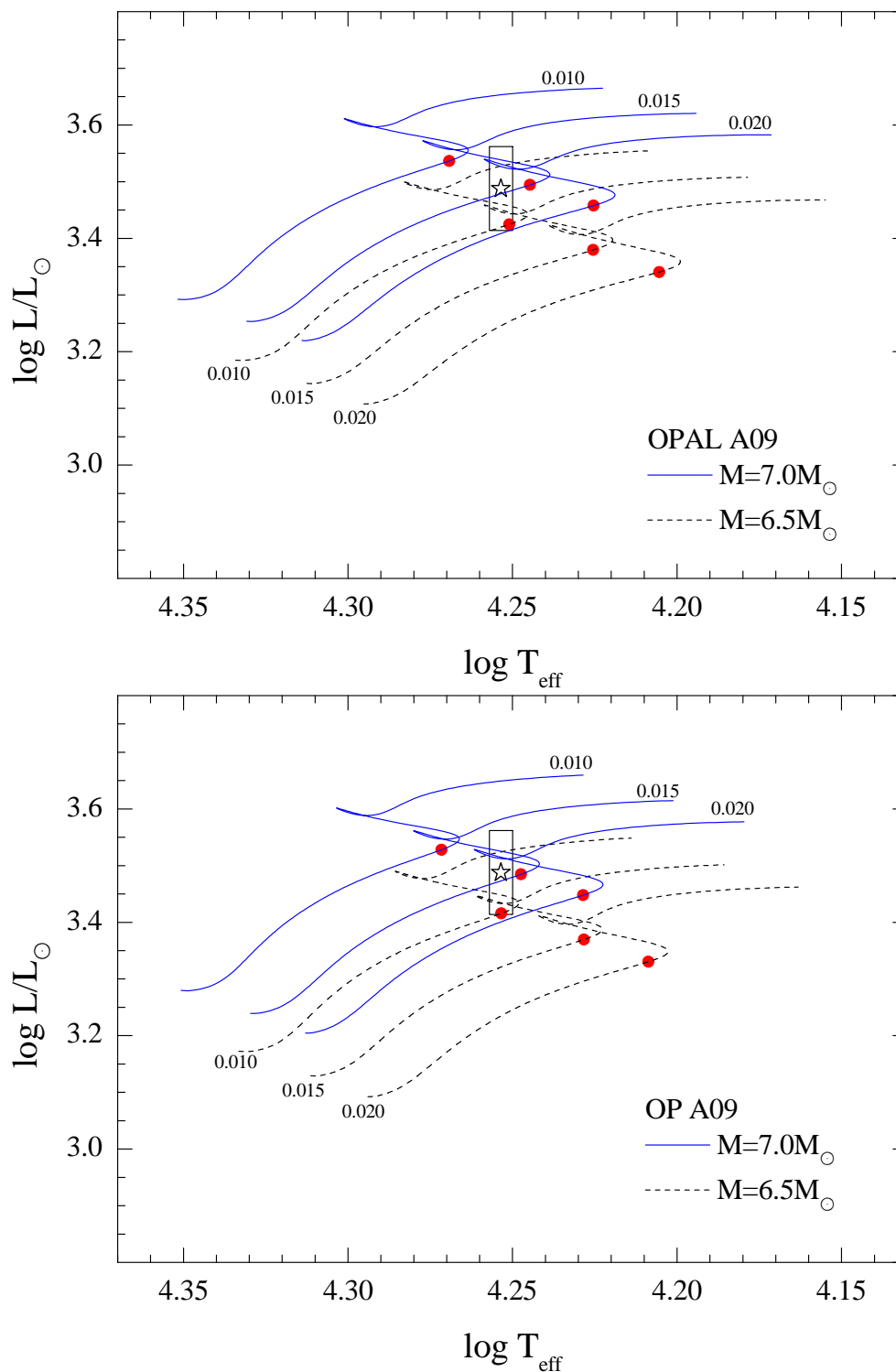
Rozważane są modele sejsmiczne dla dwóch mas gwiazdowych 6.5 i $7 M_{\odot}$, znajdujących się na ciągu głównym w fazie palenia wodoru we wnętrzu. Wybrane masy oparte są na pozycji gwiazdy na HR w porównaniu z siatką modeli policzonych dla tablic OP A04 ($X = 0.70$) i metaliczności $Z = 0.015$. Głównym założeniem dla poprawnego modelu jest wzbudzenie modów g na dwóch najniższych częstotliwościach f_1 i f_4 , w zakresie wyznaczonych błędów temperatur efektywnych i jasności. Obliczenia wykonane są dla modeli nie uwzględniających rotacji dla trzech metaliczności $Z = 0.020, 0.015$ i 0.010 . Porównanie teoretycznych oscylacji wzbudzanych wzdłuż ścieżki ewolucyjnej, wskazuje na korzystniejszy wybór modeli bliższych linii TAMS. Pozycje na diagramie HR dla modeli OPAL i OP przedstawione są na rysunku 6.29, odpowiednio górny i dolny panel. Zachowania parametru η , którego

wartości ≥ 0 wskazują na niestabilność oscylacji, przedstawione są na rysunku 6.30 dla OPAL (górne panele) i OP (dolne panele). Wykorzystanie mieszanki A09 zamiast GN93 jest wystarczające aby wzbudzać oscylacje w zakresie $0.24 - 0.77 \text{ cd}^{-1}$, niezależnie od użytych tablic nieprzezroczystości. Dla masy $6.5 M_{\odot}$ modelu OPAL najniższa częstotliwość f_4 odtwarzana jest tylko marginalnie przez mody dipolowe. Niestabilne oscylacje poniżej 0.2 cd^{-1} nie są przewidywane dla rozważanego zakresu mas gwiazdowych. W zakresie częstotliwości $1.1 - 2.0 \text{ cd}^{-1}$ analiza prędkości radialnych wskazuje na dwie oscylacje o względnie dużych amplitudach: $f_2 = 1.27 \text{ cd}^{-1}$ (Period04) i $f_2 = 1.9 \text{ cd}^{-1}$ (ZUZA), odpowiednio tabela 5.18 (strona 121) i tabela 5.19 (strona 122). Oscylacje te nie są wzbudzane przez rozważane modele ewolucyjne dla stopni $\ell = 1, 2$. Jeśli w rzeczywistości byłyby to pulsacje gwiazdy, konieczne jest wówczas rozważenie wyższych stopni pulsacji modów g. Jednakże, detekcja modów o stopniach $\ell > 2$ w badanej krzywej prędkości radialnych jest mało prawdopodobne, ze względu na małą ilość danych obserwacyjnych (5.27 na stronie 120). Innym wytłumaczeniem tych oscylacji może być szybka rotacja, lecz oszacowana prędkość jest niska ($v \sin i = 0 \text{ kms}^{-1}$). Ze względnie niską amplitudą wykryta jest przez oba kody (w różnych seriach obserwacyjnych) częstotliwość około 4.2 cd^{-1} . Jej wartość jest dobrze odtwarzana przez modele, lecz częstotliwość nie jest wzbudzana na etapie ewolucji tuż przed TAMS. Dla masy $7 M_{\odot}$ pulsacje typu β Cep około 4 cd^{-1} przewidywane są na wcześniejszych etapach ewolucji.

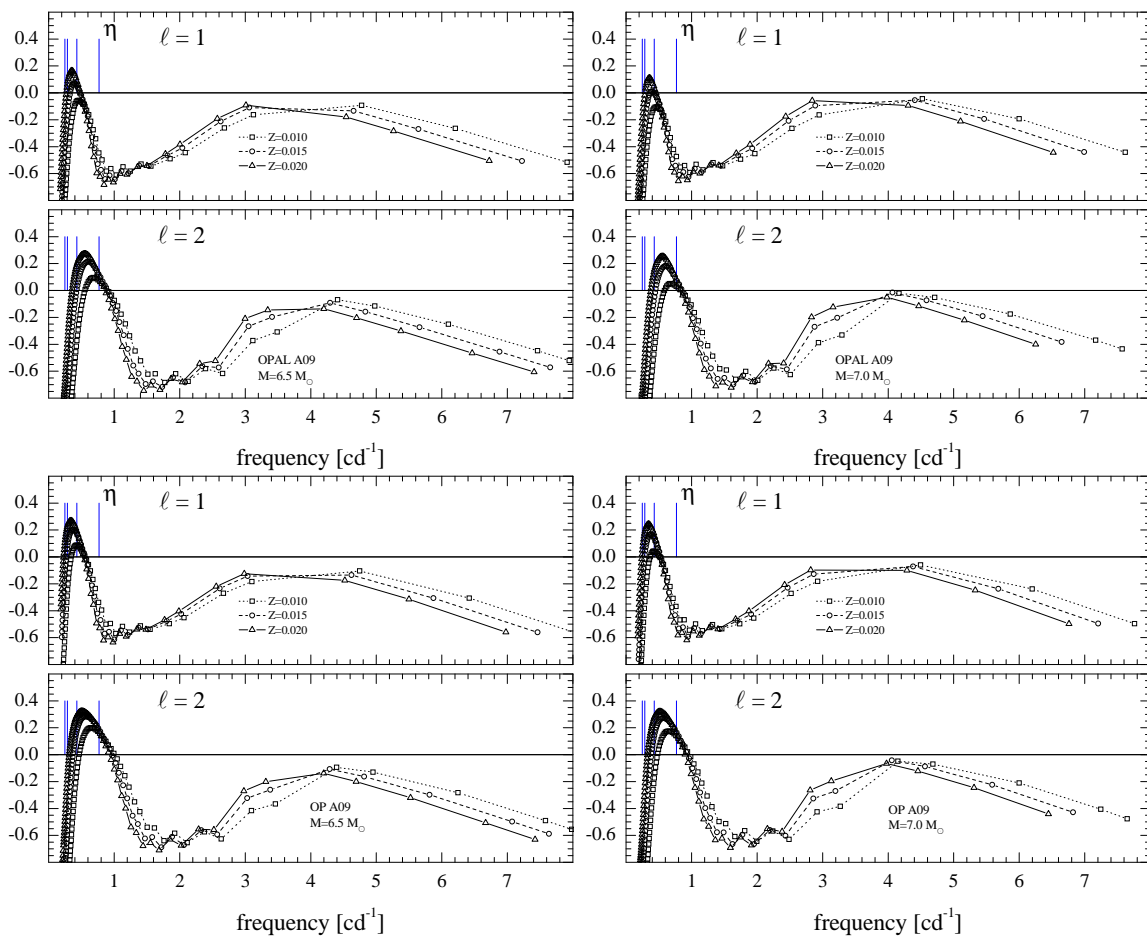
Na podstawie podanych wyników, najlepsze modele sejsmiczne dla ι Her można uzyskać dla mas z zakresu $6.5 - 7.0 M_{\odot}$ oraz dla stosunkowo wysokiej metaliczności $Z \gtrsim 0.015$. Wyższe Z jest ważnym czynnikiem dla uzyskania niestabilności w zakresie częstotliwości $0.24 - 0.77 \text{ cd}^{-1}$. Dla mas wyższych od $7 M_{\odot}$ mody g z częstotliwością około 0.24 cd^{-1} nie są wzbudzane. Dla obserwowanej pozycji na HR modele wskazują, że dwie częstotliwości $f_1 = 0.287 \text{ cd}^{-1}$ i $f_4 = 0.248 \text{ cd}^{-1}$ najprawdopodobniej są modami $\ell = 1$. Częstotliwości $f_2 = 0.43 \text{ cd}^{-1}$ i $f_3 = 0.766 \text{ cd}^{-1}$ Chapellier et al. (2000) nie zaliczają do potwierdzonych pulsacji ι Her. W niniejszej pracy znalezione są zbliżone częstotliwości 0.468 cd^{-1} i $\sim 0.76 \text{ cd}^{-1}$, które jednak mogą należeć do widma oscylacji gwiazdy. Przewidziany zakres mas bardzo dobrze zgadza się z wynikiem $6.7 \pm 0.6 M_{\odot}$ (Handler 2009).

6.7 ζ Cassiopeiae

Jedyną znaną pulsacją gwiazdy jest częstotliwość $f = 0.64 \text{ cd}^{-1}$, identyfikowanej przez Neiner et al. (2003) jako mod $\ell = 2 \pm 1$. W analizie krzywej prędkości radialnych (poprzedni rozdział - strona 122), nie znalezione są jakiegokolwiek pulsacje o znaczącym stosunku sygnału do szumu ($S/N \geq 4$). Przedstawione poniżej modele sejsmiczne wybrane są w oparciu o pozycję ζ Cas na diagramie HR, na siatce modeli OP A04 ($X = 0.7$)



Rysunek 6.29: Wybrane modele OPAL i OP dla mieszanki chemicznej A09 (czerwone punkty) w porównaniu z obserwowaną pozycją gwiazdy ι Her, według kalibracji przedstawionej w rozdziale 4



Rysunek 6.30: Wpływ zmiany metaliczności ($Z = 0.020, 0.015$ i 0.010) na niestabilność i zakres występowania teoretycznych oscylacji w modelu ι Her w pobliżu TAMS. Widma oscylacyjne policzone są dla dwóch mas gwiazdowych 6.5 i $7 M_{\odot}$, przy użyciu tablic OPAL i OP A09.

i $Z = 0.015$. Według podanej kalibracji dla katalogu gwiazd typu SPB otrzymane są następujące wartości temperatury efektywnej i jasności:

$$\log T_{\text{eff}} = 4.3314 \pm 0.0137, \quad \log L/L_{\odot} = 3.8920 \pm 0.0653. \quad (6.7)$$

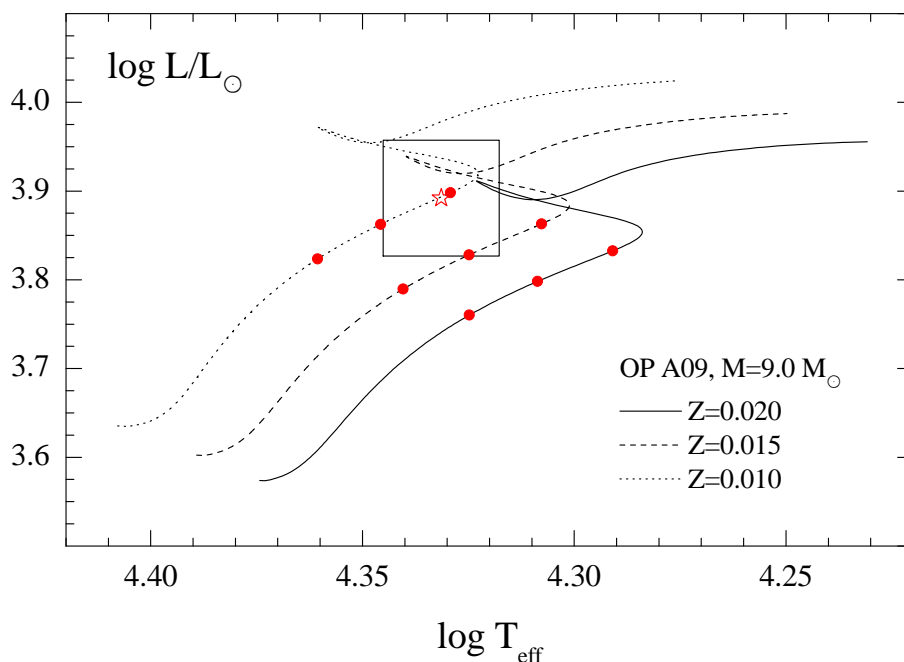
Ze względu, że ζ Cas należy do kandydatek na gwiazdę hybrydową typu β Cep/SPB, obserwowane i znalezione częstotliwości badane są pod tym kątem. Jednocześnie, jest to próba oszacowania możliwości wzbudzenia oscylacji 1.21 cd^{-1} , możliwego pierwszego owertonu wykrytego przez Neiner et al.

6.7.1 Modele OP A09

Za najodpowiedniejszą masę dla modeli ζ Cas przyjęta jest wartość $9.0 M_{\odot}$. Dla wybranej masy rozważane są trzy modele sejsmiczne wzdłuż ścieżki ewolucyjnej liczonej dla trzech różnych metaliczności $Z = 0.020, 0.015$ i 0.010 . Modele 80, 100 i 120, reprezentują względnie późniejsze etapy ewolucji na ciągu głównym. Położenie tych modeli wzdłuż ścieżek ewolucyjnych w porównaniu z obserwowanymi temperaturą i jasnością gwiazdy podane są na rysunku 6.31. Obliczenia wykonane są z uwzględnieniem jednorodnej rotacji początkowej 60 kms^{-1} , przez co rozważane modele wzdłuż ścieżki ewolucyjnej mają prędkości rotacji około $\sim 55 - 52 \text{ kms}^{-1}$. Wartości te zbliżone do wyznaczonej przez Morel et al. (2008) na około 55 kms^{-1} . Teoretyczne widma oscylacji modeli na trzech etapach ewolucji podane są na rysunku 6.32. Modele sejsmiczne zgodnie potwierdzają przewidywania dla identyfikacji obserwowanej częstotliwości $f = 0.64 \text{ cd}^{-1}$ jako modu kwadrupolowego ($\ell = 2$). Obserwowany pik pulsacyjny nie jest wzbudzony przez mody dipolowe, nawet dla metaliczności 0.02 przy uwzględnieniu rotacyjnego rozszczepienia częstotliwości modów g. Z kolei, mody kwadrupolowe są wzbudzone na obserwowanej częstotliwości dla całego zakresu metaliczności modeli. Dla $Z = 0.010$ najodpowiedniejszy model sejsmiczny (model 120) znajduje się bardzo blisko TAMS. Dla coraz wyższych metaliczności więcej modeli na wcześniejszych etapach ewolucji MS (modele 100 i 80) przewiduje niestabilność dla częstotliwości około 0.64 cd^{-1} . Najniższa badana metaliczność jest w dobrej zgodności z wyznaczeniami Gies and Lambert (1992) i wartością $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.23$. Żaden z modeli nie ma wzbudzanych częstotliwości $> 1.1 \text{ cd}^{-1}$ (dla $\ell = 1, 2$), zatem oscylacja 1.21 cd^{-1} znaleziona przez Neiner et al. nie może być uznana za pulsację gwiazdy dla tych oszacowań ewolucyjnych. Niestabilność tej częstotliwości możliwa jest jedynie dla $Z \gtrsim 0.02$ lub dla wyższych stopni pulsacji $\ell > 2$. Temperatura i jasność podane przez Neiner et al. ($\log T_{\text{eff}} = 4.31, \log L/L_{\odot} = 3.74$) są niższe od przyjętych w niniejszej pracy. Jednak, te wartości są w lepszej zgodności ze ścieżką ewolucyjną dla $Z = 0.01$.

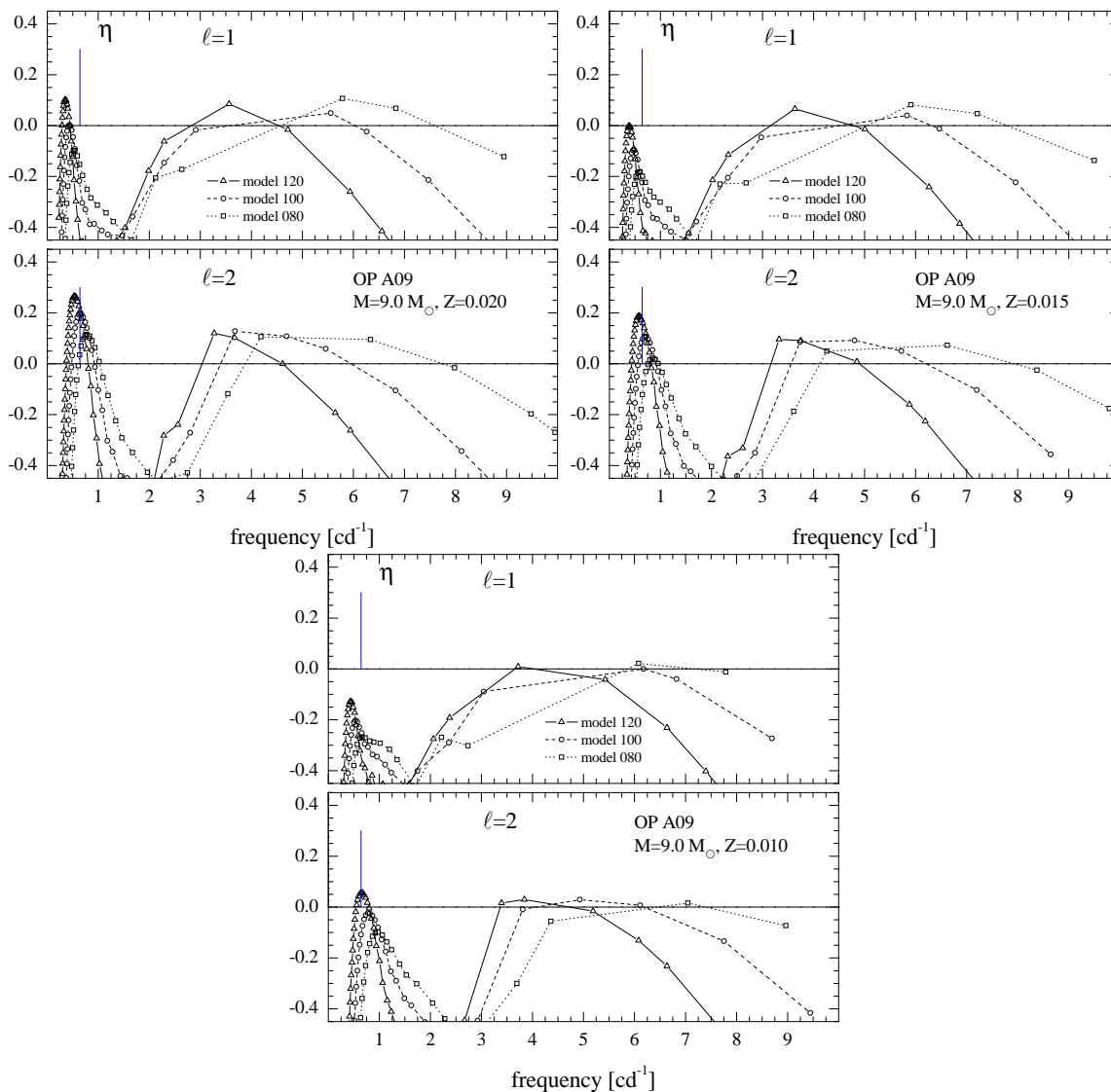
Dla wszystkich trzech metaliczności modele sejsmiczne przewidują pulsacje typu β Cep, a zatem występowanie pulsacji hybrydowych jest możliwe dla masy $9 M_{\odot}$. Wzbudzane

są one zarówno dla dipolowych i kwadrupolowych modów i przewidywane dla szerokiego zakresu częstotliwości ($3 - 7 \text{ cd}^{-1}$). Analiza prędkości radialnych w poprzednim rozdziale, wskazuje na oscylacje o niskich amplitudach należących do tego zakresu. Jednak zmienności te mają zbyt niskie stosunki sygnału do szumu ($S/N < 4.0$), przez co nie można ich zaliczyć do widma oscylacji gwiazdy.



Rysunek 6.31: Wybrane modele OP dla mieszanki chemicznej A09 (czerwone punkty) w porównaniu z obserwowaną pozycją gwiazdy ζ Cas. Dla zaznaczonych modeli policzone są teoretyczne widma oscylacji.

Dla ζ Cas znana jest tylko jedna częstotliwość pulsacji i dość dobrze odtwarzana jest przez modele o masie $\sim 9.0 M_{\odot}$ o metaliczności z zakresu $Z = 0.01 - 0.02$. Jednakże, teoretyczne obliczenia przewidują większą liczbę modów g wysokiego rzędu oraz występowanie pulsacji typu β Cep. W modelu o najniższej metaliczności, istnieje bardzo dobre dopasowanie obserwowanej pulsacji jako modu $\ell = 2$ g_{24} i $m = 0$ ($\sim 0.65 \text{ cd}^{-1}$). Dla prędkości rotacji powyżej 50 kms^{-1} rozszczepienia modów g na tych częstotliwościach są rzędu $>0.1 \text{ cd}^{-1}$, przez co brak w modelu dopasowania wartości obserwowanej do modu wstecznego $m = -1$ (0.521 cd^{-1}) bądź $m = -2$ (0.396 cd^{-1}). Uwzględniając przewidywane pulsacje dla masy modelu $9.0 M_{\odot}$, gwiazda ζ Cas jest bardzo dobrą kandydatką na dalsze poszukiwania oscylacji hybrydowych typu β Cep/SPB.



Rysunek 6.32: Teoretyczne widma oscylacji modeli ζ Cas o masie $9.0 M_{\odot}$ wzdłuż ścieżek ewolucyjnych dla trzech metaliczności: $Z = 0.020$ (górny lewy panel), 0.015 (górny prawy panel) i 0.010 (dolny panel). Wyniki otrzymane dla tablic OP A09 i porównane z jedną znaną pulsacją gwiazdy 0.64 cd^{-1} .

Rozdział 7

Podsumowanie

Niniejsza praca składa się z trzech części skupiających się na różnych aspektach pulsacji gwiazd typu B ciągu głównego. W pierwszej części (rozdziały 2 do 4) analizowane są pulsacje typu β Cep i SPB z punktu widzenia obliczeń teoretycznych i obserwacyjnych parametrów znanych obiektów. Rozdział 3 szczegółowo opisuje tablice nieprzezroczystości OPAL i OP oraz efekty użytych mieszanek pierwiastków chemicznych na obliczenia masowe. W wyniku tych obliczeń wyznaczone są domeny niestabilności pulsacji typu β Cep i SPB, dla szerokiego zakresu stopni pulsacji $\ell = 0 - 6$. Domeny te porównane są ze znanymi pozycjami gwiazd z katalogów obserwacyjnych na diagramach HR bądź okres - temperatura. W rezultacie, dla obliczeń pokrywających masy powyżej $20 M_{\odot}$ nie obserwuje się żadnych gwiazd, choć teoria przewiduje liczne pulsacje tego typu. Z drugiej strony, obszar tych mas pokrywa się z występowaniem gwiazd typu Wolf-Rayet'a i jasnych zmiennych B (LBV), których pulsacje mogą być wytłumaczeniem pulsacji typu β Cep w modelach o największych jasnościach. Ewolucja tych obiektów związana jest z dużą utratą masy, nie uwzględnianą w wykorzystanym przez nas kodzie Warsaw-New Jersey.

Druga część (rozdział 5) poświęcona jest pulsacjom hybrydowym typu β Cep/SPB. Na podstawie obliczeń teoretycznych z poprzedniej części wyznaczone są domeny niestabilności dla oscylacji hybrydowych. Zakres występowania tego typu zmienności porównany jest z pozycją znanych gwiazd hybrydowych oraz kandydatek. Do potwierdzonych hybryd zalicza się: 12 Lac, ν Eri i γ Peg oraz siedem nowych gwiazd hybrydowych, wykrytych w misji satelity Kepler. Pozycje gwiazd na diagramie HR jak i ich pulsacje bardzo dobrze zgadzają się z obliczeniami teoretycznymi. Dla kandydatek ta zgodność jest wątpliwa i prawdopodobnie wymaga większej liczby obserwacji. W pięciu nowo odkrytych gwiazdach typu β Cep (ASAS-3) też obserwuje się pulsacje na częstotliwościach modów g i p. Pozycje tych gwiazd na diagramie okres - temperatura wypadają w obszarze oscylacji hybrydowych, lecz częstotliwości pulsacji gwiazd są za wysokie dla typowych modów g wysokiego rzędu. Prawdopodobnym wytłumaczeniem dla tych obiektów są duże prędko-

ści rotacji, powodujące znaczne przesunięcia w częstotliwości pulsacji typu β Cep i SPB. Podobna analiza wraz z kalibracją temperatury i jasności przeprowadzona jest dla kilkunastu gwiazd z gromad NGC 6910 i NGC 884 (χ Per). W widmach oscylacji kilku gwiazd obserwuje się pulsacje hybrydowe typu β Cep/SPB - trzy w NGC 6910 i dwie w NGC 884. Na podstawie obserwowanych pozycji na diagramie HR możliwe jest wytłumaczenie pulsacji hybrydowych w tych gwiazdach, dla domen niestabilności OP A04 i metalicznościach $Z \geq 0.015$. Dla gwiazd z gromady NGC 6910 brak informacji o indywidualnych prędkościach rotacji. Według oszacowań jest to gromada młoda (około 6 Myrs), a zatem młode gwiazdy typu B i zapewne szybko rotujące. Dla gwiazd z gromady NGC 884 prędkości rotacji są duże, nawet do 200 km s^{-1} . Z tego względu, rozmieszczenie obserwowanych pulsacji hybrydowych w częstotliwości dodatkowo spowodowane może być szybką rotacją. W części tej podany jest szczegółowy opis widm pulsacji dla trzech najlepiej zbadanych gwiazd hybrydowych, 12 Lac, ν Eri i γ Peg. Dla ostatniej gwiazdy wykonana jest analiza krzywych jasności i prędkości radialnych w poszukiwaniu nowych pulsacji gwiazdy. Znaleziono są częstotliwości, które potencjalnie mogą być składnikami rozszczepionymi rotacyjnie. Jednakże, stosunki sygnału do szumu (S/N) dla tych oscylacji znajdują się poniżej typowo przyjmowanej granicy detekcji. Przedstawione są także odpowiednie analizy krzywych prędkości radialnych dla dwóch kandydatek na hybrydy: ι Her i ζ Cas. Dla tych dwóch kandydatek nie znaleziono są częstotliwości pulsacji o znaczącym stosunku S/N . W analizie fourierowskiej ζ Cas wykryta jest częstotliwość z dużą amplitudą około 0.19 cd^{-1} , prawdopodobnie związana ze znaną rotacją gwiazdy 0.186 cd^{-1} . Krzywe prędkości radialnych uzyskane są na podstawie obserwacji spektroskopowych teleskopem PST w Borówcu pod Poznaniem.

W ostatniej trzeciej części (rozdział 6) przeprowadzono szczegółową astrosejsmologiczne badanie dla ν Eri i γ Peg oraz ewolucyjne oszacowania dla modeli sejsmicznych ι Her i ζ Cas. Dla dwóch pierwszych gwiazd zastosowana metoda opiera się na zmianach nieprzezroczystości w dwóch obszarach otoczki: garbie Z-bump przy temperaturze 200 000 K i garbie DOB przy 2 000 000 K. Modyfikacje nieprzezroczystości κ_{mod} i jej pochodnej $\kappa_{T,mod}$ wprowadzane są poprzez funkcję eksponencjalną, w której zmiany oparte są na trzech wolnych parametrach: amplitudzie zmian, szerokości profilu funkcji temperatury oraz lokalizacji maksimum zmian w funkcji temperatury. Zaproponowane zwiększenia nieprzezroczystości mają na celu wzbudzenie oscylacji dla całego obserwowanego zakresu częstotliwości dla modów typu β Cep/SPB oraz uzyskanie dopasowania częstotliwości dla jak największej liczby obserwowanych pulsacji.

W widmie oscylacji ν Eri obserwowane są dwa mody grawitacyjne wysokiego rzędu ($f_A \sim 0.4$ i $f_B \sim 0.6 \text{ cd}^{-1}$), jednakże tylko częstotliwość f_B jest wzbudzana z użyciem tablic OP jako mod $\ell = 2$. Dla f_A konieczne jest uwzględnienie modów $\ell = 1$, ponieważ

kwadрупolowe oscylacje nie są wzbudzone dla tak niskich częstotliwości. Skonstruowany jest model ze zwiększeniem κ o 50% przy temperaturze $\log T = 5.45$. Dodatkowo, dla osiągnięcia dopasowania częstotliwości $f_5 = 7.8982 \text{ cd}^{-1}$ jako modu $\ell = 1$ p₂ obniżona jest nieprzezroczystość o 1% przy temperaturze $\log T = 6.30$. Typowo w modelach przyjęta jest początkowa zawartość wodoru $X = 0.7$. Zwiększenie tego parametru (np. $X = 0.74$) obniża niestabilność modów pulsacji typu β Cep, ale podwyższa niestabilność modów typu SPB. Najlepszy model sejsmiczny wskazuje na masę gwiazdy około $9.5 M_{\odot}$. Wszystkie modele przewidują oscylacje kwadрупolowe z częstotliwością około 4.5 cd^{-1} , które nie są obserwowane. Z drugiej strony, obserwowany pik $f_{11} = 6.732 \text{ cd}^{-1}$ nie jest przewidywany w modelach dla stopni pulsacji $\ell \leq 2$. Wyniki ν Eri demonstrują istnienie dwóch ważnych problemów. (i) Pierwszy dotyczy dużych zmian nieprzezroczystości, bez których niemożliwe jest uzyskanie niestabilności dla częstotliwości (faktycznie trzech bliskich oscylacji) przy $f_5 = 7.8982 \text{ cd}^{-1}$ (jako $\ell = 1$ lub 2) i przy $f_A \sim 0.4$ (jako $\ell = 1$). Wzbudzenie tej najniższej obserwowanej częstotliwości możliwe jest tylko przy znacznym zwiększeniu nieprzezroczystości w obszarze Z-bump. Drugą możliwością jest zwiększenie obfitości żelaza bądź niklu w mieszance A04 (lub A09) co najmniej kilkukrotnie. (ii) Drugim problemem są wyniki uzyskane przez astrosejsmologię zespoloną. Przy dopasowaniu nieadiabatyicznego parametru f^* z danymi empirycznymi, występuje rozbieżność pomiędzy wyborem odpowiednich tablic nieprzezroczystości. Tablice OPAL dają lepsze dopasowanie tego parametru dla pulsacji typu β Cep, natomiast tablice OP - dla modów typu SPB. Metoda ta wciąż pozostawia problem stabilności modów p o najwyższej obserwowanej częstotliwości ($\sim 7.9 \text{ cd}^{-1}$) oraz modu g wysokiego rzędu (f_A). Jakakolwiek modyfikacja κ w obszarze Z-bump pogarsza zgodność teoretycznego i empirycznego parametru f^* , natomiast zmiany w DOB mogą prowadzić do lepszego dopasowania. Jednakże, zmiany w DOB nie rozwiązują tego problemu w całości, gdyż część częstotliwości w widmie oscylacji pozostaje stabilna.

Modele sejsmiczne gwiazdy hybrydowej γ Peg z użyciem tablic OPAL nie odtwarzają sześciu obserwowanych modów grawitacyjnych wysokiego rzędu, zarówno przez oscylację $\ell = 1$ jak i $\ell = 2$. Natomiast w modelach z wykorzystaniem tablic OP mody g są wzbudzone dla obu rozważanych stopni ℓ . Jednakże, tylko oscylacje kwadрупolowe obejmują obserwowany obszar częstotliwości typu SPB. Mody dipolowe niestabilne są w wąskim zakresie częstotliwości około $0.5 - 0.6 \text{ cd}^{-1}$, na częstotliwościach niższych niż obserwowane. Niezależnie od zastosowanych tablic nieprzezroczystości i mieszanki chemicznej, mody typu β Cep wciąż pozostają stabilne ($\eta \leq 0$) dla częstotliwości $> 8 \text{ cd}^{-1}$ (OPAL) i $> 7 \text{ cd}^{-1}$ (OP). W rezultacie trzy obserwowane pulsacje przypadające dla tego zakresu częstotliwości są stabilne. W modelach OP A04, wzrost κ o 50% przy temperaturze $\log T = 5.35$ podwyższa niestabilność tych modów oscylacji. Jednoczesne zwiększenie κ o 16% przy temperaturze $\log T = 6.3$ prowadzi do dopasowania najwyższej częstotliwości $f_{13} = 9.1092$

cd^{-1} . Ta dodatkowa zmiana w obszarze DOB przesuwaa model na diagramie HR, umieszczając wewnątrz błędu obserwacyjnego 1σ . Rozpatrując modyfikacje nieprzezroczystości (tablic OP A09) rzędu 60% przy $\log T = 5.36$ oraz 20% przy $\log T = 6.4$ uzyskany jest model najlepiej dopasowujący wszystkie obserwowane częstotliwości typu β Cep, za pomocą modów $\ell \leq 2$. Żaden ze skonstruowanych modeli sejsmicznych nie wzbudza oscylacji $\ell = 1$ w obserwowanym obszarze częstotliwości $0.6 - 1.0 \text{ cd}^{-1}$. Wyniki wskazują na masę γ Peg około $8.5 M_{\odot}$. Lokalizacja na diagramie HR najlepszego modelu jest w zgodzie z obserwacyjnymi wyznaczeniami. Spośród teoretycznych oscylacji typu β Cep tylko mod kwadrupolowy niskiego rzędu z częstotliwością około 4.5 cd^{-1} nie występuje w widmie oscylacji gwiazdy. Na przykładzie tego najlepszego modelu, rozpatrywany jest wpływ jednorodnej rotacji na częstotliwości oscylacji. Uwzględnione są częstotliwości wykryte przy analizie krzywej prędkości radialnych, choć posiadają za niskie S/N aby z pewnością zaliczyć je do widma oscylacji gwiazdy. Trzy oscylacje z zakresu modów g (0.876 , 0.901 i 0.91 cd^{-1}) nie pokrywają się z obserwowanymi i w najlepszym wypadku można je przypisać składnikom rotacyjnie rozszczepionego multipletu. Taką przynależność można wnioskować dla jednej z częstotliwości typu β Cep ($\sim 6.95 \text{ cd}^{-1}$), która dobrze odpowiada składnikowi $m = -1$ rozszczepionego modu dipolowego p_1 . W dwóch najdłuższych seriach czasowych wykryta jest częstotliwość z wartością zbliżoną do znanej $f_{12} = 6.0273 \text{ cd}^{-1}$, przypuszczalnego modu dipolowego g_1 o rzędzie azymutalnym $m = 1$. Nowe częstotliwości, jeśli zostaną potwierdzone, przyczyniłyby się do lepszego poznania struktury wewnętrznej gwiazdy. Wówczas w widmie oscylacji gwiazdy znane byłyby co najmniej trzy multiplety, których separacja spowodowana jest rotacją gwiazdy, dla modów p i g. Podobnie jak w przypadku ν Eri konieczne jest wprowadzenie dużych zmian nieprzezroczystości w obszarze Z-bump w celu wytłumaczenia całego zakresu obserwowanych częstotliwości. Rozwiązaniem może być zwiększenie obfitości żelaza (bądź niklu) w mieszance A04 lub A09. Jak i w przypadku ν Eri, Modele astrosejsmologii zespolonej również wskazują na preferowanie tablic OPAL przy dopasowywaniu parametru f^* dla pulsacji typu β Cep, oraz tablic OP dla modów typu SPB. Poszukiwane jest rozwiązanie mające na celu odtworzenie empirycznych wartości zespolonego parametru poprzez zmiany nieprzezroczystości tablic OP, które z reguły pogarszają dopasowanie teoretycznych i empirycznych wartości. Udało się skonstruować model sejsmiczny OP A04 z zawartością wodoru $X = 0.74$ oraz 40-o procentowym wzrostem κ w obszarze DOB, bardzo dobrze odtwarza rzeczywistą i urojoną część f^* dla fundamentalnego modu radialnego $f_1 = 6.5897 \text{ cd}^{-1}$ i grawitacyjnego wysokiego rzędu $f_2 = 0.636 \text{ cd}^{-1}$. Jednak, dla dużej części obserwowanych częstotliwości ten model nie wzbudza oscylacji w zakresie modów p (oscylacje typu β Cep).

Podobne problemy występują przy modelowaniu zarówno ν Eri jak i γ Peg. Możliwymi rozwiązaniami tych problemów związane są albo ze składem chemicznym albo z danymi atomowymi wykorzystywanymi do obliczeń nieprzezroczystości κ_R .

Dla gwiazd ι Her i ζ Cas, na podstawie wykonanych obserwacji spektroskopowych, otrzymane krzywe prędkości radialnych przeanalizowane są w poszukiwaniu znanych lub nowych częstotliwości pulsacji gwiazd. Kilka znalezionych częstotliwości jest uwzględnianych przy konstruowaniu modeli sejsmicznych na podstawie obserwacyjnej pozycji na diagramie HR. Wyniki dla ι Her wskazują na masę obiektu rzędu $\sim 6.5 - 7.0 M_{\odot}$, a oscylacje typu β Cep przewidywane są tylko dla wysokich metaliczności $Z \geq 0.02$. Wcześniejsze wyniki podają dwie niskie częstotliwości około 0.24 i 0.29 cd^{-1} , które najprawdopodobniej są modami dipolowymi. Dodatkowe dwie częstotliwości 0.43 i 0.77 cd^{-1} również są wzbudzone dla badanego zakresu mas. W niniejszej pracy znaleziono częstotliwość około 0.76 cd^{-1} (kod ZUZA), potwierdzając tym samym niepewny wynik $\sim 0.77 \text{ cd}^{-1}$.

W modelach sejsmicznych ζ Cas uwzględniono jednorodną rotację z prędkością około $52 - 55 \text{ kms}^{-1}$, odpowiadającą oszacowaniom spektroskopowym. Na podstawie siatki modeli ewolucyjnych przyjęta jest masa modelu $\sim 9.0 M_{\odot}$. W widmie oscylacji gwiazdy znana jest tylko jedna częstotliwość 0.64 cd^{-1} , którą identyfikuje się z wstecznym modem kwadrupolowym ($m < 0$). Obliczenia teoretyczne dla wybranej masy wzbudzają obserwowaną oscylację kwadrupolową, nawet dla niskich metaliczności $Z = 0.01$, która jest przewidywana dla gwiazdy. W modelu sejsmicznym nie występuje mod wsteczny $\ell = 2$ z taką częstotliwością. Spowodowane jest to dużym rozszczepieniem składników modu rzędu 0.1 cd^{-1} . W miejsce tej identyfikacji sugerowany jest centralny składnik modu $\ell = 2 \text{ g}_{24}$ ($m = 0$) o częstotliwości około 0.65 cd^{-1} .

Dodatek A

Katalog gwiazd typu β Cep

W dodatku A zestawione są dane fotometryczne dla 48 pojedynczych obiektów z katalogu gwiazd β Cep ze [Stankov and Handler \(2005\)](#). Dane pobrane są z katalogu The General Catalogue of Photometric Data (GCPD) [Mermilliod et al. \(1997\)](#) i przedstawione są dla dwóch systemów fotometrycznych (i) Strömgren'a - kolumny 2 – 5; (ii) Geneva - kolumny 6 – 17 (w tabeli [A.1](#)), natomiast pierwsza kolumna podaje numer z katalogu Henry Drapper'a (HD). Fotometria Strömgren'a podaje 4 indeksy, natomiast fotometria Geneva składa się z 11 typowo podawanych wskaźników oraz obserwowanej jasności V_m (fotometria Johnson'a). Podane wskaźniki U oraz V w rzeczywistości są wskaźnikami $U - B$ i $V - B$, w których wartości B przeważnie przyjmowane są jako zero. Z podanych danych dla 48 gwiazd tylko 34 są wybrane do kalibracji temperatury efektywnej i jasności przedstawionej w rozdziale [4](#).

Tablica A.1: Dane fotometryczne dla gwiazd typu β Cep z katalogu [Stankov and Handler \(2005\)](#), z których 34 zostały uwzględnione przy kalibracji przedstawionej w rozdziale 4.

HD	$b - y$	m_1	c_1	β	V_m	U	V	B_1	B_2	V_1	G	$U - B_1$	$U - B_2$	$B_1 - B_2$	$V_1 - G$	$B_2 - G$
Strömgen							Geneva									
886	-0.107	0.093	0.116	2.627	2.830	0.387	1.232	0.790	1.630	1.934	2.481	-0.403	-1.243	-0.840	-0.547	-0.851
16582	-0.099	0.091	0.102	2.616	4.073	0.370	1.224	0.782	1.618	1.913	2.469	-0.412	-1.248	-0.836	-0.556	-0.851
21803	0.082	0.023	0.012	2.617	6.408	0.522	0.938	0.817	1.556	1.639	2.100	-0.295	-1.034	-0.739	-0.461	-0.544
24760	-0.074	0.055	-0.047	2.594	2.883	0.241	1.195	0.783	1.637	1.891	2.432	-0.542	-1.396	-0.854	-0.541	-0.795
29248	-0.076	0.068	0.072	2.610	3.933	0.351	1.206	0.782	1.619	1.893	2.442	-0.431	-1.268	-0.837	-0.549	-0.823
35411	-0.058	0.071	-0.010	2.608	3.383	0.300	1.168	0.781	1.610	1.856	2.393	-0.481	-1.310	-0.829	-0.537	-0.783
35715	-0.088	0.075	0.033	2.619	4.576	0.292	1.214	0.773	1.613	1.897	2.446	-0.481	-1.321	-0.840	-0.549	-0.833
44743	-0.091	0.054	-0.003	2.593	1.966	0.254	1.253	0.777	1.640	1.939	2.487	-0.523	-1.386	-0.863	-0.548	-0.847
46328	-0.093	0.064	-0.022	2.585	4.324	0.216	1.248	0.760	1.627	1.933	2.488	-0.544	-1.411	-0.867	-0.555	-0.861
50707	-0.087	0.071	-0.014	2.594	4.809	0.253	1.218	0.766	1.617	1.904	2.453	-0.513	-1.364	-0.851	-0.549	-0.836
52918	-0.073	0.065	0.023	2.591	4.975	0.297	1.191	0.770	1.610	1.878	2.423	-0.473	-1.313	-0.840	-0.545	-0.813
56014	-0.067	0.070	0.168	2.572	4.592	0.432	1.183	0.775	1.611	1.869	2.408	-0.343	-1.179	-0.836	-0.539	-0.797
59864	0.003	0.061	0.022	2.599	7.617	0.389	1.070	0.795	1.583	1.761	2.273	-0.406	-1.194	-0.788	-0.512	-0.690
61068	-0.068	0.077	0.050	2.617	5.698	0.340	1.171	0.778	1.602	1.858	2.396	-0.438	-1.262	-0.824	-0.538	-0.794
64365	-0.075	0.076	0.112	2.622	6.034	0.387	1.189	0.779	1.603	1.874	2.418	-0.392	-1.216	-0.824	-0.544	-0.815

Kontynuacja na następnej stronie

Tablica A.1 – Kontynuacja z poprzedniej strony

HD	$b - y$	m_1	c_1	β	V_m	U	V	B_1	B_2	V_1	G	$U - B_1$	$U - B_2$	$B_1 - B_2$	$V_1 - G$	$B_2 - G$
64722	-0.046	0.075	0.023	2.610	5.680	0.341	1.132	0.785	1.594	1.821	2.346	-0.444	-1.253	-0.809	-0.525	-0.752
71913	-0.012	0.052	0.024	2.594	7.670	0.346	1.104	0.785	1.592	1.792	2.312	-0.439	-1.246	-0.807	-0.520	-0.720
78616	0.060	0.039	0.068	2.611	6.776	0.474	0.978	0.810	1.561	1.675	2.156	-0.336	-1.087	-0.751	-0.481	-0.595
109885	0.173	-0.010	0.060	2.620	8.964	0.518	0.821	0.839	1.545	1.517	1.970	-0.321	-1.027	-0.706	-0.453	-0.425
111123	-0.103	0.061	-0.041	2.596	1.239	0.219	1.256	0.768	1.638	1.945	2.500	-0.549	-1.419	-0.870	-0.555	-0.862
112481	-	-	-	2.604	8.347	0.432	0.917	0.812	1.561	1.615	2.096	-0.380	-1.129	-0.749	-0.481	-0.535
116658	-0.114	0.080	0.018	2.605	0.956	0.291	1.244	0.777	1.632	1.932	2.494	-0.486	-1.341	-0.855	-0.562	-0.862
118716	-0.094	0.058	0.043	2.608	2.284	0.299	1.242	0.782	1.633	1.929	2.483	-0.483	-1.334	-0.851	-0.554	-0.850
122451	-0.092	0.045	-0.004	2.594	0.596	0.242	1.233	0.764	1.626	1.927	2.480	-0.522	-1.384	-0.862	-0.553	-0.854
126341	-0.047	0.064	0.132	2.621	4.547	0.423	1.146	0.785	1.591	1.831	2.363	-0.362	-1.168	-0.806	-0.532	-0.772
129056	-0.086	0.074	0.080	2.604	2.308	0.356	1.221	0.779	1.622	1.910	2.463	-0.423	-1.266	-0.843	-0.553	-0.841
129557	0.036	0.027	0.058	2.617	6.077	0.413	1.023	0.803	1.574	1.718	2.213	-0.390	-1.161	-0.771	-0.495	-0.639
129929	-0.059	0.058	0.038	2.618	8.071	0.336	1.177	0.779	1.603	1.862	2.400	-0.443	-1.267	-0.824	-0.538	-0.797
136298	-0.101	0.075	0.076	2.616	3.214	0.327	1.235	0.774	1.626	1.916	2.471	-0.447	-1.299	-0.852	-0.555	-0.845
144470	0.037	0.043	0.010	2.618	3.933	0.391	1.011	0.804	1.575	1.706	2.202	-0.413	-1.184	-0.771	-0.496	-0.627
147165	0.168	-0.032	0.003	2.604	2.899	0.512	0.831	0.841	1.567	1.548	1.979	-0.329	-1.055	-0.726	-0.431	-0.412
147985	-	-	-	-	7.917	0.596	0.779	0.844	1.526	1.489	1.909	-0.248	-0.930	-0.682	-0.420	-0.383
156327	-	-	-	-	9.269	1.099	0.132	1.105	1.254	0.948	0.894	-0.006	-0.155	-0.149	0.054	0.360
157056	-0.092	0.089	0.104	2.624	3.252	0.378	1.220	0.787	1.621	1.905	2.454	-0.409	-1.243	-0.834	-0.549	-0.833

Kontynuacja na następnej stronie

Tablica A.1 – Kontynuacja z poprzedniej strony

HD	$b - y$	m_1	c_1	β	V_m	U	V	B_1	B_2	V_1	G	$U - B_1$	$U - B_2$	$B_1 - B_2$	$V_1 - G$	$B_2 - G$
157485	-	-	-	2.623	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
158926	-0.105	0.072	0.074	2.613	1.615	0.322	1.238	0.779	1.626	1.928	2.481	-0.457	-1.304	-0.847	-0.553	-0.855
160578	-0.100	0.073	0.073	2.613	2.382	0.327	1.238	0.779	1.631	1.924	2.474	-0.452	-1.304	-0.852	-0.550	-0.843
163472	0.128	0.017	0.145	2.630	5.803	0.598	0.855	0.834	1.543	1.563	2.018	-0.236	-0.945	-0.709	-0.455	-0.475
164340	-	-	-	2.584	9.324	0.255	1.135	0.774	1.611	1.822	2.354	-0.519	-1.356	-0.837	-0.532	-0.743
165174	0.075	0.000	-0.119	2.567	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
165812	0.079	0.029	-0.001	2.611	7.942	0.437	0.943	0.809	1.555	1.642	2.113	-0.372	-1.118	-0.746	-0.471	-0.558
166540	-	-	-	-	8.120	0.490	0.759	0.837	1.530	1.468	1.891	-0.347	-1.040	-0.693	-0.423	-0.361
180642	0.259	-0.035	0.031	-	8.272	0.599	0.668	0.850	1.517	1.384	1.800	-0.251	-0.918	-0.667	-0.416	-0.283
199140	-0.033	0.051	0.029	2.610	6.572	0.365	1.130	0.785	1.604	1.825	2.348	-0.420	-1.239	-0.819	-0.523	-0.744
203664	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
205021	-0.092	0.066	0.010	2.605	3.213	0.276	1.235	0.782	1.640	1.928	2.476	-0.506	-1.364	-0.858	-0.548	-0.836
214993	-0.034	0.052	0.050	2.609	5.241	0.352	1.134	0.779	1.600	1.827	2.351	-0.427	-1.248	-0.821	-0.524	-0.751
216916	-0.047	0.066	0.092	2.629	5.592	0.391	1.139	0.785	1.598	1.832	2.361	-0.394	-1.207	-0.813	-0.529	-0.763

Dodatek B

Katalog gwiazd typu SPB

W dodatku B zestawione są dane fotometryczne dla 54 obiektów z katalogu gwiazd SPB DeCat et al. (2007). Dane pobrane są z katalogu The General Catalogue of Photometric Data (GCPD) Mermilliod et al. (1997) i przedstawione są dla dwóch systemów fotometrycznych (i) Geneva - kolumny 2 – 13; (ii) Strömgren'a - kolumny 14 – 17 (w tabeli B.1), natomiast pierwsza kolumna podaje numer z katalogu Henry Drapper'a (HD). Fotometria Strömgren'a podaje 4 indeksy, natomiast fotometria Geneva składa się z 11 typowo podawanych wskaźników oraz obserwowanej jasności V_m (fotometria Johnson'a). Podane wskaźniki U oraz V w rzeczywistości są wskaźnikami $U - B$ i $V - B$, w których wartości B przeważnie przyjmowane są jako zero. Z podanych danych dla 54 gwiazd tylko 45 są wybrane do kalibracji temperatury efektywnej i jasności przedstawionej w rozdziale 4.

Tablica B.1: Dane fotometryczne dla gwiazd typu SPB z katalogu [DeCat et al. \(2007\)](#), z których 45 zostały uwzględnione przy kalibracji przedstawionej w rozdziale 4.

HD	V_m	U	V	B_1	B_2	V_1	G	$U - B_1$	$U - B_2$	$B_1 - B_2$	$V_1 - G$	$B_2 - G$	$b - y$	m_1	c_1	β
Geneva												Strömgren				
886	2.830	0.387	1.232	0.790	1.630	1.934	2.481	-0.403	-1.243	-0.840	-0.547	-0.851	-0.107	0.093	0.116	2.627
1976	5.570	0.704	1.090	0.805	1.565	1.777	2.300	-0.101	-0.861	-0.760	-0.523	-0.735	-0.039	0.081	0.385	2.693
3360	3.653	0.421	1.196	0.789	1.617	1.889	2.434	-0.368	-1.196	-0.828	-0.545	-0.817	-0.090	0.087	0.134	2.627
3379	5.859	0.597	1.144	0.803	1.582	1.822	2.361	-0.206	-0.985	-0.779	-0.539	-0.779	-0.067	0.103	0.270	2.695
11462	7.796	1.012	1.057	0.838	1.546	1.752	2.264	0.174	-0.534	-0.708	-0.512	-0.718	-	-	-	-
13745	7.833	0.421	0.785	0.824	1.542	1.500	1.912	-0.403	-1.121	-0.718	-0.412	-0.370	0.210	-0.063	-0.051	2.568
19374	6.113	0.431	1.092	0.798	1.581	1.782	2.303	-0.367	-1.150	-0.783	-0.521	-0.722	-0.034	0.078	0.088	2.657
21071	6.082	0.842	1.049	0.825	1.548	1.748	2.259	0.017	-0.706	-0.723	-0.511	-0.711	-0.029	0.103	0.444	2.727
24587	4.613	0.833	1.119	0.819	1.566	1.804	2.334	0.014	-0.733	-0.747	-0.530	-0.768	-0.060	0.114	0.505	2.743
25558	5.308	0.685	1.059	0.820	1.565	1.749	2.260	-0.135	-0.880	-0.745	-0.511	-0.695	-0.015	0.091	0.334	2.694
26326	5.430	0.711	1.140	0.807	1.578	1.826	2.362	-0.096	-0.867	-0.771	-0.536	-0.784	-0.061	0.102	0.392	2.695
27026	6.218	1.082	1.055	0.847	1.544	1.748	2.251	0.235	-0.462	-0.697	-0.503	-0.707	-0.031	0.124	0.721	2.783
27396	4.805	0.773	0.998	0.810	1.536	1.691	2.185	-0.037	-0.763	-0.726	-0.494	-0.649	0.023	0.062	0.385	2.678
28114	6.073	0.914	0.943	0.836	1.536	1.642	2.124	0.078	-0.622	-0.700	-0.482	-0.588	0.049	0.067	0.482	2.698
28475	6.760	0.924	0.836	0.858	1.515	1.545	1.991	0.066	-0.591	-0.657	-0.446	-0.476	0.119	0.051	0.469	2.711

Kontynuacja na następnej stronie

Tablica B.1 – Kontynuacja z poprzedniej strony

HD	V_m	U	V	B_1	B_2	V_1	G	$U - B_1$	$U - B_2$	$B_1 - B_2$	$V_1 - G$	$B_2 - G$	$b - y$	m_1	c_1	β
29248	3.933	0.351	1.206	0.782	1.619	1.893	2.442	-0.431	-1.268	-0.837	-0.549	-0.823	-0.076	0.068	0.072	2.610
34798	6.370	0.681	1.135	0.808	1.573	1.822	2.356	-0.127	-0.892	-0.765	-0.534	-0.783	-0.066	0.105	0.366	2.703
37151	7.379	0.968	1.062	0.834	1.546	1.752	2.270	0.134	-0.578	-0.712	-0.518	-0.724	-0.033	0.113	0.619	2.777
45284	7.373	0.768	1.092	0.822	1.559	1.782	2.306	-0.054	-0.791	-0.737	-0.524	-0.747	-	-	-	-
49188	7.635	0.689	1.109	0.812	1.568	1.798	2.323	-0.123	-0.879	-0.756	-0.525	-0.755	-0.046	0.104	0.364	2.710
52057	9.265	1.109	0.878	0.863	1.515	1.580	2.039	0.246	-0.406	-0.652	-0.459	-0.524	0.085	0.074	0.668	2.778
53921	5.490	0.849	1.116	0.816	1.557	1.804	2.327	0.033	-0.708	-0.741	-0.523	-0.770	-0.064	0.117	0.525	2.751
69144	5.128	0.672	1.135	0.796	1.580	1.822	2.352	-0.124	-0.908	-0.784	-0.530	-0.772	-0.058	0.085	0.374	2.654
74195	3.581	0.638	1.168	0.797	1.589	1.855	2.392	-0.159	-0.951	-0.792	-0.537	-0.803	-0.076	0.093	0.343	2.666
74560	4.822	0.628	1.162	0.800	1.582	1.848	2.387	-0.172	-0.954	-0.782	-0.539	-0.805	-0.075	0.099	0.333	2.685
78405	8.275	0.752	1.092	0.815	1.562	1.780	2.300	-0.063	-0.810	-0.747	-0.520	-0.738	-	-	-	-
85953	5.933	0.538	1.148	0.795	1.590	1.837	2.364	-0.257	-1.052	-0.795	-0.527	-0.774	-0.059	0.087	0.230	2.632
92287	5.877	0.651	1.115	0.803	1.576	1.804	2.329	-0.152	-0.925	-0.773	-0.525	-0.753	-0.048	0.086	0.333	2.663
121190	5.648	1.073	1.047	0.845	1.533	1.734	2.255	0.228	-0.460	-0.688	-0.521	-0.722	-0.034	0.125	0.715	2.809
123515	5.960	1.110	1.027	0.844	1.535	1.719	2.226	0.266	-0.425	-0.691	-0.507	-0.691	-0.022	0.127	0.744	2.796
131058	6.073	0.675	1.044	0.813	1.563	1.736	2.247	-0.138	-0.888	-0.750	-0.511	-0.684	-0.004	0.073	0.325	2.669
138003	7.835	0.830	1.109	0.815	1.565	1.806	2.316	0.015	-0.735	-0.750	-0.510	-0.751	-0.059	0.114	0.483	2.706
138764	5.132	0.844	1.068	0.825	1.558	1.759	2.275	0.019	-0.714	-0.733	-0.516	-0.717	-0.036	0.111	0.503	2.733
140873	5.366	0.898	0.999	0.840	1.537	1.695	2.189	0.058	-0.639	-0.697	-0.494	-0.652	0.007	0.101	0.509	2.744

Kontynuacja na następnej stronie

Tablica B.1 – Kontynuacja z poprzedniej strony

HD	V_m	U	V	B_1	B_2	V_1	G	$U - B_1$	$U - B_2$	$B_1 - B_2$	$V_1 - G$	$B_2 - G$	$b - y$	m_1	c_1	β
143309	9.252	0.945	0.928	0.844	1.529	1.627	2.100	0.101	-0.584	-0.685	-0.473	-0.571	0.123	-0.020	0.592	-
147394	3.875	0.754	1.149	0.809	1.577	1.839	2.367	-0.055	-0.823	-0.768	-0.528	-0.790	-0.058	0.091	0.439	2.702
160124	7.163	0.843	0.950	0.838	1.538	1.647	2.128	0.005	-0.695	-0.700	-0.481	-0.590	0.050	0.073	0.438	-
160762	3.806	0.589	1.169	0.803	1.600	1.864	2.403	-0.214	-1.011	-0.797	-0.539	-0.803	-0.065	0.079	0.292	2.661
161783	5.741	0.610	1.088	0.809	1.575	1.777	2.297	-0.199	-0.965	-0.766	-0.520	-0.722	-0.033	0.089	0.268	2.665
163830	9.256	0.972	0.955	0.840	1.542	1.659	2.132	0.132	-0.570	-0.702	-0.473	-0.590	-	-	-	-
163868	7.311	0.513	0.965	0.817	1.554	1.664	2.135	-0.304	-1.041	-0.737	-0.471	-0.581	-	-	-	2.523
163899	8.310	0.568	0.722	0.844	1.522	1.435	1.851	-0.276	-0.954	-0.678	-0.416	-0.329	-	-	-	2.567
169820	6.348	1.153	1.003	0.846	1.532	1.706	2.201	0.307	-0.379	-0.686	-0.495	-0.669	-0.005	0.116	0.780	2.814
177863	6.253	0.950	1.016	0.835	1.544	1.709	2.209	0.115	-0.594	-0.709	-0.500	-0.665	0.002	0.093	0.579	2.731
179588	6.692	1.127	0.988	0.853	1.533	1.682	2.172	0.274	-0.406	-0.680	-0.490	-0.639	0.017	0.114	0.702	2.812
181558	6.227	0.792	1.073	0.820	1.560	1.763	2.279	-0.028	-0.768	-0.740	-0.516	-0.719	-0.028	0.093	0.454	2.715
182255	5.186	0.812	1.109	0.817	1.563	1.800	2.326	-0.005	-0.751	-0.746	-0.526	-0.763	-0.052	0.106	0.486	2.736
191295	7.198	0.959	1.039	0.830	1.547	1.732	2.245	0.129	-0.588	-0.717	-0.513	-0.698	-	-	-	-
206540	6.050	0.844	1.106	0.815	1.569	1.793	2.329	0.029	-0.725	-0.754	-0.536	-0.760	-0.055	0.112	0.510	2.719
208057	5.083	0.608	1.156	0.795	1.583	1.838	2.383	-0.187	-0.975	-0.788	-0.545	-0.800	-0.081	0.107	0.311	2.673
215573	5.315	0.824	1.128	0.811	1.565	1.807	2.345	0.013	-0.741	-0.754	-0.538	-0.780	-0.067	0.108	0.508	2.718
222555	7.410	0.952	1.025	0.836	1.547	1.723	2.228	0.116	-0.595	-0.711	-0.505	-0.681	-	-	-	-

Dodatek C

Prędkości radialne: γ Peg

W dodatku C przedstawione są pomiary prędkości radialnych na podstawie 506 widm, zebranych poznańskim teleskopem PST (Tabela C.1). Widma zebrane są w okresie między 10 października 2007 a 20 października 2011, w trzech sezonach obserwacyjnych 2007, 2008 i 2011. W październiku 2010 dostępne są jedynie obserwacje z jednego dnia, gęsto pokrywające jeden okres zmienności około 3.5 godziny (28 widm). Wyniki pomiarów zebrane w dwóch kolumnach: (i) heliocentryczna data juliańska (HJD - Heliocentric Julian Date) oraz (ii) prędkość radialna w jednostkach kms^{-1} (RV - Radial Velocity). Jako standardowe odchylenie dla pomiarów RV można przyjąć wartość 0.15 kms^{-1} . Analiza krzywej prędkości radialnych podana jest w rozdziale 5.

Redukcja widm i uzupełnienie nagłówków plików `fits` wykonano z wykorzystaniem skryptów autorstwa Moniki Fagas (Obserwatorium Astronomiczne w Poznaniu). Pomiar (korelacja) prędkości RV wykonano dla zakresu długości fali 4000 – 6000 Å. Odpowiednie dla widm γ Peg ze względu na brak linii atmosferycznych oraz mniejszego zaszumienia widma w części niebieskiej.

Tablica C.1: Pomiarzy prędkości radialnych z widm γ Peg, otrzymanych 0.5 metrowym teleskopem PST. W dwóch kolumnach podane są: heliocentryczna data juliańska (HJD) i prędkości radialne (RV) w km^{-1} . Prędkości radialne pomierzone są względem siódmego widma z 1 Listopada 2008, oznaczonego górnym indeksem ^t.

HJD	RV [kms^{-1}]	HJD	RV [kms^{-1}]
2007-10-03		2011-09-26	
2454377.431848	9.549	2455831.337677	8.148
2454377.441362	8.675	2455831.344957	8.240
2454377.450262	7.807	2455831.352630	8.049
2454377.460691	6.321	2455831.362619	7.368
2454377.470772	5.270	2455831.369992	6.673
2454377.480633	4.339	2455831.377353	5.967
2454377.490401	3.429	2455831.387388	4.729
2454377.498734	3.446	2455831.395617	3.854
2454377.508538	3.647	2455831.403036	3.203
2454377.518237	4.490	2455831.414309	2.577
2454377.526639	5.674	2455831.421728	2.442
2454377.535378	6.576	2455831.429969	2.490
2454377.546778	8.086	2455831.439460	2.987
2454377.549688	7.932	2455831.446844	3.585
2454377.558368	8.649	2455831.454252	4.327
2454377.573514	9.788	2455831.464807	5.583
2454377.584070	9.424	2455831.473326	6.561
2454377.592866	8.698	2455831.481543	7.229
		2455831.495282	7.930
	2007-10-07	2455831.504796	8.045
2454381.404865	6.163	2455831.512146	7.736
2454381.413314	5.080	2455831.521775	6.831
2454381.423603	3.550	2455831.513220	5.786
		2455831.538731	4.928
	2007-10-13	2455831.549449	3.555

Kontynuacja na następnej stronie

Tablica C.1 – Kontynuacja z poprzedniej strony

HJD	RV [kms ⁻¹]	HJD	RV [kms ⁻¹]
2454387.256698	5.553	2455831.557748	2.727
2454387.268526	7.153	2455831.565306	2.244
2454387.280818	8.152		
2454387.292542	8.443	2011-09-27	
2454387.304602	7.903	2455832.367291	4.063
2454387.316454	6.686	2455832.374490	5.218
2454387.328768	5.129	2455832.381642	6.385
2454387.343860	3.109	2455832.391562	7.862
2454387.357251	2.143	2455832.398795	8.571
2454387.372367	2.148	2455832.406087	9.050
2454387.386950	3.334	2455832.416214	9.196
2454387.398778	4.740	2455832.423448	8.717
2454387.410468	5.992	2455832.430682	7.920
2454387.521496	2.974	2455832.441411	6.338
2454387.533185	3.766	2455832.448738	5.063
2454387.545187	5.125	2455832.455902	3.786
2454387.556831	5.663	2455832.466261	2.307
2454387.568439	6.946	2455832.473645	1.544
2454387.580175	8.349	2455832.480868	1.191
		2455832.497407	1.718
2007-10-14		2455832.504629	2.423
2454388.329164	6.612	2455832.511828	3.321
2454388.345900	7.761	2455832.522176	4.847
2454388.358075	7.705	2455832.529491	5.956
2454388.370448	6.655	2455832.536690	6.983
2454388.382334	4.998	2455832.5461	8.102
2454388.388854	3.304	2455832.553252	8.631
2454388.401273	1.605	2455832.561551	8.860
2454388.548079	2.356		
2454388.560822	1.068	2011-09-29	
		2455834.298446	2.782

Kontynuacja na następnej stronie

Tablica C.1 – Kontynuacja z poprzedniej strony

HJD	RV [kms ⁻¹]	HJD	RV [kms ⁻¹]
	2007-10-15	2455834.305737	2.291
2454389.345322	3.002	2455834.313098	2.400
2454389.356872	3.571	2455834.323249	2.909
2454389.369337	4.770	2455834.330390	3.570
2454389.380981	6.156	2455834.337612	4.360
2454389.393978	7.363	2455834.347080	5.671
2454389.405957	8.068	2455834.354430	6.705
2454389.417727	8.064	2455834.361802	7.508
2454389.454393	4.460	2455834.371112	8.435
2454389.466118	2.935	2455834.378469	8.837
2454389.479589	1.736	2455834.385645	8.924
2454389.486169	1.383	2455834.404904	7.614
2454389.500914	1.901	2455834.412208	6.528
2454389.518454	3.101	2455834.422115	4.965
2454389.530468	4.532	2455834.429847	3.667
2454389.548511	6.431	2455834.437173	2.642
2454389.560189	7.005	2455834.447613	1.644
2454389.571914	6.766	2455834.454951	1.318
2454389.583904	5.889	2455834.462381	1.265
		2455834.472242	1.683
	2007-10-19	2455834.479962	2.429
2454393.518717	10.789	2455834.487185	3.165
2454393.530314	9.853	2455834.497150	4.371
2454393.542501	8.209	2455834.504476	5.358
2454393.554376	6.431	2455834.511780	6.213
2454393.566007	5.018		
2454393.577928	4.146	2011-09-30	
		2455835.332985	6.869
	2007-10-21	2455835.340161	5.855
2454395.311624	7.241	2455835.346018	5.205
2454395.324308	8.050	2455835.352869	4.613

Kontynuacja na następnej stronie

Tablica C.1 – Kontynuacja z poprzedniej strony

HJD	RV [kms ⁻¹]	HJD	RV [kms ⁻¹]
2454395.340570	7.585	2455835.362464	4.307
2454395.352676	6.263	2455835.368136	4.236
2454395.364654	4.578	2455835.373599	4.386
2454395.377490	2.540	2455835.379189	4.738
2454395.390429	1.273	2455835.387163	5.444
2454395.402107	0.566	2455835.392661	6.020
2454395.414942	0.912	2455835.398228	6.689
2454395.426631	1.977	2455835.403853	7.392
2454395.438957	3.437	2455835.412533	8.480
2454395.450820	4.970	2455835.418356	9.222
2454395.462741	6.446	2455835.424004	9.723
2454395.476595	7.395	2455835.429698	10.148
2454395.489534	7.339	2455835.437314	10.571
2454395.501756	6.338	2455835.444062	10.634
2454395.513353	4.870	2455835.449802	10.551
2454395.524869	3.248	2455835.455451	10.190
2454395.536304	1.574	2455835.470439	8.762
2454395.547993	0.585	2455835.480069	7.260
2454395.560365	0.253	2455835.485636	6.433
		2455835.491087	5.629
	2007-11-02	2455835.498691	4.468
2454407.349923	5.801	2455835.510277	3.577
2454407.362480	4.107	2455835.516527	3.240
2454407.374076	2.536	2455835.522164	3.154
2454407.385800	1.578	2455835.533830	3.713
2454407.397686	1.309	2455835.539363	4.140
2454407.410406	1.819	2455835.544965	4.869
2454407.422130	3.011	2455835.550647	5.510
2454407.434351	4.700		
2454407.446017	6.174	2011-10-01	
2454407.457892	7.177	2455836.299155	3.929

Kontynuacja na następnej stronie

Tablica C.1 – Kontynuacja z poprzedniej strony

HJD	RV [kms ⁻¹]	HJD	RV [kms ⁻¹]
2454407.470113	7.945	2455836.305821	4.556
2454407.481941	7.529	2455836.311852	5.361
2454407.493607	6.508	2455836.319213	6.331
2454407.505342	4.688	2455836.324641	7.175
2454407.516986	2.616	2455836.330011	7.849
2454407.528733	1.228	2455836.337303	8.573
		2455836.342662	9.114
2008-11-1		2455836.348009	9.422
2454772.29312082	5.66	2455836.355266	9.582
2454772.30229859	4.69	2455836.360578	9.569
2454772.31070094	3.54	2455836.365960	9.370
2454772.31912644	2.41	2455836.373310	8.928
2454772.32760980	1.23	2455836.378646	8.433
2454772.34324558	0.03	2455836.384051	7.851
2454772.35863831	0.00 ^t	2455836.391759	7.109
2454772.36825588	-0.22	2455836.397176	6.413
2454772.37657721	1.52	2455836.402639	5.855
2454772.38481753	2.43	2455836.410150	5.080
2454772.39311572	3.60	2455836.415717	4.642
2454772.40187685	4.68	2455836.421180	4.382
2454772.40987412	5.54	2455836.428507	4.109
2454772.41804500	6.09	2455836.433889	4.166
2454772.42726907	6.56	2455836.439363	4.373
2454772.43564827	6.56	2455836.447118	4.784
2454772.44394646	6.26	2455836.452777	5.355
2454772.45245297	5.51	2455836.458194	5.892
		2455836.465706	6.879
2008-11-23		2455836.471192	7.629
2454794.26603211	7.21	2455836.476666	8.231
2454794.27445737	7.65	2455836.484201	8.954
		2455836.489548	9.535

Kontynuacja na następnej stronie

Tablica C.1 – Kontynuacja z poprzedniej strony

HJD	RV [kms ⁻¹]	HJD	RV [kms ⁻¹]
2008-11-28		2455836.494953	9.901
2454799.28668937	9.85	2455836.502303	10.080
2454799.29557751	9.92	2455836.507720	10.163
2454799.30488229	9.63	2455836.513298	10.061
2454799.31584202	8.60		
2454799.32427882	7.38	2011-10-12	
2454799.33461360	5.65	2455847.29031538	9.359
2454799.34404568	5.04	2455847.29761848	8.899
2454799.35303799	3.79	2455847.30767617	7.904
2454799.36792100	3.26	2455847.3149677	7.026
2454799.37609161	3.39	2455847.32224766	6.103
2454799.38479456	3.95	2455847.33146045	4.913
2454799.39312723	4.64	2455847.33912235	4.239
		2455847.34647175	3.781
2008-11-14		2455847.35628638	3.529
2454815.17659475	2.61	2455847.36364736	3.664
2454815.18505459	3.76	2455847.3711125	4.112
2454815.19336399	4.78	2455847.38525576	5.625
2454815.20221732	5.92	2455847.39335746	6.699
2454815.21048043	6.86	2455847.40091519	7.871
2454815.21885926	7.46	2455847.41046362	9.160
2454815.22746956	7.50	2455847.41838014	9.917
2454815.23596412	7.33	2455847.42577584	10.022
2454815.24429667	6.62	2455847.43530112	10.598
2454815.25261764	5.56	2455847.4431019	10.387
2454815.26961834	3.47	2455847.45063649	9.752
2454815.27791617	2.49		
2454815.28623714	1.77	2011-10-13	
2454815.29454654	1.38	2455848.2723799	0.576
2454815.30272863	1.47	2455848.27972929	1.058
2454815.31169769	1.92	2455848.28687035	1.642

Kontynuacja na następnej stronie

Tablica C.1 – Kontynuacja z poprzedniej strony

HJD	RV [kms ⁻¹]	HJD	RV [kms ⁻¹]
2454815.32014596	2.48	2455848.29666182	2.895
2454815.32837435	3.50	2455848.30377973	3.914
2454815.33661431	4.49	2455848.31085135	5.009
2454815.34491213	5.60	2455848.32064282	6.285
		2455848.32788805	7.092
2009-01-11		2455848.33683463	7.915
2454843.24789837	4.56	2455848.34692702	8.113
2454843.25620775	5.37	2455848.35397549	7.922
2454843.26478332	6.32	2455848.36113969	7.405
2454843.27404168	7.10	2455848.3719494	6.152
2454843.28220062	8.08	2455848.37898656	5.249
2454843.29077619	8.41	2455848.38613919	4.231
2454843.29942119	8.55	2455848.39699545	2.918
2454843.30746439	8.43	2455848.40418281	2.271
2454843.31588951	7.91	2455848.411266	1.790
2454843.32432620	7.03	2455848.42054822	1.736
2454843.33276289	5.97	2455848.42841843	2.038
		2455848.43804786	2.666
2010-10-26			
24554906.307667	6.630	2011-10-14	
24554906.313454	5.941	2455849.28732407	4.480
24554906.319379	5.248	2455849.29478918	3.483
24554906.324761	4.654	2455849.30193023	2.433
24554906.331682	3.886	2455849.31423321	1.158
24554906.338337	3.242	2455849.32232331	0.736
24554906.343857	2.881	2455849.32963797	0.614
24554906.349262	2.638	2455849.33953359	1.113
24554906.354621	2.509	2455849.34835284	1.818
24554906.361831	2.537	2455849.35670914	2.742
24554906.369018	2.851	2455849.36619967	3.977
24554906.374458	3.263	2455849.37322498	4.928
Kontynuacja na następnej stronie			

Tablica C.1 – Kontynuacja z poprzedniej strony

HJD	RV [kms ⁻¹]	HJD	RV [kms ⁻¹]
24554906.381472	3.903	2455849.38051649	5.887
24554906.389457	4.890	2455849.39074775	6.763
24554906.394839	5.588	2455849.39838647	7.318
24554906.400313	6.349	2455849.40553909	7.343
24554906.406019	7.027	2455849.41572406	6.974
24554906.411436	7.707	2455849.4228651	6.470
24554906.416771	8.224	2455849.43006402	5.558
24554906.422153	8.555	2455852.25626886	5.463
24554906.431122	8.910		
24554906.436573	8.831	2011-10-17	
24554906.441944	8.491	2455852.26359505	6.146
24554906.447742	8.104	2455852.27084023	6.843
24554906.453147	7.682	2455852.28222882	7.612
24554906.459200	7.075	2455852.28949714	7.789
24554906.464697	6.401	2455852.29678862	7.719
24554906.470646	5.687	2455852.30668419	7.212
		2455852.31398724	6.464
	2011-09-20	2455852.32129028	5.694
2455825.412183	9.403	2455852.33162566	4.264
2455825.420123	9.930	2455852.33891713	3.418
2455825.428190	10.144	2455852.3461623	2.677
2455825.437855	9.846	2455852.35780551	1.880
2455825.445401	9.366	2455852.36507384	1.775
2455825.452971	8.496	2455852.3732102	1.914
2455825.463399	6.921	2455852.38617281	2.997
2455825.470772	5.813	2455852.39346428	3.808
2455825.478156	4.636	2455852.40143861	4.817
2455825.488562	3.275		
2455825.496594	2.676	2011-10-20	
2455825.504499	2.472	2455855.338552	8.923
		2455855.345589	8.399

Kontynuacja na następnej stronie

Tablica C.1 – Kontynuacja z poprzedniej strony

HJD	RV [kms ⁻¹]	HJD	RV [kms ⁻¹]
2011-09-24		2455855.356572	7.205
2455829.311673	1.336	2455855.366641	5.853
2455829.318965	1.934	2455855.373782	5.001
2455829.326291	2.916	2455855.380946	4.203
2455829.337356	4.555	2455855.391154	3.389
2455829.344845	5.648	2455855.398237	3.238
2455829.352055	6.564	2455855.405448	3.091
2455829.362657	7.594	2455855.421524	3.970
2455829.370875	8.039	2455855.428908	4.794
2455829.378213	8.115	2455855.436014	5.751
2455829.388213	7.795	2455855.443097	6.793
2455829.399023	6.802	2455855.453641	8.041
2455829.406234	5.962	2455855.460759	8.874
2455829.415609	4.812	2455855.467865	9.484
2455829.423364	3.959	2455855.477309	10.088
2455829.430598	3.195	2455855.493061	9.557
2455829.440077	2.613	2455855.500132	8.901
2455829.447485	2.365	2455855.507227	7.865
2455829.454649	2.479		
2455829.464036	2.952		
2455829.472832	3.684		
2455829.480240	4.554		
2455829.491224	6.018		
2455829.498724	6.995		
2455829.506374	7.956		
2011-09-25			
2455830.319566	4.762		
2455830.326904	3.653		
2455830.334149	2.670		
2455830.343524	1.656		

Kontynuacja na następnej stronie

Tablica C.1 – Kontynuacja z poprzedniej strony

HJD	RV [kms ⁻¹]	HJD	RV [kms ⁻¹]
2455830.350758	1.071		
2455830.357865	0.932		
2455830.367726	1.098		
2455830.374913	1.615		
2455830.382193	2.405		
2455830.391870	3.685		
2455830.399161	4.832		
2455830.406418	5.945		
2455830.415724	7.167		
2455830.422900	7.955		
2455830.430238	8.371		
2455830.446199	8.224		
2455830.453525	7.573		
2455830.460759	6.669		
2455830.470308	5.152		
2455830.477634	3.778		
2455830.486234	2.504		
2455830.495898	1.400		
2455830.503167	0.928		
2455830.510378	0.758		
2455830.519973	0.855		
2455830.527438	1.568		
2455830.534776	2.436		

Referencje

- H. A. Abt, H. Levato, and M. Grosso. *ApJ*, 573:359, 2002. [63](#), [79](#), [104](#), [106](#), [118](#)
- C. Aerts, P. DeCat, G. Handler, and U. Heiter. *MNRAS*, 347:879, 2004. [100](#), [104](#)
- E. Anders and N. Grevesse. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53:197, 1989. [14](#)
- H. Ando. *A&A*, 163:97, 1986. [54](#)
- M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, C. Allende Prieto, and D. Kiselman. Line formation in solar granulation. IV. [O I], O I and OH lines and the photospheric O abundance. *A&A*, 417:751, 2004. [16](#)
- M. Asplund, N. Grevesse, and A. J. Sauval. The solar chemical abundance. *ASP Conf. Series, edited by T. G. Barnes III and F. N. Bash*, 336:25, 2005. [2](#), [16](#)
- M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, and P. Scott. The chemical composition of the sun. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 47:481, 2009. [3](#), [16](#), [17](#), [21](#), [36](#), [86](#), [161](#)
- M. Auserloos, R. Scuflaire, A. Thoul, and C. Aerts. *MNRAS*, 355:352, 2004. [36](#), [135](#)
- N. R. Badnell and M. J. Seaton. *J. Phys. B.*, 36:4367, 2003. [23](#)
- N. R. Badnell, M. A. Bautista, K. Butler, F. Delahaye, and et al. *MNRAS*, 360:458, 2005. [2](#), [23](#), [164](#)
- S. Bagnulo, J. D. Landstreet, L. Fossati, and O. Kochukhov. *A&A*, 538:A129, 2012. [66](#)
- N. Baker and R. Kippenhahn. *ZAp*, 54:114, 1962. [1](#)
- L. A. Balona and D. J. James. *MNRAS*, 332:714, 2002. [85](#)
- L. A. Balona, A. Pigulski, P. D. Cat, G. Handler, J. Gutiérrez-Soto, C. A. Engelbrecht, F. Frescura, M. Briquet, J. Cuypers, and et al. *MNRAS*, 413:2403–2420, 2011. [3](#), [79](#)
- S. Basu and H. M. Antia. *ApJ*, 606:L85, 2004. [17](#), [20](#), [21](#)

- A. Blaauw. *ApJ*, 123:408, 1956. 77
- E. Böhm-Vitense. *ZAp*, 46:108, 1958. 16
- K. R. Bondal. *The Observatory*, 87:220, 1967. 77
- M. Breger, J. Stich, R. Garrido, B. Martin, S. Y. Jiang, Z. P. Li, D. P. Hube, W. Ostermann, M. Paparo, and M. Scheck. *A&A*, 271:482, 1993. 106
- M. Briquet, S. Hubrig, P. De Cat, C. Aerts, P. North, and M. Schöller. *A&A*, 466:269, 2007. 66
- V. V. Butkovskaya and S. I. Plachinda. *A&A*, 469:1069–1076, 2007. 114
- F. Castelli. *A&A*, 346:564, 1999. 55, 63, 93, 98
- F. Castelli and F. R. Kurucz. *A&A*, 454:333, 2006. 55, 57, 63, 82, 85
- E. Chapellier, P. Mathias, J.-M. LeContel, R. Garrido2, D. LeContel, and J.-C. Valtier. *A&A*, 362:189, 2000. 118, 119, 165, 166
- E. Chapellier, D. LeContel, J. M. LeContel, P. Mathias, and J.-C. Valtier. *A&A*, 448:697, 2006. 104, 114
- C. Chiosi and E. Nasi. *A&A*, 34:375, 1974. 52
- J. Christensen-Dalsgaard, M. P. DiMauro, G. Houdek, and F. Pijpers. *A&A*, 494:205, 2009. 164
- A. N. Cox and J. N. Stewart. *AJ*, 67:113, 1962. 1
- A. N. Cox and J. E. Tabor. *ApJS*, 31:271, 1976. 1
- A. N. Cox, S. M. Morgan, F. J. Rogers, and C. A. Iglesias. *ApJ*, 393:272, 1992. 2
- N. Cramer. *A&A*, 112:330, 1982. 61, 62, 93
- N. Cramer. *A&A*, 132:283, 1984. 93, 98
- N. Cramer. *New A Rev.*, 43:343, 1999. 93, 95, 98
- N. Cramer and A. Maeder. *A&A*, 78:305, 1979. 61
- S. R. Cranmer. *ApJ*, 701:396, 2009. 54
- D. L. Crawford. *ApJ*, 83:48, 1978. 55
- D. L. Crawford and N. Mandwewala. *PASP*, 88:917, 1976. 61

- K. Cunha, I. Hubeny, and T. Lanz. *ApJ*, 647:L143, 2006. [20](#), [21](#)
- T. Currie, J. Hernandez, J. Irwin, S. J. Kenyon, S. Tokarz, Z. Balog, A. Bragg, P. Berlind, and M. Calkins. *ApJS*, 186:191, 2010. [90](#)
- J. Daszyńska-Daszkiewicz and P. Walczak. *MNRAS*, 403:496, 2010. [102](#), [103](#), [133](#), [145](#), [159](#), [164](#)
- J. Daszyńska-Daszkiewicz, W. A. Dziembowski, and A. A. Pamyatnykh. *A&A*, 441:641, 2005. [102](#), [143](#), [159](#)
- P. DeCat, M. Briquet, C. Aerts, K. Goossens, and et al. *A&A*, 453:243, 2007. [61](#), [66](#), [67](#), [75](#), [77](#), [79](#), [112](#), [181](#), [182](#)
- J. DeRidder, J. H. Telting, L. A. Balona, G. Handler, and et al. *MNRAS*, 351:324, 2004. [102](#), [103](#)
- M. Desmet, M. Briquet, A. Thoul, W. Zima, and et al. *MNRAS*, 396:1460, 2009. [100](#)
- W. A. Dziembowski. *Acta Astron.*, 27:95, 1977. [39](#)
- W. A. Dziembowski and A. A. Pamyatnykh. *MNRAS*, 262:204, 1993. [47](#), [74](#)
- W. A. Dziembowski and A. A. Pamyatnykh. *MNRAS*, 385:2061, 2008. [39](#), [77](#), [99](#), [100](#), [135](#), [159](#)
- W. A. Dziembowski, P. Moskalik, and A. A. Pamyatnykh. *MNRAS*, 265:588, 1993. [2](#), [73](#), [79](#)
- W.A. Dziembowski and M. Jerzykiewicz. *A&A*, 341:480, 1999. [99](#)
- U. Feldman and K. G. Widing. *Space Sci. Rev.*, 107:665, 2003. [20](#)
- P. J. Flower. *A&A*, 469:355, 1996. [94](#)
- E. B. Frost. *ApJ*, 15:340, 1902. [5](#)
- E. B. Frost. *ApJ*, 24:259, 1906. [5](#)
- K. Fuhrmann. *MNRAS*, 384:173, 2008. [21](#)
- D. R. Gies and D. L. Lambert. Carbon, nitrogen, and oxygen abundances in early b-type stars. *ApJ*, 387:673, 1992. [169](#)
- M. Godart, A. Noels, M.-A. Dupret, and Y. Lebreton. *MNRAS*, 396:1833, 2009. [52](#)
- M. Golay. *Vistas in Astronomy*, 14:13, 1972. [61](#)

- E. M. Green, G. Fontaine, M. D. Reed, K. Callerame, I. R. Seitenzahl, B. A. White, E. A. Hyde, R. Østensen, O. Cordes, and et al. *ApJ*, 583:L31, 2003. [7](#)
- N. Grevesse and A. Noels. Origin and evolution of the elements. *edited by N. Prantzos, E. Vangioni-Flam and M. Casse, Cambridge University Press*, page 15, 1993. [2](#), [14](#)
- N. Grevesse and A. J. Sauval. *Space Sci. Rev.*, 85:161, 1998. [15](#), [55](#)
- P. Guthnick. *Astronomische Nachrichten*, 195:265, 1913. [5](#)
- J. A. Guzik, J. J. Keady, and D. P. Kilcrease. *AIP, Conf. Proc.*, 1170:577, 2009. [21](#)
- G. Handler. *MNRAS*, 398:1339, 2009. [77](#), [79](#), [104](#), [107](#), [119](#), [166](#)
- G. Handler, R. R. Shobbrook, M. Jerzykiewicz, A. Krisciunas, and et al. *MNRAS*, 347:454, 2004. [100](#)
- G. Handler, M. Jerzykiewicz, E. Rodríguez, K. Uytterhoeven, and et al. *MNRAS*, 365:327, 2006. [75](#), [99](#), [100](#), [101](#)
- G. Handler, J. M. Matthews, J. E. Eaton, J. Daszyńska-Daszkiewicz, and et al. *ApJ Letter*, 698:56, 2009. [4](#), [75](#), [104](#), [106](#), [107](#), [108](#), [117](#), [149](#), [158](#)
- G. Hill. *ApJS*, 14:263, 1967. [77](#)
- W. Huang and D. R. Gies. *ApJ*, 648:580, 2006. [94](#)
- S. Hubrig, M. Briquet, M. Schöller, P. De Cat, G. Mathys, and C. Aerts. *MNRAS*, 369:L61, 2006. [66](#)
- S. Hubrig, M. Briquet, P. De Cat, M. Schöller, T. Morel, and I. Ilyin. *Astronomische Nachrichten*, 330:317, 2009. [66](#)
- W. F. Huebner, A. L. Merts, N. H. Magee, and M. F. Argo. *Los Alamos Sci. Rep.*, La-6760-M, 1977. [1](#)
- D. G. Hummer and D. Mihalas. *ApJ*, 331:794, 1988. [22](#)
- C. A. Iglesias and F. J. Rogers. *ApJ*, 464:943, 1996. [2](#), [22](#)
- M. Jerzykiewicz. *Acta Astron.*, 28:465, 1978. [99](#)
- M. Jerzykiewicz, G. Handler, R. R. Shobbrook, A. Pigulski, and et al. *MNRAS*, 360:619, 2005. [75](#), [100](#), [102](#), [103](#), [105](#)
- D. Kilkeny, C. Koen, D. O'Donoghue, and R. S. Stobie. *MNRAS*, 285:640, 1997. [7](#)

- M. Kiriakidis, M. F. El Eid, and W. Glatzel. *MNRAS*, 255:1P, 1992. [2](#)
- Z. Kołaczkowski, A. Pigulski, G. Kopacki, and G. Michalska. *Acta Astron.*, 54:33, 2004. [86](#), [87](#)
- C. Koen and L. Eyer. New periodic variables (Koen+, 2002). *VizieR Online Data Catalog*, 733:10045, 2002. [77](#)
- M. Kubiak. *Acta Astron.*, 30:41, 1980. [100](#)
- M. Künzli, P. North, R. L. Kurucz, and B. Nicolet. *A&A Supp.*, 122:51, 1997. [61](#)
- J.-M. Le Contel, P. Mathias, E. Chapellier, and J.-C. Valtier. *A&A*, 380:277, 2001. [79](#)
- P. Ledoux. *ApJ*, 114:373, 1951. [5](#)
- K. Lefever, J. Puls, T. Morel, C. Aerts, L. Decin, and M. Briquet. *A&A*, 515:74, 2010. [66](#), [106](#), [122](#)
- L. Lefèvre, S. V. Marchenko, A. F. J. Moffat, A. N. Chené, S. R. Smith, N. St-Louis, J. M. Matthews, R. Kuschnig, D. B. Guenther, and et al. *ApJ*, 634:L109, 2005. [52](#)
- P. Lenz and M. Breger. *Communications in Asteroseismology*, 146:53–136, 2005. [4](#), [106](#)
- P. Lenz, A. A. Pamyatnykh, T. Zdravkov, and M. Breger. *A&A*, 509:A90, 2010. [141](#)
- K. Lodders. *ApJ*, 591:1220, 2003. [15](#)
- K. Lodders, H. Plame, and H.-P. Gail. Abundances of the Elements in the Solar System. page 44, 2009. [3](#), [16](#)
- A. N. Marsh, M. V. McSwain, and T. Currie. Analysis of the B and Be-star populations of the double cluster h and χ Persei. In R. de Grijs & J. R. D. Lépine, editor, *IAU Symposium*, volume 266 of *IAU Symposium*, page 462, 2010. [94](#)
- D. H. McNamara. *PASP*, 65:286, 1953. [99](#), [100](#), [104](#)
- J.-C. Mermilliod, B. Hauck, and M. Mermilliod. *A&A Supp.*, 124:349, 1997. [54](#), [177](#), [181](#)
- A. Miglio, J. Montalbán, and M.-A. Dupret. *MNRAS*, 375:L21, 2007a. [2](#), [30](#)
- J. Montalbán and A. Miglio. *Communications in Asteroseismology*, 157:160, 2008. [141](#)
- T. Morel, K. Butler, C. Aerts, C. Neiner, and M. Briquet. *A&A*, 457:651, 2006. [36](#), [164](#)
- T. Morel, S. Hubrig, and M. Briquet. *A&A*, 481:453, 2008. [122](#), [169](#)

- P. Moskalik and W. A. Dziembowski. *A&A*, 256:L5, 1992. [2](#), [7](#), [52](#)
- R. Napiwotzki, D. Schönberner, and V. Wenske. *A&A*, 268:653, 1993. [55](#), [63](#)
- C. Neiner, V. C. Geers, H. F. Henrichs, M. Floquet, Y. Frémat, A.-M. Hubert, O. Preuss, and K. Wiersma. *A&A*, 406:1019, 2003. [124](#), [166](#)
- J. R. North, J. Davis, P. G. Tuthill, W. J. Tango, and J. G. Robertson. *MNRAS*, 380:1276, 2007. [63](#)
- A. J. Onifer and J. A. Guzik. In F. Bresolin, P. A. Crowther, and J. Puls, editors, *IAU Symposium*, volume 250 of *IAU Symposium*, page 83, 2008. [7](#), [52](#)
- J. Ostrowski, J. Daszyńska-Daszkiewicz, and A. A. Pamyatnykh. *Astronomische Nachrichten*, 333:946, 2012. [54](#), [77](#)
- B. Paczyński. *Acta Astron.*, 19:1, 1969. [38](#)
- B. Paczyński. *Acta Astron.*, 20:2, 1970. [38](#)
- A. A. Pamyatnykh. *Acta Astron.*, 49:119, 1999. [2](#), [5](#), [7](#), [12](#), [45](#), [49](#), [74](#), [83](#), [94](#)
- A. A. Pamyatnykh and W. Ziomek. *Communications in Asteroseismology*, 150:207, 2007. [2](#)
- A. A. Pamyatnykh, G. Handler, and W. A. Dziembowski. *MNRAS*, 350:1022, 2004. [36](#), [103](#), [104](#), [132](#)
- C. P. Pandey, T. Morel, M. Briquet, K. Jayakumar, S. Bisht, and B. B. Sanwal. *Communications in Asteroseismology*, 162:21, 2011. [148](#), [158](#)
- A. Pigulski and G. Pojmański. *A&A*, 477:917–929, 2008. [82](#), [83](#)
- A. Pigulski and G. Pojmański. *A&A*, 477:917, 2008. [5](#)
- A. Pigulski and G. Pojmański. *AIP, Conf. Proc.*, 1180:351, 2009. [5](#)
- G. Pojmanski. The All Sky Automated Survey. *Acta Astron.*, 47:467–481, 1997. [82](#)
- G. Pojmanski. *Acta Astron.*, 50:177–190, 2000. [82](#)
- G. Pojmanski, B. Pilecki, and D. Szczygiel. *Acta Astron.*, 55:275–301, 2005. [82](#)
- J. M. Porter and T. Rivinius. *PASP*, 115:1153, 2003. [54](#), [85](#)
- N. Przybilla, M.-F. Nieva, and K. Butler. *ApJ*, 688:L103, 2008. [36](#)
- D. V. Reames. *Space Sci. Rev.*, 90:413, 1999. [20](#)

- F. J. Rogers and C. A. Iglesias. *ApJ Supp. Ser.*, 79:507, 1992. [2](#), [21](#)
- F. J. Rogers and C. A. Iglesias. *Science*, 263:50, 1994. [22](#)
- S. Rosseland. *MNRAS*, 84:525, 1924. [10](#)
- F. Rufener and B. Nicolet. *A&A*, 206:357, 1988. [61](#)
- S. Saesen. *Towards asteroseismology of young open stellar cluster χ Persei (NGC 884)*. PhD thesis, Katholieke Universiteit Leuven, Faculteit Wetenschappen, Instituut voor Sterrenkunde, 2009. [85](#), [90](#), [91](#), [92](#), [94](#)
- S. Saesen, F. Carrier, A. Pigulski, C. Aerts, G. Handler, A. Narwid, J. N. Fu, C. Zhang, X. J. Jiang, and et al. *A&A*, 515:A16, 2010a. [85](#)
- S. Saesen, A. Pigulski, F. Carrier, G. Michalska, C. Aerts, J. De Ridder, M. Briquet, G. Handler, Z. Kozłowski, and et al. *Astronomische Nachrichten*, 331:1080, 2010b. [85](#), [87](#)
- H. Saio, R. Kuschnig, A. Gautschy, C. Cameron, G. A. H. Walker, J. M. Matthews, D. B. Guenther, A. F. J. Moffat, S. M. Ruciński, D. Sasselov, and W. W. Wiess. *ApJ*, 650:1111, 2006. [52](#), [77](#)
- S. Salmon, J. Montalbán, T. Morel, A. Miglio, M.-A. Dupret, and A. Noels. *MNRAS*, 422:3460, 2012. [164](#)
- A. Schwarzenberg-Czerny. An astronomer's guide to period searching. volume 292 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 383, 2003. [4](#), [106](#)
- M. J. Seaton. *MNRAS*, 279:95, 1996. [74](#)
- M. J. Seaton. *MNRAS*, 362:L1, 2005. [2](#), [23](#), [74](#)
- M. J. Seaton and N. R. Badnell. *MNRAS*, 354:457, 2004. [23](#)
- M. J. Seaton, Yu Yan, D. Mihalas, and A. K. Pradhan. *MNRAS*, 266:805, 1994. [2](#), [22](#)
- N. R. Simon. *ApJ*, 260:82, 1982. [2](#)
- M. A. Smith. *ApJ*, 215:574, 1977. [7](#)
- M. A. Smith and A. H. Karp. *Solar and Stellar Pulsation*, 6544:289, 1976. [122](#)
- A. Stankov and G. Handler. *ApJ Supp.*, 158:193, 2005. [5](#), [54](#), [60](#), [177](#), [178](#)
- R. F. Stellingwerf. *Astron. Journal*, 83:1184, 1978a. [2](#), [40](#)

- C. Sterken. *A&A*, 189:81, 1988. [77](#)
- S. E. Strom, S. C. Wolff, and D. H. A. Dror. *AJ*, 129:809, 2005. [94](#)
- J. C. Suárez, A. Moya, P. J. Amado, S. Martín-Ruiz, C. Rodríguez-López, and R. Garrido. *ApJ*, 690:1401, 2009. [135](#)
- J. H. Telting, C. Schrijvers, I. V. Ilyin, K. Uytterhoeven, J. De Ridder, C. Aerts, and H. F. Henrichs. *A&A*, 452:945, 2006. [104](#), [106](#)
- N. Tetzlaff, R. Neuhäuser, and M. M. Hohle. *MNRAS*, 410:190, 2011. [63](#)
- R. H. D. Townsend. *MNRAS*, 360:465, 2005. [83](#)
- R. H. D. Townsend and J. MacDonald. *MNRAS*, 368:L57, 2006. [52](#)
- S. Turck-Chièze, G. Loisel, D. Gilles, L. Piau, C. Blancard, T. Blenski, M. Busquet, T. Caillaud, P. Cossé, and et al. *Ap&SS*, 336:103–109, 2011. [36](#), [165](#)
- J. S. Vink. Mass loss and evolution of hot massive stars. In L. Deng and K. L. Chan, editors, *IAU Symposium*, volume 252 of *IAU Symposium*, pages 271–281, 2008. [54](#)
- J. S. Vink, A. de Koter, and H. J. G. L. M. Lamers. *A&A*, 350:181, 1999. [54](#)
- C. Waelkens. *A&A*, 246:453, 1991. [7](#), [122](#)
- P. Walczak and J. Daszyńska-Daszkiewicz. *Astronomische Nachrichten*, 331:1057, 2010. [106](#), [107](#), [148](#), [158](#), [159](#)
- P. Walczak, J. Daszyńska-Daszkiewicz, A. A. Pamyatnykh, and T. Zdravkov. *MNRAS*, 2013. [4](#)
- G. Walker, J. Matthews, R. Kuschnig, R. Johnson, and et al. *PASP*, 115:1023, 2003. [104](#)
- M. Yıldız. *MNRAS*, 412:2571–2578, 2011. [164](#)
- P. R. Young. *A&A*, 444:L45, 2005. [20](#)
- T. Zdravkov and A. A. Pamyatnykh. *Journal of Physics, Conference Series*, 118:012079, 2008a. [4](#)
- T. Zdravkov and A. A. Pamyatnykh. *Co.Ast., Conf. Proc.*, 157:385, 2008b. [4](#)
- T. Zdravkov and A. A. Pamyatnykh. *AIP, Conf. Proc.*, 1170:388, 2009. [4](#)
- T. Zdravkov, A. A. Pamyatnykh, J. Daszyńska-Daszkiewicz, and P. Walczak. 2013. [4](#)
- S. A. Zhevakin. *Russ. Astroph.*, 30:161, 1953. [1](#)