

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

INSTITUTO DE FÍSICA

Um estudo Asterosismológico de Anãs Brancas DA Variáveis

Theylor Schumacher Klippel

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado
para a obtenção do grau de Bacharel no Curso
de Física

Orientadora: Prof. Dra. Alejandra Romero

Porto Alegre - RS

Dezembro de 2018

Agradecimentos

Chegar no fim desse curso teria sido impossível sem o suporte e o apoio de meus pais Marcio e Tatiane. Ao longo desses anos muitas coisas aconteceram, mas com certeza o meu afastamento de tudo e de todos e principalmente de vocês é o mais perceptível. Infelizmente é isso que fazer uma graduação na UFRGS te exige, dedicação exclusiva e todo o tempo que restar para fazer as tarefas ou então estudar aquele conteúdo que esta atrasado. Mesmo assim vocês sempre foram compreensivos e me deram todo o suporte que precisei; aliás foi assim desde que eu era pequeno, nunca me faltou nada.

Agradeço a minha companheira de longa data Thayana, que desde o ensino fundamental me escuta discursar sobre física, astronomia e como o universo era incrível. Mesmo sem simpatizar nem um pouco com estes assuntos sempre se mostrou interessada em me ouvir e me incentivar a fazer o que eu gosto. Tu foi, durante esses 8 anos que estamos juntos a pessoa mais importante da minha vida, me dando carinho e me ajudando a levantar das rasteiras que a vida me deu, que não foram poucas. Eu não teria chegado até aqui sem ti, tu é meu alicerce; então este trabalho é também teu.

Deixo meus sinceros agradecimentos ao meu professor do ensino fundamental José Luís, que plantou a sementinha da astronomia na minha mente lá na quinta série em meados do ano de 2007 e, mesmo não sendo sua área de ensino, sempre se esforçou para saciar minhas curiosidades. Isso fez a diferença!

Quero agradecer também a minha orientadora Dra. Alejandra, que me acompanhou desde o primeiro ano de curso e me ensinou praticamente tudo que eu sei sobre anãs brancas. Obrigado por confiar em mim, mesmo quando eu me ausentava por semanas por causa das cadeiras. Agradeço também o meu grupo de pesquisa e, principalmente o professor Kepler, que é a pessoas mais sábia que eu conheço.

Muitas pessoas fizeram parte da minha formação e me ajudaram a chegar até aqui. Então obrigado a todos que de alguma forma contribuíram para o meu caráter e para a minha curiosidade insaciável. Em especial a minha avó Jane que infelizmente não está mais aqui mas que sempre lembrarei com muito carinho. Obrigado!

Por fim agradeço ao Instituto de Física da UFRGS, CNPq que financiou este trabalho e também ao Departamento de Astronomia que me acolheu desde o princípio e proporcionou a realização deste trabalho.

Resumo

As anãs brancas são o fim evolutivo mais comum para as estrelas na nossa galáxia, sendo as que possuem uma atmosfera rica em hidrogênio (chamadas de anãs brancas DA) as mais numerosas dentre todos os diferentes tipos espectrais que estes objetos apresentam. Estrelas anãs brancas DA, durante seu lento esfriamento, apresentam variabilidade fotométrica ao atravessar o intervalo de temperatura compreendido entre 10500 e 12500 K, na chamada banda de instabilidade. As anãs brancas variáveis que se encontram nesta banda de instabilidade são chamadas de ZZ Ceti e são o objeto de estudo deste trabalho.

Através da utilização do nosso conhecimento das propriedades de pulsação das estrelas ZZ Ceti, é possível determinar parâmetros estelares tais como a composição química detalhada, temperatura efetiva e também a massa estelar. Fazemos isto analisando o espectro de períodos de pulsação que estas estrelas apresentam, comparando períodos observados com os períodos teóricos, o que chamamos de ajuste asterosismológico.

Neste trabalho foram calculadas seis novas sequências evolutivas para a curva de esfriamento das anãs brancas para complementar a grade já calculada por Alejandra Romero, buscando aprimorar a quantidade de modelos representativos que possuímos desses objetos, o que proporciona ajustes asterosismológicos com mais qualidade. Como uma aplicação dessas novas sequências calculadas, foi feito um ajuste dos períodos de nove estrelas ZZ Ceti clássicas, comparando os resultados obtidos com estudos anteriores.

Abstract

White dwarfs are the most common evolutionary end for stars in our galaxy, being those with an atmosphere rich in hydrogen (called DA white dwarfs DA), the most numerous among all the different spectral types that these objects present. White dwarf stars, during their slow cooling, present photometric variability when crossing the temperature range between 10500 and 12500 K, in the called instability band. The variable white dwarfs that are in this band of instability are called ZZ Ceti and are the object of study of this work.

By using our knowledge of the pulsating properties of ZZ Ceti stars, it is possible to determine stellar parameters such as detailed chemical composition, effective temperature and also stellar mass. We do this by analyzing the spectra of pulsation periods that these stars present, comparing the observed periods with the theoretical ones, what we call asteroseismological adjustment.

In this work six new evolutionary sequences were calculated for the cooling curve of the white dwarfs, seeking to improve the number of representative models that we have of these objects, which provides astronomical adjustments with better quality. As an application of these new calculated sequences, an adjustment of nine classic ZZ Ceti stars was made, comparing the results obtained with previous studies.

Sumário

1	Introdução	8
1.1	Evolução estelar	8
1.2	Anãs Brancas	10
1.3	As Estrelas Variáveis	12
1.4	O Fenômeno das Pulsações em Estrelas	13
1.5	Pulsações não Radiais	14
1.6	Características gerais dos modos de pulsações não radiais	17
1.7	Asterosismologia de Anãs Brancas DA	18
1.8	Motivações Para Este Trabalho	19
2	Códigos	20
2.1	Código Evolucionário LPCODE	20
2.2	Código de Pulsações	21
3	Sequências Evolutivas e Perfis Químicos	22
3.1	Novas Sequências da Curva de Esfriamento	22
3.2	Perfil Químico dos Modelos	25
4	Ajustes Asterosismológicos	29
4.1	Função de Qualidade e Critérios de Seleção	29
4.1.1	G117-B15A	31
4.1.2	R548	32
4.1.3	G185-32	34
4.1.4	GD 244	36
4.1.5	G226-29	38
4.1.6	L19-2	39
4.1.7	HL Tau-76	40
4.1.8	G38-29	41

4.1.9 KUV-02464+3239	43
5 Conclusões	45

Capítulo 1

Introdução

1.1 EVOLUÇÃO ESTELAR

Estrelas se formam a partir de uma nuvem interestelar que se torna gravitacionalmente instável, sendo que esta instabilidade pode ser dada por algum tipo de perturbação no meio que a circunda, como por exemplo: uma onda de choque de uma supernova, a passagem dos braços da galáxia (no caso de galáxias espirais), entre outras. Devido a esta perturbação a nuvem entra em colapso gravitacional e começa a se contrair e, eventualmente esta grande nuvem se fragmenta em nuvens menores, que possuem massas em torno de massas estelares, que continuam em contração sobre si mesmas. Com a constante contração e acreção de matéria a protoestrela que se formou no centro da nuvem atinge a massa mínima necessária para poder haver fusão do hidrogênio em seu núcleo ($M_{min} = 0.08M_{\odot}$). A partir deste ponto, o corpo passa a ser chamado de estrela e entra primeiramente na pré-sequência principal e, posteriormente, na sequência principal no diagrama HR, sendo a etapa mais longa na vida de qualquer estrela quando consideramos que a fonte de energia são as reações nucleares.

Na sequência principal estrelas de diferentes massas possuem estruturas físicas muito diferentes. Isto por que a medida que a massa aumenta, aumenta também a temperatura central, enquanto que a pressão e a densidade no centro decrescem. Para estrelas com massas maiores do que aproximadamente $1.5M_{\odot}$, que são chamadas de estrelas da alta sequência principal, a temperatura central é suficientemente alta para que a fonte de energia dominante seja dada pelo ciclo de reações termonucleares de carbono-nitrogênio-oxigênio (C-N-O). A taxa de produção de energia deste mecanismo depende fortemente da temperatura, de forma que a produção de energia fica fortemente concentrada no núcleo mais interno. O fluxo de energia aumenta tanto de dentro para fora da estrela que os fótons sozinhos não conseguem transportar toda essa energia de maneira eficiente. Por consequência disto

forma-se um núcleo convectivo rodeado por uma camada radiativa, sendo o tamanho do núcleo convectivo proporcional à massa da estrela.

Estrelas que possuem massas iniciais menores do que aproximadamente $1.5M_{\odot}$ geram energia em seu núcleo predominantemente por um processo denominado ciclo próton-próton (p-p). Este processo é muito menos sensível à temperatura do que o ciclo C-N-O, e portanto a produção de energia não fica tão concentrada no centro da estrela, fazendo com que estrelas nessa faixa de massa tenham um núcleo radiativo. A temperatura efetiva¹ de estrelas com essas massas é tão baixa que o hidrogênio existe em sua forma neutra na superfície e, a medida que é ionizado nas camadas mais internas, produz uma zona de convecção externa. Fora os mecanismos de produção de energia que mudam de acordo com a massa da estrela, todas estão realizando o mesmo processo durante a sequência principal: convertendo hidrogênio em hélio.

Quando o hidrogênio no núcleo se esgota, a estrela sai da sequência principal. A escassez de hidrogênio no núcleo, a formação de íons H^{-} nas camadas externas da estrela (o que aumenta a opacidade), a formação de zonas convectivas estendidas, todos estes fatores levam a estrela a subir o Ramo de Hayashi, entrando assim, no Ramo das Gigantes Vermelhas (Red Giant Branch (RGB)) aumentando sua luminosidade com pouca variação na temperatura efetiva. Quando a temperatura do núcleo chega a aproximadamente 10^8 K, se inicia a combustão do hélio e a estrela adentra o Ramo Horizontal (Horizontal Branch (HB)), em uma posição que depende principalmente do tamanho da camada de hidrogênio remanescente.

A evolução posterior a queima de hélio central depende diretamente da massa inicial da estrela. Um esquema dos diferentes caminhos evolutivos é ilustrado na figura 1.1, onde podemos notar que o destino final de uma estrela, e também as etapas intermediárias de evolução, é determinada por sua massa.

Para estrelas pertencentes ao primeiro segmento da figura 1.1, após o término da queima central de hélio, a estrela ainda queima hidrogênio e hélio em camadas ao redor do núcleo.

Desta forma, as camadas externas se expandem e o núcleo se contrai, e assim a estrela chega ao Ramo Assintótico das Gigantes (AGB), atingindo luminosidades altíssimas (cerca de 10 000 vezes a luminosidade do Sol). Para estrelas de massa inferior a $\approx 12M_{\odot}$ a temperatura de fusão do carbono nunca é alcançada. No fim do AGB, a combustão do hélio na camada que circula o núcleo se torna instável e a estrela passa por uma fase de instabilidades termo-nucleares que é conhecida como pulsos térmicos. Por causa dos pulsos térmicos a estrela

¹A temperatura efetiva (T_{ef}) de uma estrela é definida como sendo a temperatura de um corpo negro que possui o mesmo fluxo de energia superficial que a estrela considerada. É definida através da relação $L_* = 4\pi R_*^2 \sigma T_{ef}^4$ onde L_* e R_* são a luminosidade (energia emitida por unidade de tempo) e o raio da estrela e σ é a constante de Stefan-Boltzmann

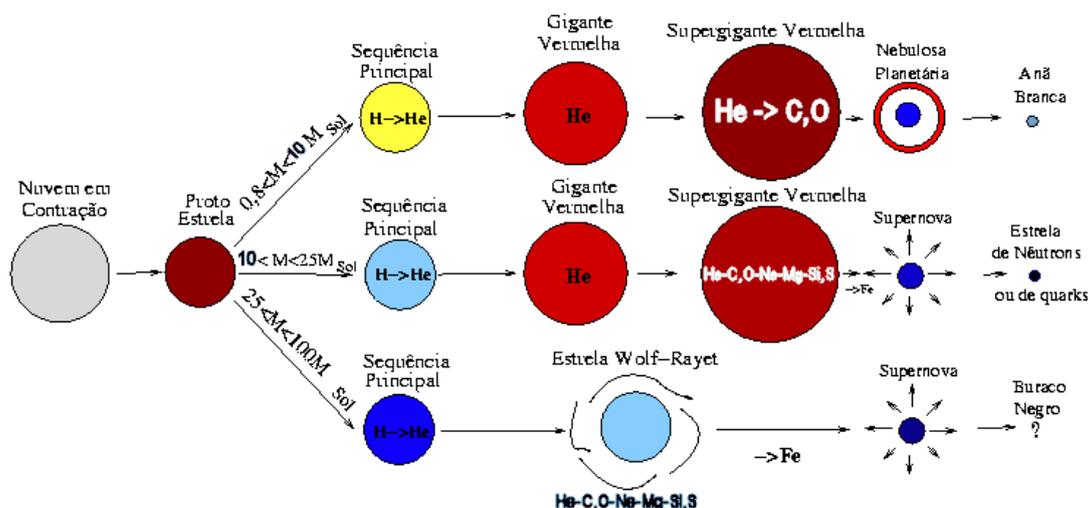


Figura 1.1: Um esquema dos três caminhos evolutivos possíveis. Dependendo da massa da estrela os estágios evolutivos finais são bem distintos. Extraído de astro.if.ufrgs.br/estrelas/node14.htm

acaba ejetando para o meio interestelar a maior parte de suas camadas externas que são ricas em hidrogênio. O que sobra é o núcleo composto de carbono e oxigênio fortemente degenerado por causa da alta densidade, com massa em torno de $0.5M_{\odot}$; chamamos este objeto de anã branca. A matéria que foi ejetada durante os pulsos térmicos ainda brilha por alguns milhares de anos, formando ao redor da anã branca uma nebulosa planetária (Icko Iben 1967).

Para massas estelares maiores, a estrela consegue atingir a temperatura de fusão de carbono e também de todos os elementos subsequentes até a fusão do ferro. Estrelas que chegam a esse estágio terminam suas vidas como uma explosão de supernova tipo II, gerando uma estrela de nêutrons ou de quarks, ou como um buraco negro para estrelas com massas maiores do que $\approx 25M_{\odot}$.

1.2 ANÃS BRANCAS

As anãs brancas são o estágio evolutivo final de cerca de 99 % das estrelas da nossa galáxia (G.R. Lauffer et al 2018). A estrutura geral de uma anã branca é a seguinte: núcleo de matéria degenerada muito densa (densidades em torno de 10^7g cm^{-3}) compreendendo em torno de 99 % da massa da estrela, rodeada por uma camada muito fina de matéria não degenerada com densidade bem menor.

Toda a estrutura da anã branca só é possível por causa da pressão de degenerescência dos elétrons, o que é uma confirmação espetacular do princípio de exclusão de Pauli. Por causa

da degenerescência interna, as anãs brancas possuem certas propriedades peculiares, são elas: a estrutura mecânica permanece aproximadamente separada da estrutura térmica e a alta condutividade térmica dos elétrons degenerados produz um núcleo que é praticamente isotérmico. Existe também uma relação inversa entre a massa e o raio dessas estrelas, o que conduz a uma massa limite que esses objetos podem ter, a massa de Chandrasekhar ($\approx 1,4M_{\odot}$).

Como as anãs brancas são essencialmente fruto da morte de estrelas, as reações nucleares nesses objetos, se existem, desempenham um papel secundário, sendo a energia irradiada obtida principalmente através da energia térmica acumulada no núcleo degenerado. Ao longo do tempo, a temperatura do núcleo de uma anã branca diminui de $\sim 10^8$ K até aproximadamente 10^6 K a medida que a energia armazenada vai se esgotando. Quando a reserva de energia se esgota por completo a estrela desaparece e passará a existir como um objeto frio e cristalizado o qual chamamos de anã negra.

A determinação observacional das massas de anãs brancas mostra uma distribuição centrada em torno de $\approx 0.6M_{\odot}$ e, os modelos de evolução estelar e formação de anãs brancas mostram que existe uma relação entre a composição química de seus interiores e suas massas (considerando evolução simples), salvo exceções. Anãs brancas de baixa massa (massas $\leq 0.4M_{\odot}$) possuem um núcleo composto quase que puramente de hélio; as com massas entre $0.4M_{\odot}$ e $1.05M_{\odot}$, possuem núcleos formados por carbono e oxigênio e, por fim as anãs brancas mais massivas possuem núcleos de oxigênio e neônio. Acredita-se que estrelas anãs brancas mais massivas sejam formadas por episódios de *merger* de duas anãs brancas de massas intermediárias que antes formavam um sistema binário (Guerrero et al. 2004; Lorén Aguilar et al. 2009), ou da evolução de estrelas isoladas com massas intermediárias (G. R. Lauffer et al. 2018). A partir de uma análise da distribuição de energia e do espectro desses objetos no ótico e no ultravioleta, sabe-se que as estrelas anãs brancas podem ser encontradas em um amplo intervalo de temperaturas efetivas (150 000 K - 4 000 K). Estudos espectroscópicos são capazes de determinar a gravidade superficial ($\log g$) desses objetos, uma vez que a largura das linhas espectrais é sensível a densidade de partículas na atmosfera, que por sua vez está associado à gravidade superficial. O valor típico encontrado é em torno de $\log g \sim 8$, muito maior do que a solar ($\log g \sim 4.4$).

A composição química inicial do envelope depende fortemente do processo de formação da anã branca, mas de forma geral são formadas por hidrogênio e hélio. Do ponto de vista espectroscópico, as anãs brancas podem ser classificadas em dois tipos: as anãs brancas DA, que possuem atmosferas compostas de hidrogênio, sendo em torno de 85% de todas as anãs brancas conhecidas (Eisenstein et al. 2006 e Kepler et al. 2016); e o segundo grupo que

Classificação Espectral	Características Principais
DA	Linhas de H, sem a presença de He I ou metais
DB	Somente linhas de He I, sem a presença de H ou metais
DC	Espectro contínuo, sem distinguibilidade entre as linhas
DO	Linhas intensas de He II; podem estar presentes também linhas de He I e H
DZ	Somente linhas de metais, sem a presença de He ou H
DQ	Presença de carbono molecular ou atômico

Tabela 1.1: Classificação espectral de estrelas anãs brancas

é formado por anãs brancas que possuem deficiência de hidrogênio em suas atmosferas, atualmente conhecidas como não-DA. Acredita-se que anãs brancas não-DA são resultado de estrelas progenitoras que experimentam pulsos térmicos tardios, eliminando por completo o hidrogênio das camadas externas. As anãs brancas não-DA podem ainda serem divididas em outras classes de acordo com algumas peculiaridades em sua composição, que por sua vez, resultam em diferenças no espectro desses objetos (veja a tabela 1.1). Uma descrição bastante detalhada das propriedades evolutivas das estrelas anãs brancas pode ser encontrada em Althaus et al. (2010a).

1.3 AS ESTRELAS VARIÁVEIS

Podemos dividir as estrelas variáveis em duas grandes categorias: As variáveis intrínsecas e as variáveis extrínsecas. As variáveis intrínsecas são aquelas que a variação em sua luminosidade é atribuída a algum processo físico que esteja ocorrendo no interior da estrela, portanto estrelas dessa classe são variáveis verdadeiras. Dentro desta categoria existem ainda subcategorias, por exemplo, as estrelas variáveis pulsantes, que são também periódicas, cujas mudanças em sua luminosidade é atribuída a modificações em sua forma e tamanho ao longo do tempo; as variáveis eruptivas, que passam por erupções em suas superfícies; as variáveis rotacionais, cujas mudanças em sua luminosidade é causada pela rotação destas estrelas e as variáveis cataclísmicas, que por sua vez, experimentam mudanças bruscas em seu interior, como novas e supernovas. As variáveis extrínsecas são aquelas em que a mudança na luminosidade da estrela é causado por algum agente externo. Nesta classe estão as binárias eclipsantes, que são sistemas binários com plano orbital alinhado com a nossa linha da visada de tal forma que uma estrela possa eclipsar a outra.

Neste trabalho estaremos concentrados em estudar as estrelas variáveis intrínsecas, cujas mudanças em sua luminosidade é dado através de pulsações não radiais. Na figura 1.2 é mostrado um diagrama HR contendo a localização aproximada das faixas de instabilidade

onde as estrelas apresentam algum tipo de variabilidade fotométrica. As cores nos desenhos indicam o mecanismo de excitação, já as linhas são os tipos de modos de pulsação característico daquela região no diagrama. As ZZ Ceti, por serem anãs brancas se localizam na curva de esfriamento com faixa de instabilidade em torno de $\log(T_{\text{eff}}) = 4.1K$ e, são representadas no diagrama em amarelo com linhas (///), indicando que os modos de pulsação são os modos-g.

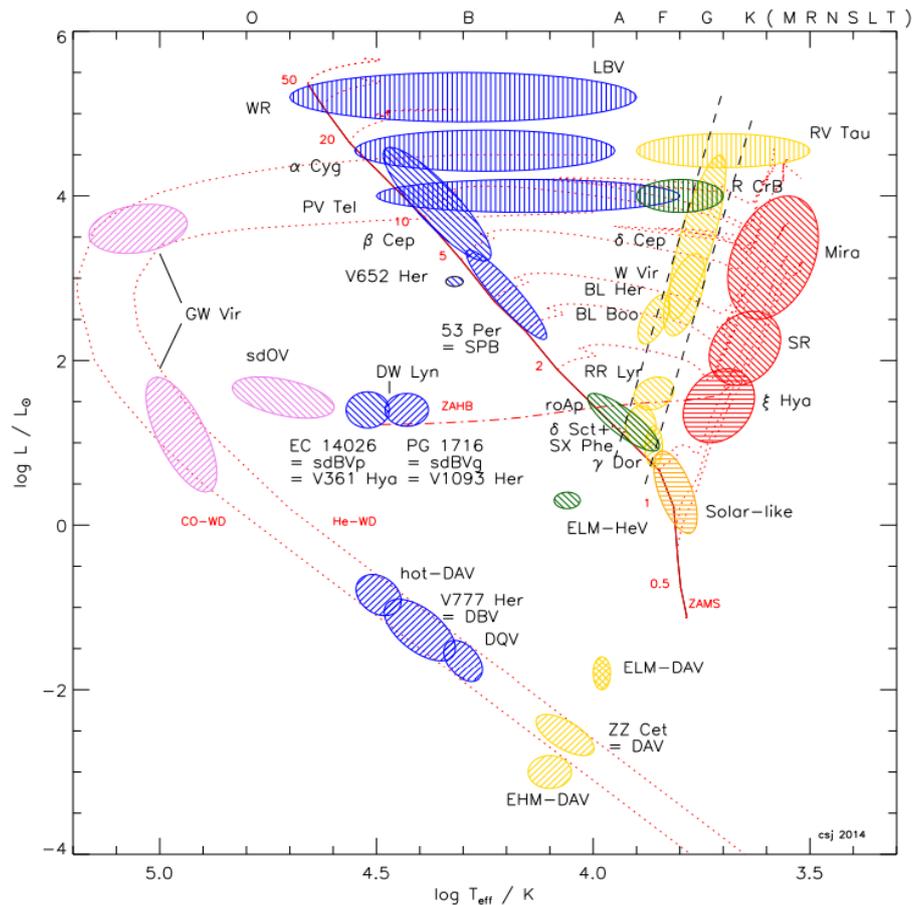


Figura 1.2: Diagrama HR mostrando as regiões onde as estrelas apresentam algum tipo de variabilidade fotométrica. Neste trabalho estou interessado na faixa de instabilidade localizada na curva de esfriamento das anãs brancas. Em particular, daquelas cuja atmosferas são compostas por hidrogênio e nesse caso são chamadas de DAV ou ZZ Ceti. Extraído de Jeffery & Saio 2016

1.4 O FENÔMENO DAS PULSAÇÕES EM ESTRELAS

Estima-se que a Via Láctea contenha milhões de estrelas pulsantes. Se considerarmos que na nossa galáxia existam centenas de bilhões de estrelas, então o fenômeno de pulsações deve ser uma etapa transiente na evolução estelar. Sob certas circunstâncias, uma pequena

perturbação no equilíbrio da estrela pode se propagar e crescer com o tempo de forma que possa ser detectada por nós aqui na Terra, e então ser classificada como uma estrela pulsante. As pulsações estelares aparecem como variações na luminosidade da estrela, sendo também detectadas no espectro através da observação das mudanças nas linhas espectrais, que podem ser devidas a variações no raio da estrela, mudanças na temperatura superficial, mudanças na área ou na orientação da superfície estelar, ou uma combinação de todos estes efeitos.

As pulsações estelares são causadas por dois tipos de força: o gradiente de pressão e a gravidade (além das torsionais e turbulentas, como o Sol). Dessa forma, as pulsações em estrelas possuem a mesma natureza das oscilações que encontramos aqui na Terra, como ondas sonoras produzidas por gradiente de pressão ou ondas na superfície dos oceanos que são produzidas pela força gravitacional terrestre. Embora os princípios físicos sejam os mesmos, existem grandes diferenças entre uma estrela e um planeta, a mais importante diferença é o fato de que estrelas estão imersas em um campo de radiação. As pulsações estelares são um processo que necessita ser excitado, isto é, é necessário que exista um processo físico que possa converter algum tipo de energia em energia cinética de pulsação. A existência do campo de radiação facilita este processo que pode se dar por emissão ou absorção de fótons.

Podemos classificar as pulsações estelares em duas categorias: radiais e não radiais, sendo as pulsações radiais um caso particular das pulsações não radiais. Pulsações radiais são aquelas onde as variações na luminosidade da estrela são causadas por mudanças estruturais, como o volume, isto é, existe uma mudança no raio da estrela embora a simetria esférica seja conservada. Já nas pulsações não radiais as mudanças de luminosidade decorre da existência de regiões com diferentes temperaturas na superfície da estrela, não havendo mudanças de tamanho.

1.5 PULSAÇÕES NÃO RADIAIS

As equações fundamentais que governam as pulsações não radiais são as equações básicas da hidrodinâmica, já que o interior estelar é um fluido. São elas as equações de conservação de massa (equação 1.5.1), de momento (equação 1.5.2) e de energia (equação 1.5.3):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad , \quad (1.5.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{u} \right) \vec{u} = \rho \vec{f} - \nabla P - \rho \nabla \Phi + \nabla \Theta \quad e \quad (1.5.2)$$

$$\rho T \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{u} \right) S = \rho (\epsilon_N + \epsilon_V) - \nabla \cdot \vec{F}_R \quad . \quad (1.5.3)$$

Conforme já foi dito, as pulsações não radiais são a classe de oscilações estelares mais geral. Aqui, o deslocamento de um elemento de massa no interior estelar a partir de uma dada posição de equilíbrio pode ocorrer em qualquer direção, portanto, precisamos de vetores tridimensionais que descrevam corretamente estes deslocamentos. Logo o tratamento matemático das oscilações não radiais é bastante elaborado, exigindo técnicas matemáticas avançadas. Por este motivo não será aqui descrito a derivação de todas as equações que descrevem as pulsações não radiais, contudo, um tratamento matemático adequado pode ser encontrado em livros como *Non Radial Oscillations of Stars*, - Wasaburo Unno - 1989 2nd edition , por exemplo.

Ao aplicarmos pequenas perturbações sobre um dado estado de equilíbrio que possua simetria esférica, desprezando efeitos de rotação ou presença de campos magnéticos podemos adotar, em primeira ordem, um tratamento linear sobre as equações que governam o dado sistema, já que a perturbação sobre as variáveis físicas são em geral pequenas em relação a seus valores em equilíbrio. Assim, cada variável física f pode ser considerada como a soma do seu valor na posição de equilíbrio f_0 com uma perturbação f' :

$$f(r, \theta, \phi, t) = f_0(r) + f'(r, \theta, \phi, t) \quad , \quad (1.5.4)$$

onde estamos considerando que a posição de equilíbrio é bem descrita somente pela coordenada radial, enquanto que a perturbação pode se dar em dada qualquer direção. Aqui f' é uma perturbação Euleriana, que é a variação de f medida por um observador fixo no espaço. A forma que as equações adquirem após a linearização nos permite escrever a dependência angular das perturbações em termos dos harmônicos esféricos $Y_\ell^m(\theta, \phi)$, com $m = -\ell, \dots, 0, \dots, \ell$. Finalmente, considerando uma dependência temporal do tipo sinusoidal $e^{i\sigma t}$, com σ sendo a frequência de oscilação, podemos decompor a perturbação da seguinte forma:

$$f'(r, \theta, \phi, t) = f'_{k,\ell,m}(r) Y_\ell^m(\theta, \phi) e^{(i\sigma_{k,\ell,m} t)} \quad . \quad (1.5.5)$$

A função $f'_{k,\ell,m}(r)$ representa a parte radial das autofunções, fornecendo a amplitude *relativa* das pulsações no interior da estrela. Em modelos realistas, o problema de oscilações não

radiais deve ser resolvido numericamente, fornecendo como solução as autofunções $f'_{k,\ell,m}(r)$ com seus correspondentes autovalores $\sigma_{k,\ell,m}$.

Como podemos ver na equação 1.5.5, cada modo possível de oscilação é caracterizado pelos números quânticos k , ℓ e m que são chamados de ordem radial, grau harmônico e ordem azimutal, respectivamente. Vejamos seus significados: o número quântico ℓ corresponde às linhas nodais na superfície da estrela (sobre as quais o movimento é nulo); um caso particular é quando temos $m = 0$, onde todas as linhas nodais constituem paralelos sobre a superfície da estrela, os chamados modos zonais. O caso onde $m = |\ell|$ possui somente meridianos; os chamados modos setoriais. Outro caso é quando $\ell = m = 0$, o que representa uma oscilação radial onde a simetria esférica é conservada durante cada oscilação.

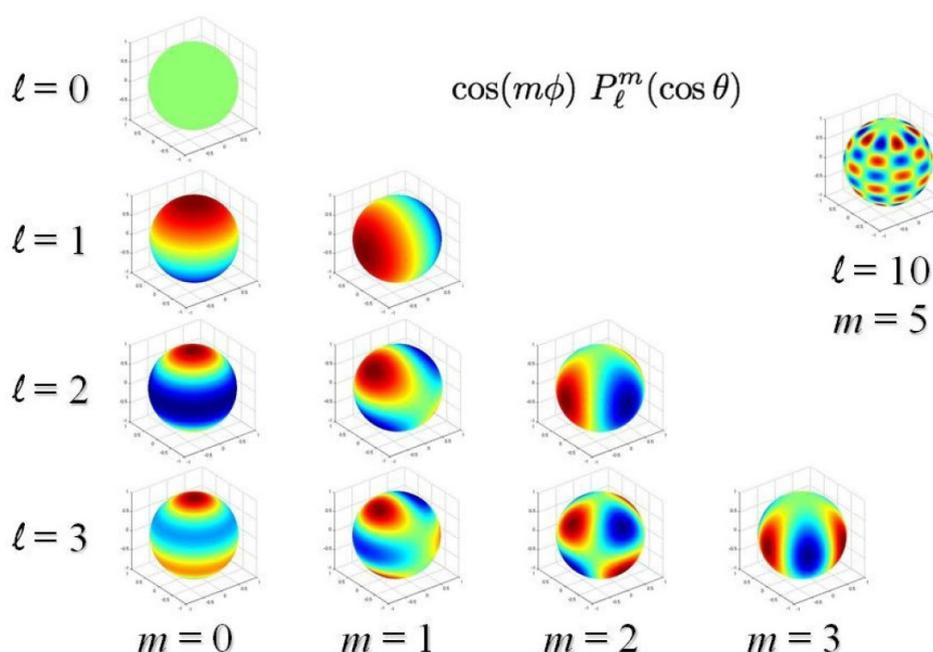


Figura 1.3: Representação gráfica da parte real dos harmônicos esféricos $Y_\ell^m(\theta, \phi)$ sobre a superfície de uma estrela que pulsa de forma não radial. Extraída de Romero (2012) - Tese de Doutorado.

A superfície estelar fica dividida por estas linhas nodais em zonas que estão em fase oposta de brilho, temperatura, e velocidade de material estelar. Isto pode ser visualizado na figura (1.3), que esquematiza os possíveis padrões nodais na superfície da estrela dependendo dos valores de ℓ e m . A diferença de brilho entre as diferentes zonas do disco estelar é o que provoca a variação na curva de luz da estrela, possibilitando a detecção dos períodos de pulsações. Como podemos ver na figura 1.3, quanto maior o valor de ℓ , maior a quantidade de zonas alternadas a superfície da estrela possui e, portanto, menor é a variação de brilho

aparente da curva de luz. Isto acontece por causa de um fenômeno chamado de cancelamento geométrico, onde as zonas na qual o brilho está variando são tantas e tão pequenas que não podem ser resolvidas, e então a variabilidade da estrela se torna tão pequena que não pode ser detectada. Por causa disto, os modos com grau harmônico $\ell \geq 3$ são muito difíceis de serem detectados em estrelas anãs brancas. A única estrela onde modos de alto grau harmônico são detectados é o Sol, devido à sua proximidade. O índice k representa o número de nós radiais, localizados em posições internas r_i da estrela, tal que $\xi(r_i) = 0$ ($i = 1, 2, \dots, k$). Os nós radiais são superfícies esféricas onde o movimento radial do fluido é zero. Em modelos estelares realistas, esta correspondência um a um entre k e o número de nós radiais se perde, especialmente em modos de baixa ordem radial.

É importante notar que a ordem azimutal m não aparece explicitamente nas equações de pulsações, o que implica que as frequências de oscilações não radiais de estrelas esféricas possuem degenerescência com respeito a m . Então pela definição de ordem azimutal, para cada valor de ℓ existem $2\ell + 1$ valores de m , com modos correspondentes oscilando todos com a mesma frequência σ . Esta degenerescência aparece por que não estamos considerando a presença de agentes que quebrem a simetria esférica do modelo em equilíbrio, tal como campos magnéticos ou rotação.

1.6 CARACTERÍSTICAS GERAIS DOS MODOS DE PULSAÇÕES NÃO RADIAIS

Existem duas grandes classes de modos de oscilações não radiais que dependem da força restauradora envolvida: No caso em que a força restauradora é a pressão, temos os modos de pressão (ou modos p), enquanto que se a força restauradora é a gravidade, temos os modos de gravidade (ou modos g).

Os modos p são caracterizados por variações Eulerianas de pressão relativamente grandes e também por movimentos na direção radial, sendo a força restauradora proveniente dos gradientes de pressão (da mesma forma que as ondas sonoras) do interior estelar. Em anãs brancas, estes modos correspondem à região de altas frequências de oscilação (períodos curtos), tal que os períodos se tornam mais curtos com o aumento de k e ℓ . Os modos de pressão estão intimamente relacionados com a frequência de Lamb, que é dada por:

$$L_\ell^2 = \frac{(\ell + 1)\ell}{r^2} c_s^2, \quad (1.6.1)$$

onde c_s^2 é a velocidade adiabática do som dada por $c_s = \sqrt{\Gamma_1 p / \rho}$, com p sendo a pressão, ρ ,

a densidade e Γ_1 o expoente adiabático. A frequência de Lamb é inversamente proporcional ao tempo que leva uma onda sonora em percorrer uma distância $\lambda_\ell = 2\pi r / l$.

Os modos g se caracterizam por pequenas variações Eulerianas da pressão e por deslocamentos que são em sua maioria tangenciais, se propagando geralmente nas regiões internas da estrela. Os modos g correspondem ao domínio de baixas frequências de oscilação (períodos longos), se tornando maiores com o aumento de k e ℓ . Os modos de gravidade estão relacionados com a frequência de Brunt-Väisälä N , que é dada por:

$$N^2 = g \left(\frac{1}{\Gamma_1} \frac{d \ln p}{dr} - \frac{d \ln \rho}{dr} \right) , \quad (1.6.2)$$

que representa a frequência de oscilação de uma bolha de gás ao redor de sua posição de equilíbrio por influência da força da gravidade. Particularmente em anãs brancas, a frequência de Brunt-Väisälä assume valores muito pequenos no centro da estrela devido a degenerescência eletrônica, obrigando os modos de gravidade a se propagarem em regiões mais externas.

1.7 ASTEROSISMOLOGIA DE ANÃS BRANCAS DA

O principal atrativo na utilização da asterosismologia em anãs brancas é que ela permite aos astrônomos determinar a estrutura do estado final mais comum da evolução estelar. Isto, por sua vez, nos possibilita inferir sobre os processos físicos que as progenitoras dessas anãs brancas sofreram durante sua evolução. Também, um melhor conhecimento da estrutura interna das anãs brancas proporciona valiosas informações a cerca das propriedades da matéria em condições extremas de temperatura e densidade, que seriam impossíveis de serem determinadas em laboratórios terrestres. Adicionalmente, um melhor conhecimento do processo de esfriamento desses objetos fornece um melhor conhecimento a cerca do processo de formação estelar no disco galáctico, permitindo determinar a idade da galáxia (cosmocronologia), veja por exemplo Winget et al. (1987) e Wood (1992). Asterosismologia de anãs brancas também permite estimar a luminosidade da estrela e, a partir disso, determinar distâncias utilizando magnitude aparente e correções bolométricas. Assim é possível se obter uma "distância asterosismologica", independente das distâncias obtidas através de técnicas de paralaxe tradicionais.

1.8 MOTIVAÇÕES PARA ESTE TRABALHO

Estrelas anãs brancas, sendo objetos compactos e bastante comuns no universo, são um incrível laboratório para se estudar física, principalmente por serem objetos relativamente simples de se modelar computacionalmente. Toda a informação que obtemos desses objetos observacionalmente é proveniente dos fótons que chegam até nossos detectores aqui na Terra, contudo, esses fótons são gerados na superfície da estrela e não carregam informações do interior estelar. A espectroscopia que é uma técnica muito bem desenvolvida na área de astrofísica estelar, por exemplo, pode nos informar a gravidade superficial da estrela, a composição química da atmosfera, a temperatura efetiva, entre outros. A asterosismologia é uma técnica que nos permite estudar o interior desses objetos através da análise do espectro de períodos de pulsação, isto por que as oscilações que ocorrem nesses objetos fornecem informações sobre a composição química interior, massa, temperatura efetiva, entre outros. Saber com detalhes a estrutura de uma anã branca é importante por que nos permite inferir sobre a evolução das estrelas progenitoras, e também nos permite estudar a física da matéria em condições extremas de temperatura e pressão.

Para realizamos um estudo asterosismológico de anãs brancas pulsantes e, em geral de qualquer tipo de estrela variável, precisamos de dois ingredientes principais: observações fotométricas e modelos teóricos. Na última década o descobrimento de estrelas anãs brancas variáveis aumentou significativamente, principalmente devido ao SDSS Sloan Digital Sky Survey (veja por exemplo Kepler et al. 2016), o que constitui um enorme avanço na área observacional. A interpretação das observações a partir de modelos teóricos é a outra metade que completa o estudo de estrelas variáveis. Existem atualmente dois enfoques teóricos: o primeiro deles consiste em se utilizar um grande número de modelos teóricos simples e estáticos, com uma estrutura interna simplificada; o segundo consiste em se utilizar um número reduzido de modelos que contenham uma estrutura interna detalhada, proveniente de cálculos evolutivos completos, utilizando-se para isso códigos de evolução estelar.

Extrair e modelar a física de estrelas que estão a grandes distâncias utilizando para isto apenas luz é o que torna a astrofísica um incrível ramo da ciência moderna. Neste trabalho vamos aprimorar a quantidade de modelos evolutivos desenvolvidos em Romero et al. (2012, 2013), para que seja possível determinar com maior precisão as informações dos interiores de estrelas anãs brancas DA, explorando o grande acervo observacional disponível atualmente. Por fim vou aplicar estes modelos a um conjunto de estrelas pertencentes ao grupo das ZZ Ceti clássicas bastante estudadas (Romero et al. 2012, 2013), para verificar se o aprimoramento na grade de modelos produz alguma mudança nos resultados já encontrados.

Capítulo 2

Códigos

2.1 CÓDIGO EVOLUCIONÁRIO LPCODE

Todos os cálculos evolutivos, foram realizados com o código de evolução estelar LPCODE. Este código foi desenvolvido pelo Grupo de Evolução e Pulsações Estelares, na Faculdade de Ciências Astronômicas e Geofísicas de La Plata, na Argentina (Alhaus et al. 2003). O LPCODE tem sido utilizado em inúmeros trabalhos sobre estrelas compactas, como por exemplo, na evolução de estrelas anãs brancas com núcleo de hélio e progenitoras de metalicidade suprasolar (Alhaus et al. 2009c), evolução de anãs brancas deficientes em hidrogênio como em Alhaus et al. (2009d), e também em Romero et al. (2012, 2013) onde é realizado um estudo asterosismológico de estrelas anãs brancas que compõe um grupo de estrelas variáveis bem conhecidas, as ZZ Ceti.

O Código LPCODE é baseado em uma esquema tipo Henyey para cálculos de evolução estelar, que é o mais popular entre os códigos de evolução. Para maiores detalhes recomenda-se consultar Kippenhahn, Wigert & Hofmeister (1976). A implementação deste esquema no LPCODE é feita através de uma linearização implícita do sistema de equações de estrutura e evolução de uma configuração com simetria esférica. As equações são: a equação de equilíbrio hidrostático, continuidade de massa, conservação de energia e de transporte de energia. O sistema algébrico resultante do processo de linearização é resolvido de forma iterativa utilizando-se o método de Newton-Raphson de determinação de raízes. A variável independente é uma variável lagrangiana definida como $\psi = \ln(1 - M_r/M_*)$, que basicamente é a coordenada que nos fornece a localização radial dentro do modelo estelar, e as variáveis dependentes são o raio (r), a pressão (P), a luminosidade (L) e a temperatura (T).

Durante a etapa de anã branca na curva de esfriamento, diversos processos físicos se modificam. Para o regime de baixas densidades utiliza-se a versão atualizada da equação de

estado de Magni & Mazzitelli (1979), enquanto que para regimes de altas densidades utiliza-se a equação de estado de Segretain et al. (1994), a qual inclui os efeitos de cristalização considerando as contribuições de fase líquida e sólida (Althaus et al. 2007). É incluído também a liberação de energia através de calor latente que ocorre durante a fase de cristalização do núcleo da estrela (Winget et al. 2009).

2.2 CÓDIGO DE PULSAÇÕES

Acoplada ao LPCODE existe o código de pulsações, LPCODE-PUL, que realiza os cálculos das pulsações não radiais em sua aproximação adiabática. Foi desenvolvido também no Grupo de Evolução Estelar e Pulsações pelo Dr. Córscico em sua tese de doutorado (Córscico 2003) e, desde então, tem sido aplicado em uma grande quantidade de estudos em pulsações de anãs brancas variáveis.

O código de pulsações adiabático baseia-se em uma modificação no método de Newton-Raphson, descrita por Kippenhahn, Wigert & Hofmeister (1976), para resolver um conjunto de equações diferenciais que representam as equações de pulsações não radiais adiabáticas para o caso onde há simetria esférica, o que é uma aproximação razoável para estrelas. O sistema de equações juntamente com as condições de contorno adequadas constituem um problema de autovalores de quarta ordem que pode ser resolvido numericamente. Uma descrição mais detalhada da solução numérica das equações de pulsações que é implementada no código pode ser encontrada em Córscico & Benvenuto (2002) e também em Córscico (2003). Para cada um dos modos de pulsações é calculado a frequência adimensional ω_k , onde k é a ordem radial do modo correspondente, e as autofunções adimensionais associadas. A partir destas quantidades o código é capaz de determinar o espectro de períodos de pulsação Π_k :

$$\Pi_k = \frac{2\pi}{\sigma_k} . \quad (2.2.1)$$

Para calcular a frequência de Brunt-Väisälä, o código utiliza o tratamento "Ledoux modificado" presente em Tassoul et al (1990), com as adaptações necessárias para incluir os efeitos de existir três espécies nucleares (oxigênio, carbono e hélio) que variam em abundância (Kawaler & Bradley 1994).

Capítulo 3

Sequências Evolutivas e Perfis Químicos

Nesta seção serão apresentados as novas sequências calculadas juntamente com a nossa grade de modelos evolutivos atualizada. Haverá ainda, uma discussão sobre os perfis químicos detalhados dos modelos, explicitando algumas particularidades que são observadas com a evolução na curva de esfriamento.

3.1 NOVAS SEQUÊNCIAS DA CURVA DE ESFRIAMENTO

Foram calculadas 6 sequências evolutivas completas da curva de esfriamento correspondendo a seis diferentes massas de anã branca, como é mostrado na tabela 3.1. É importante salientar que as sequências calculadas são resultado de uma evolução completa desde a ZAMS (idade zero de sequência principal) de modelos com metalicidade inicial $Z=0.01$; passando pelo ramo das gigantes vermelhas e pela queima central de He onde é formado o núcleo de carbono e oxigênio, seguindo para o AGB onde a estrela sofre uma série de instabilidades térmicas que são conhecidas como pulsos térmicos; chegando finalmente após a liberação das camadas externas em uma nebulosa planetária, na etapa de anã branca na curva de esfriamento. Na figura 3.1 é mostrado no plano $\log(g)$ - $\log(T_{ef})$ as sequências de esfriamento que foram calculadas para as diferentes massas, começando em temperaturas próximas a 10^5 K e terminando a evolução com temperaturas em torno de 2×10^3 K.

Calcular estas sequências evolutivas detalhadas demanda um tempo computacional muito mais elevado do que outros estudos que são baseados em modelos simplificados. Como consequência disso, nosso espaço de parâmetros é um pouco limitado. Em geral, só é possível variar dois parâmetros de forma consistente para estrelas anãs brancas DA: a massa estelar (M_*) e a temperatura efetiva (T_{ef}). Quantidades como o conteúdo de hélio, a forma do perfil de carbono/oxigênio no núcleo e também o tamanho das camadas está

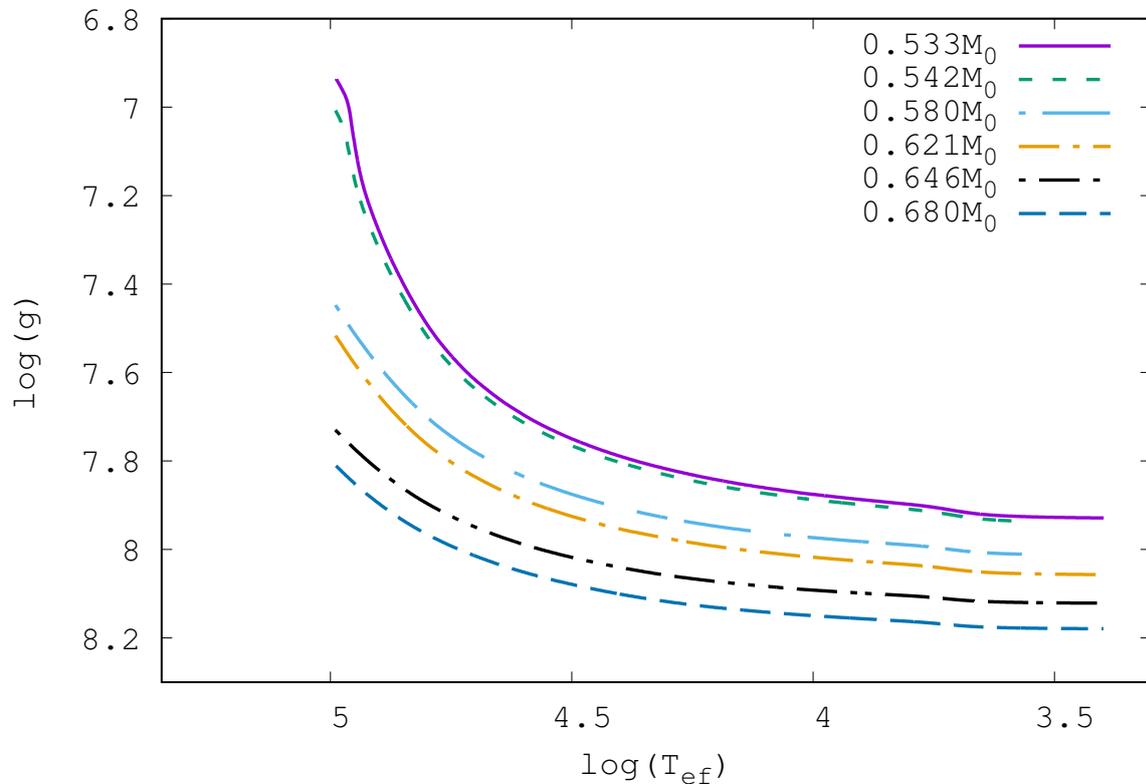


Figura 3.1: Representação gráfica no plano $\log(g) - \log(T_{ef})$ das seis sequências evolutivas da curva de esfriamento calculadas para este trabalho. O cálculo da etapa de anã branca começa com temperaturas em torno de 10^5 K, passando pela banda de instabilidade das ZZ Ceti (12500 – 10500K) onde são calculados os modos do pulsação do modelo, terminando a evolução em torno de 2000 K.

(M_*/M_\odot)	0.533	0.542	0.580	0.621	0.646	0.686
$\log(M_H/M_*)$	-3.65	-3.67	-3.86	-4.04	-4.1	-4.35
	-4.00	-4.00	-4.00	-4.50	-4.50	-4.50
	-4.50	-4.50	-4.50	-5.00	-5.00	-5.00
	-5.00	-5.00	-9.00	-6.00	-6.00	-6.00
	-6.00	-6.00	-6.00	-7.00	-7.00	-7.00
	-7.00	-7.00	-7.00	-8.00	-8.00	-8.00
	-8.00	-8.00	-8.00	-9.00	-9.00	-9.00
	-9.00	-9.00	-9.00			

Tabela 3.1: Tabela contendo as massas estelares e de hidrogênio que foram calculadas com o código LPCODE para este trabalho

fixada pelo histórico evolutivo da estrela progenitora. Por causa da nossa limitação no espaço de parâmetros, se torna interessante variarmos alguma quantidade adicional além da massa estelar e da temperatura efetiva, que já são variadas no decorrer da evolução do modelo. Em particular, escolhemos variar o conteúdo de hidrogênio, e por consequência a espessura da camada. Escolhemos a massa de hidrogênio por que existem muitas incertezas relacionada com a determinação desse parâmetro. Outro motivo é que há evidência teórica de que o conteúdo de hidrogênio de uma anã branca é bastante afetado pelos detalhes evolutivos da estrela progenitora, enquanto que o conteúdo de hélio, carbono e oxigênio parecem não ser tão afetados. Na figura 3.2 é mostrada a nossa grade de modelos evolutivos no plano $M_H/M_* - M_*/M_\odot$, devidamente atualizada com as sequências de esfriamento que foram calculadas neste trabalho.

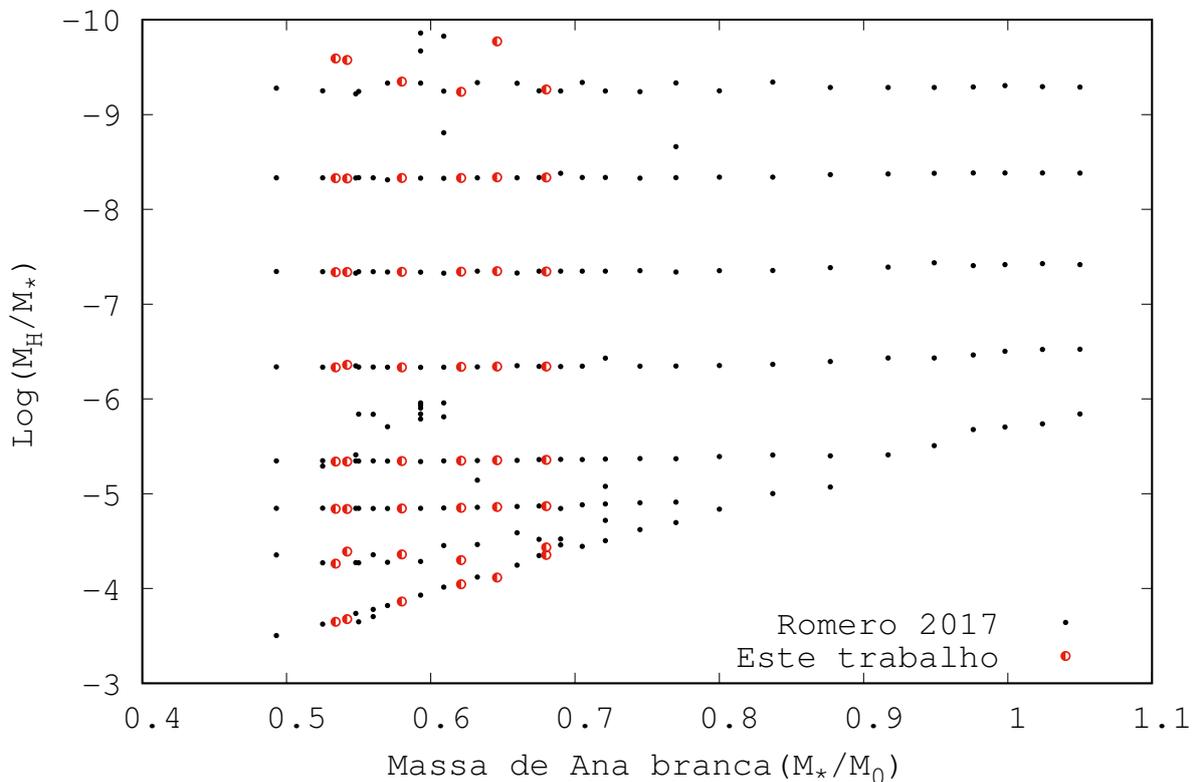


Figura 3.2: Grade de modelos contendo as sequências evolutivas que foram calculadas em Romero (2012), incluindo sequências de trabalhos posteriores junto com as que foram calculadas para este trabalho. Cada ponto neste gráfico representa uma evolução completa desde a idade zero de sequência principal até o fim da curva de esfriamento

As sequências evolutivas calculadas se somam as que foram apresentadas em Romero et al. (2017). As massas foram cuidadosamente escolhidas para preencher regiões de deficiência de

sequências evolutivas, o que torna o nosso acervo evolutivo mais representativo, melhorando os resultados asterosismológicos que podemos obter ao analisarmos estrelas ZZ Ceti.

3.2 PERFIL QUÍMICO DOS MODELOS

O perfil químico nas etapas iniciais é construído basicamente pelos processos de mistura convectiva e pela combustão nuclear durante os pulsos térmicos na etapa de AGB. Com a evolução do modelo, o perfil químico nas regiões se modifica basicamente por causa da difusão química, que está presente durante toda a etapa da curva de esfriamento.

Cada sequência evolutiva apresenta diversos modelos com perfil químico detalhado, característica necessária para um estudo asterosismológico de qualidade. Isto por que a composição e o tamanho das regiões de transição química afetam diretamente os modos de pulsação, da mesma forma que os modos de propagação de ondas em uma corda dependem do seu comprimento e da densidade. Na figura 3.3 está sendo mostrado a distribuição das abundâncias químicas para dois modelos representativos selecionados em termos da coordenada $\log(1 - \frac{M_r}{M_*})$, sendo eles os modelos de maior ($M_* = 0.68M_\odot$) e menor ($M_* = 0.533M_\odot$) massas calculadas para este trabalho, nos painéis inferior e superior, respectivamente. Para cada massa estelar temos no gráfico, com linhas tracejadas, a abundância química do modelo logo que ele alcança o início da curva de esfriamento e também, com linhas grossas, a situação para etapas mais avançadas da evolução, mais especificamente na banda de instabilidade das estrelas ZZ Ceti (cerca de 12 000 K).

Como podemos ver na figura 3.3, em etapas mais avançadas de evolução na curva de esfriamento (na banda de instabilidade das ZZ Ceti), a difusão química já modificou consideravelmente a forma do perfil químico, formando uma camada grossa e pura de hidrogênio que se estende até a superfície do modelo e também suavizando algumas outras regiões de quase descontinuidade (veja por exemplo a linha do hélio no modelo de $0.68 M_\odot$). Podemos notar que a modificação da forma do perfil químico é mais acentuada no modelo de maior massa, isto por que os efeitos de difusão química e assentamento gravitacional são consideravelmente mais eficientes em modelos mais massivos (Althaus 2010b, Romero et al. 2012, 2013). Por fim, outra informação importante que pode ser extraída da figura 3.3 é que o tamanho da camada externa de hidrogênio possui uma dependência com a massa, sendo menor no modelo de $0.68M_\odot$. Isto ocorre por que a temperatura na base da camada de hidrogênio é maior para estrelas anãs brancas de massas mais altas, o que faz com que a queima de hidrogênio ocorra até consumir mais massa. Na figura 3.4 é mostrado o perfil químico de um dos modelos que calculei (painel superior), com linhas grossas representando

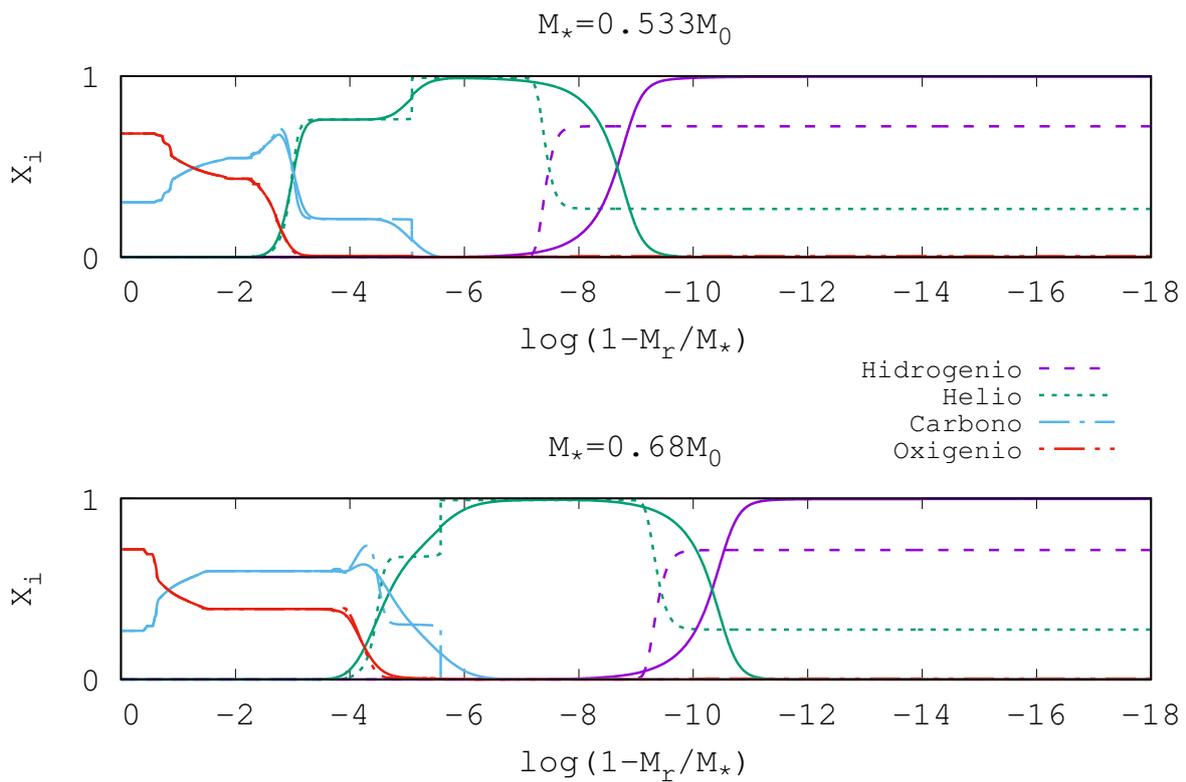


Figura 3.3: Perfil químico do modelo ao atingir a curva de esfriamento (em linhas tracejadas) e, ao atingir a faixa de instabilidade das ZZ Ceti que ocorre em torno de 12 000 K (em linhas grossas). Podemos notar nesta figura a maior eficiência da difusão química no modelo mais massivo observando a linha grossa de hélio, que esta mais suavizada no modelo de $0.68 M_\odot$. Outra informação que podemos extrair do gráfico é que a espessura da camada de hidrogênio é função da massa da estrela, sendo menor para a estrela mais massiva

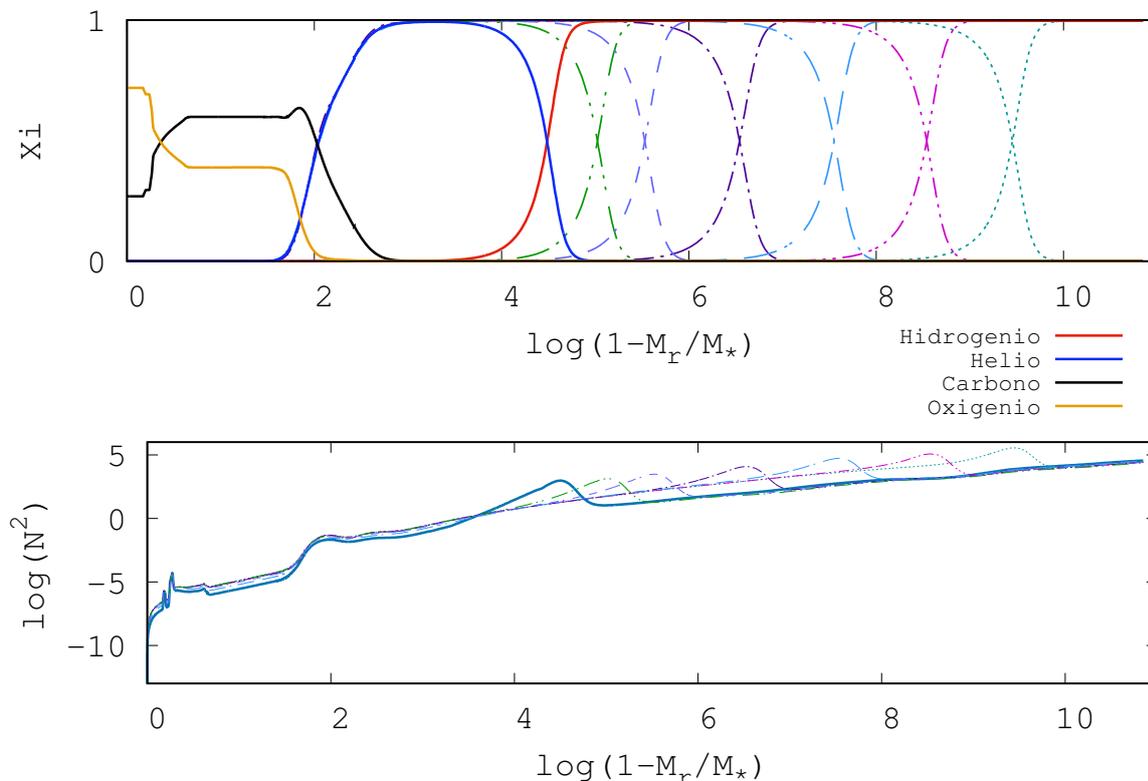


Figura 3.4: No painel superior temos o perfil químico de um dos modelos calculados em linhas grossas; as linhas tracejadas representam as outras espessuras do envelope de hidrogênio calculadas para esta sequência. No painel inferior temos o logaritmo da frequência de Brunt-Väisälä, que é a frequência característica dos modos-g na qual as ZZ-Ceti pulsam. É interessante notar que esta frequência possui picos em regiões de transição química

o modelo canônico e, linhas tracejadas os modelos que tiveram seu conteúdo de hidrogênio alterados artificialmente. Temos ainda a frequência de Brunt-Väisälä (painel inferior), que é a frequência característica dos modos de gravidade na qual as anãs brancas DA pulsam. Esta é a frequência de flutuabilidade, ou seja, a frequência de oscilação de uma rolha em um balde com água se ela for deslocada para baixo. Podemos notar também que essa frequência possui máximos em torno de regiões de transição química.

Para obter modelos com diferentes espessuras de hidrogênio foi realizado sistematicamente o seguintes procedimento: para cada sequência de uma determinada massa estelar e um valor para a massa de hidrogênio (M_H) (resultado do cálculo evolutivo prévio do modelo), foi substituído ^1H por ^4He na base da camada de hidrogênio. Isto foi feito logo que o modelo adentra a curva de esfriamento e, portanto a altas temperaturas efetivas ($\approx 10^5$ K). Dessa forma qualquer efeito causado no perfil químico desaparece muito antes do modelo chegar

na banda de instabilidade das anãs brancas DA, principalmente por causa dos efeitos da difusão química. Como a quantidade de He é pelo menos 100 vezes menor do que a de H, a alteração na quantidade de He total é desprezível.

Na figura 3.2 os pontos base de cada massa de anã branca representam o modelo canônico de evolução, sendo este o modelo que não teve seu conteúdo de hidrogênio alterado de forma artificial no topo da curva de esfriamento. Outro detalhe que podemos notar na figura 3.2, é o comportamento da espessura da camada de hidrogênio com a massa (para as sequências canônicas) que foi comentado na figura 3.3, isto é, anãs brancas de massas mais altas possuem um menor conteúdo de hidrogênio do que as que possuem massas menores (Romero et al. 2012, 2013).

Capítulo 4

Ajustes Asterosismológicos

4.1 FUNÇÃO DE QUALIDADE E CRITÉRIOS DE SELEÇÃO

Como aplicação das sequências evolucionárias que foram desenvolvidas para este trabalho, iremos realizar um ajuste asterosismológico de estrelas pertencentes ao grupo das ZZ Ceti clássicas, apresentando os modelos que melhor se enquadram a estrela analisada. Estes modelos são encontrados através de um ajuste asterosismológico.

Um ajuste asterosismológico consiste basicamente em comparar os períodos observados das estrelas reais com os períodos obtidos a partir dos nossos modelos teóricos. Para este fim, se elege o modelo que minimiza a seguinte função de qualidade:

$$F(s) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \min |\Pi_k^{Teo} - \Pi_i^{Obs}| \quad , \quad (4.1.1)$$

onde N é o número total de períodos observados para a estrela que se está analisando. Esta função de qualidade corresponde simplesmente às diferenças absolutas mínimas entre os períodos teóricos e os observados, veja Bradley 1998 para mais informações.

No estudo asterosimológico realizado neste trabalho, a qualidade dos ajustes dos períodos será dada em termos da equação 4.1.1, portanto, quanto menor a função de qualidade do modelo escolhido pelo ajuste, maior é a compatibilidade entre os períodos observados e teóricos. Também para cada ajuste realizado, é avaliado as incertezas internas associadas à temperatura efetiva, massa de hidrogênio e massa estelar, utilizando a seguinte expressão (Castanheira & Kepler 2008):

$$\sigma_i^2 = \frac{d_i^2}{(S - S_0)} \quad , \quad (4.1.2)$$

Estrela	T_{ef} [K]	M_*/M_\odot	Ref
G185-32	12 130±200	0,634±0,028	1
GD 244	11 680±200	0,650±0,028	2
R548	11 990±200	0,590±0,026	1
G117-B15A	11 630±200	0,589±0,026	1
G226-29	12 460±200	0,771±0,032	1
L19-2	12 100±200	0,726±0,033	1
HL Tau-76	11 450±200	0,548±0,025	1
G38-29	11 180±200	0,557±0,025	1
KUV 02464+3239	11 290±200	0,648±0,028	2

Tabela 4.1: Tabela contendo a temperatura efetiva e massa espectroscópica para as estrelas ZZ Ceti analisadas neste trabalho. Referências: [1]Bergeron et al. (2004), [2]Fontaine et al. (2003a)

onde $S_0 = F(s)$ é a função de qualidade do modelo escolhido pelo ajuste, e S é o valor de $F(s)$ quando se modifica o i -ésimo parâmetro (que são M_* , M_H , T_{ef}) por uma quantidade d_i , deixando-se fixo os demais parâmetros.

A função de qualidade não nos diz tudo sobre o ajuste, sendo apenas um número que avalia o grau de compatibilidade. O que acontece em geral, é que são encontradas múltiplas soluções sismológicas igualmente compatíveis, pois vários modelos podem reproduzir de forma similar os períodos de uma estrela DA variável. Assim para que seja possível escolher um modelo dentre vários, se torna necessário utilizar alguns critérios de seleção:

- Para a realização de todos os ajustes utiliza-se os dados espectroscópicos como referência. Portanto, procuramos modelos cujos parâmetros como a massa e a temperatura efetiva estejam ao redor dos valores determinados pela espectroscopia; em geral utilizando 3σ da incerteza do parâmetro como intervalo de ajuste.
- Quando for possível, se utiliza informações externas de identificação do grau harmônico ℓ como uma restrição extra quando o ajuste é realizado. Estudos que implementam um método de fotometria de alta velocidade (por exemplo, Robinson et al. 1995) ou então espectroscopia ultravioleta com resolução temporal (por exemplo, Kepler et al 2000) são capazes de determinar o grau harmônico, se houver a presença clara de tripletos ou quintupletos, de um dado período observado.
- Para o caso onde a estrela analisada possui diversos modos com amplitudes similares, prioriza-se a solução asterosismologica que ajusta todos os períodos observados com mesmo valor de ℓ . Ao fazermos isso, estamos assumindo que dois modos de

pulsação com diferente valor de ℓ não deveriam ter amplitudes similares por causa do cancelamento geométrico.

- Quando a estrela analisada possui diversos períodos observados, prioriza-se a solução que ajusta os períodos observados com um número maior de períodos teóricos com $\ell = 1$. Isto é justificado pelo fato de que a probabilidade de se observar um modo com $\ell = 1$ é maior do que a probabilidade de se observar um modo com $\ell = 2$, também por causa do cancelamento geométrico.
- Agora, se a estrela possui somente um modo observado, utiliza-se a restrição de procurar apenas por modelos que possuam períodos teóricos compatíveis com grau harmônico $\ell = 1$.

As estrelas ZZ Ceti a serem analisadas são apresentadas na tabela 4.1, onde também estão listados os parâmetros espectroscópicos extraídos da literatura. Estas nove estrelas foram eleitas de forma a possuírem massa em torno dos pontos onde a grade foi atualizada, neste trabalho ou não, para verificar de que forma isto afetaria os resultados obtidos em estudos anteriores (por exemplo, Romero et al. 2012/2013).

4.1.1 G117-B15A

Esta é a estrela mais típica da classe das ZZ Ceti e também é a mais estudada. Possui 3 períodos reais bem determinados de baixa ordem radial, típica de estrelas da borda azul da banda de instabilidade. O primeiro ajuste foi feito por Bradley (1998), que obteve família de soluções com massa em torno de $0.6M_{\odot}$ e uma ambiguidade da determinação do conteúdo de hidrogênio, com soluções de $\log(M_H/M_*)$ entre -3.8 e -5 e também de $\log(M_H/M_*)$ entre -7 e -8, dependendo da ordem radial escolhida para os períodos de pulsação. Castanheira & Kepler (2009) encontraram as mesma soluções com a mesma indeterminação no conteúdo de hidrogênio. Em ambos os casos os modelos era oriundos do WDEC (The White Dwarf Evolution Code), que assume um polítropo no início da curva de esfriamento.

M_*/M_{\odot}	$T_{ef}[K]$	M_H/M_*	Π_i^{Obs}	Amplitude [mma]	Π_i^{Teo}	ℓ	k	Δ	F(s)
			215.20	17.36	215.21	1	2	-0.01	
0.593 ± 0.013	11985 ± 322	$(1.25 \pm 0.28) \times 10^{-6}$	270.46	6.14	273.43	1	3	-2.97	1.73
			304.05	7.48	301.85	1	4	+2.20	

Tabela 4.2: Tabela contendo os parâmetros encontrados para a estrela G117-B15A pelo ajuste asterosismológico, juntamente com os períodos observados comparados aos períodos teóricos do modelo escolhido. Os valores de ℓ e k que aparecem na tabela são identificados do modelo escolhido.

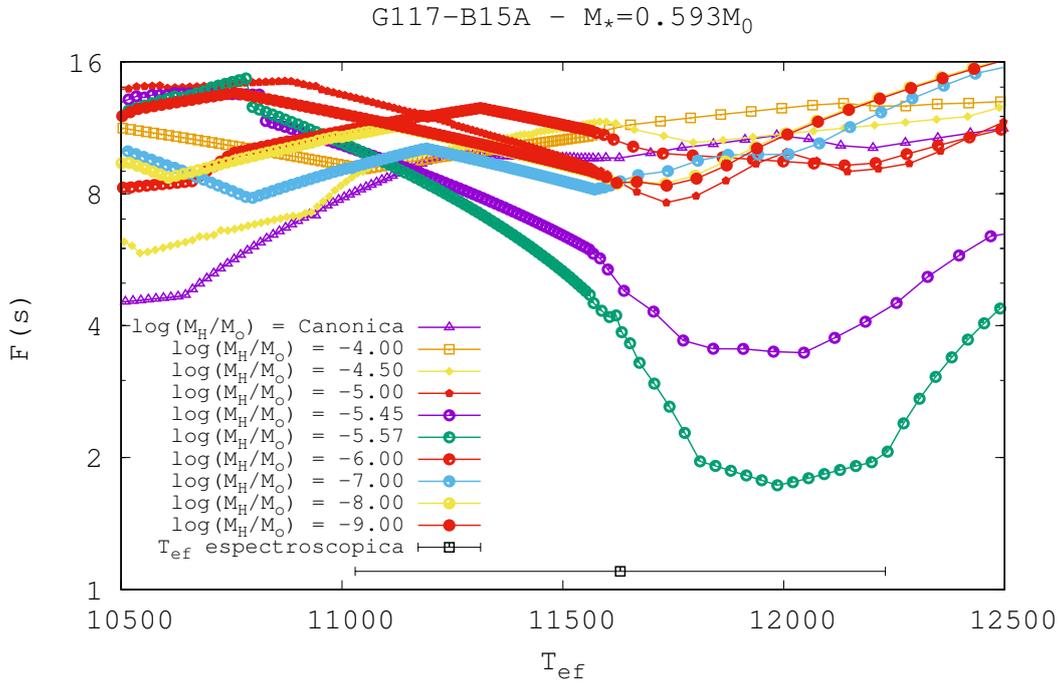


Figura 4.1: Gráfico da função de qualidade $F(s)$ em função da temperatura efetiva T_{ef} para as diferentes espessuras da camada de hidrogênio (mostradas com diferentes símbolos e cores) para a massa estelar $M_* = 0.593M_\odot$ que foi a escolhida de acordo com os critérios já mencionados no texto. O ponto preto com barra de erro é a temperatura espectroscópica com 3σ de incerteza para referência.

Na realização do ajuste asterosismológico procurei por um modelo que ajustasse os dois períodos de mais alta amplitude com grau harmônico $\ell = 1$ e que ao mesmo tempo ajustasse o modo de 215.20 s com bastante precisão, já que este é o modo principal e também o mais bem estudado desta estrela. Com isso encontrou-se que o modelo de melhor ajuste possui $M_* = 0.593M_\odot$. Na figura 4.1 temos, para a massa escolhida, o gráfico da função de qualidade em termos da temperatura efetiva; cada curva representa uma diferente espessura para a massa de hidrogênio e cada ponto um modelo teórico diferente. Como podemos notar, o conteúdo de hidrogênio que minimiza a função de qualidade é de $M_H/M_* = -5.57$, sendo um valor intermediário das soluções encontradas por Bradley (1998). Em particular este é o mesmo modelo encontrado em Romero et al. (2012).

4.1.2 R548

Esta estrela foi a segunda anã branca pulsante a ser descoberta. Foi analisada por Bradley (1998) juntamente com a estrela G117-B15A, utilizando apenas dois períodos de pulsação

que eram de seu conhecimento naquela época. Bradley teve problema em determinar o valor do conteúdo de hidrogênio por existirem duas famílias de soluções igualmente prováveis, uma com uma grossa camada de hidrogênio e outra com uma fina camada. Realizando estudos posteriores a cerca do splitting rotacional de um dos períodos, descobriu-se que a solução com uma camada de hidrogênio mais grossa era mais compatível com os períodos observados. Castanheira & Kepler (2009) encontraram uma solução asterosismologica com camada de hidrogênio grossa [$\log(M_H/M_*) = -4.5$], concordando com o estudo realizado por Bradley, e uma massa estelar de $M_* = 0.635M_\odot$. Romero et al. (2012) buscou por soluções que ajustassem os dois períodos de maior amplitude com grau harmônico $\ell = 1$, encontrando um modelo com $M_* = 0.609M_\odot$, de temperatura $T_{ef} = 11\,627\text{ K}$ e com conteúdo de hidrogênio um pouco menor do que o esperado por estudos anteriores ($M_H/M_* = 1.10 \times 10^{-6}$).

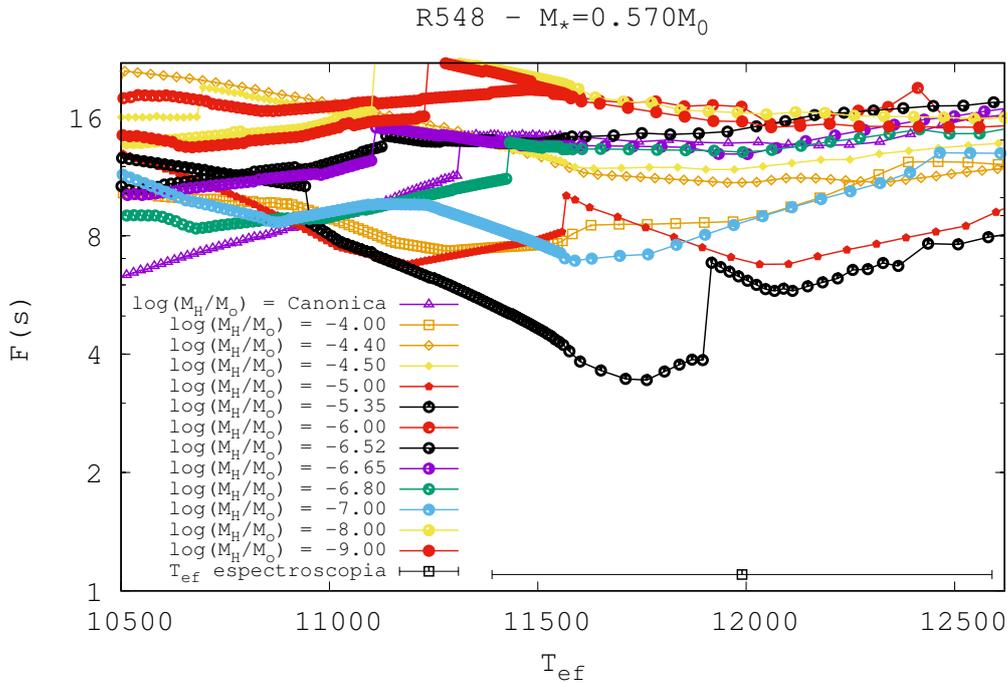


Figura 4.2: Gráfico da função de qualidade $F(s)$ em função da temperatura efetiva T_{ef} para as diferentes espessuras da camada de hidrogênio (mostradas com diferentes símbolos e cores) para a massa estelar $M_* = 0.675M_\odot$ que foi a escolhida pelo ajuste por cumprir os requisitos que já foram listados. O ponto preto com barra de erro é a temperatura espectroscópica com 3σ de incerteza para referência.

Para realizar o ajuste neste trabalho, buscou-se por modelos que ajustassem os períodos de maior amplitude com grau harmônico $\ell = 1$ e que também tivesse o período de 212.95 segundos bem ajustado. Utilizei esses critérios, apesar das diferenças de amplitude não serem tão significativas, por que existem estudos recentes, baseados na presença de harmônicos,

que associam estes períodos de pulsação com grau harmônico $\ell = 1$ (Yeates et al. 2005). Como resultado, encontrei que a massa de melhor ajuste corresponde a $M_* = 0.570M_\odot$ e, como pode ser visto na figura 4.2, temos um mínimo pouco pronunciado para o envelope cujo $\log(M_H/M_*) = -5.35$. Esta solução é um pouco menos massiva do que a encontrada em Romero et al. (2012), entretanto o conteúdo de hidrogênio proposto por ambos os modelos concordam em ordem de grandeza.

M_*/M_\odot	$T_{ef}[K]$	M_H/M_*	Π_i^{Obs}	Amplitude [mma]	Π_i^{Teo}	ℓ	k	Δ	F(s)
			187.28	0.9	186.22	1	1	+1.06	
			212.95	5.4	213.67	1	2	-0.72	
0.570 ± 0.010	11761 ± 227	$(1.96 \pm 1.14) \times 10^{-6}$	274.51	3.5	278.00	1	3	-3.49	3.43
			318.07	1.1	317.04	2	8	+1.03	
			333.64	1.3	322.04	1	4	+11.6	

Tabela 4.3: Tabela contendo os parâmetros encontrados para a estrela R548 pelo ajuste asterosismológico, juntamente com os períodos observados comparados aos períodos teóricos do modelo escolhido. Lembrando que as incertezas são erros internos do procedimento de ajuste. Os valores de ℓ e k que aparecem na tabela são identificados do modelo escolhido.

4.1.3 G185-32

O espectro de períodos desta DA variável é composto por 5 períodos com amplitudes não muito diferentes entre si, como pode ser visualizado na tabela 4.4. A identificação do grau harmônico para os diferentes modos não está bem determinada. Em Romero et al. (2012) foi escolhido um modelo asterosismológico que melhor ajustava o período de 215.74 s e que ao mesmo tempo ajustasse os demais períodos com um número maior de modos com $\ell = 1$. Esta restrição foi feita por que o período de 215.74 s é bastante similar ao período principal da estrela G117-B15A, o protótipo da classe das ZZ-Ceti, sendo este período bastante estudado na literatura em geral.

Para realizar o ajuste, procurei um modelo que ajustasse a maior quantidade de períodos observados com grau harmônico $\ell = 1$, dispensando o critério de utilizar o modelo que melhor ajustasse o modo de 215.74 s. O motivo para isso foi que, embora o período seja parecido com o da estrela G117-B15A, possui uma amplitude muito mais baixa, logo não priorizei o ajuste desse modo frente aos demais.

A massa estelar escolhida por melhor se ajustar aos parâmetros dessa estrela foi a de $M_* = 0.593M_\odot$, em particular, por ela ajustar todos os períodos observados com grau harmônico $\ell = 1$ e também por possuir uma temperatura efetiva compatível com a espectroscopia. Na figura 4.3 é possível notar que existem dois mínimos locais para $M_H/M_* = 1.25 \times 10^{-6}$,

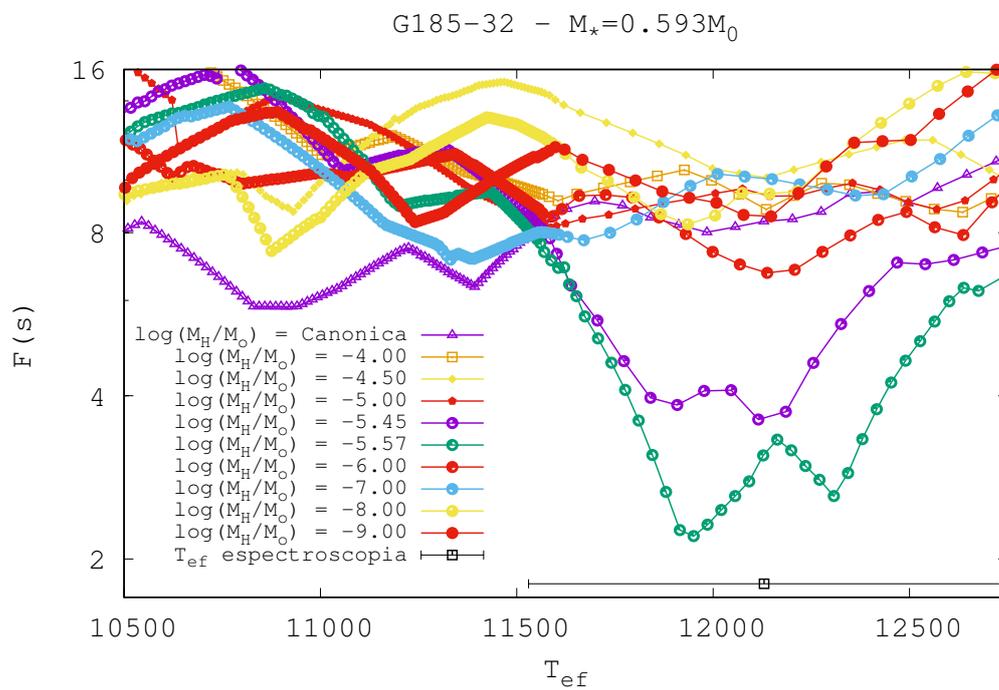


Figura 4.3: Gráfico da função de qualidade $F(s)$ em função da temperatura efetiva T_{ef} para as diferentes espessuras da camada de hidrogênio (mostradas com diferentes símbolos e cores) para a massa estelar $M_* = 0.593M_\odot$ que foi a escolhida de acordo com os critérios já mencionados no texto. O ponto preto com barra de erro é a temperatura espectroscópica com 3σ de incerteza para referência.

contudo o modelo que está localizado em $T_{ef} = 11\,950$ K ajusta todos os períodos observados com $\ell = 1$, e portanto foi o modelo asterosismológico escolhido para representar a estrela. Os detalhes do modelo, tanto como a comparação dos valores dos períodos, se encontram na tabela 4.4. O modelo escolhido é menos massivo do que o encontrado em Romero et al. (2012), que foi de $M_* = 0.660M_\odot$, e o conteúdo de hidrogênio determinado é um pouco menor ($M_H/M_* = 4.46 \times 10^{-7}$) do que o encontrado neste ajuste.

M_*/M_\odot	T_{ef} [K]	M_H/M_*	$\Pi_i^{Obs}(s)$	Amplitude [mma]	$\Pi_i^{Teo}(s)$	ℓ	k	$\Delta(s)$	F(s)
0.593 ± 0.016	$11\,950 \pm 201$	$(1.25 \pm 0.27) \times 10^{-6}$	215.74	1.93	215.34	1	2	+0.40	
			266.17	0.46	273.88	1	3	-7.71	
			300.60	1.04	302.28	1	4	-2.08	2.20
			370.21	1.62	370.31	1	5	-0.10	
			651.70	0.67	650.58	1	11	+0.82	

Tabela 4.4: Tabela contendo os parâmetros encontrados para a estrela G185-32 pelo ajuste asterosismológico, juntamente com os períodos observados comparados aos períodos teóricos do modelo escolhido. Lembrando que as incertezas são erros internos do procedimento de ajuste. Os valores de ℓ e k que aparecem na tabela são identificados do modelo escolhido.

4.1.4 GD 244

Esta estrela foi analisada primeiramente por Castanheira & Kepler (2009), que obtiveram um modelo de melhor ajuste com $M_* = 0.68M_\odot$, $T_{ef} = 12\,200$ K e $\log(M_H/M_*) = -7$. Também foi estudada por Bognar & Páparó (2010) que realizaram os ajustes considerando as determinações dos graus harmônicos dos períodos que foram feitas em Yeates et al. (2005), onde encontraram famílias de soluções (também oriundas do WDEC) com massas em torno de $M_* = 0.63 - 0.65M_\odot$, massas de hidrogênio maiores do que a que foi determinada em Castanheira & Kepler (2009) e temperaturas efetiva ao redor de 11500 K. No ajuste asterosismológico realizado em Romero et al. (2012), usou-se como restrição que os períodos de maior ajuste possuíssem grau harmônico $\ell = 1$. O modelo encontrado tinha $T_{ef} = 12\,422$ K, bastante superior ao valor espectroscópico.

Para realização do ajuste, adotei o critério de procurar modelos cujos dois períodos de maior amplitude tivessem grau harmônico $\ell = 1$, isto por que a amplitude a eles associado é significativamente maior do que as demais. O modelo que atendeu a estes critérios possui $M_* = 0.675M_\odot$, e na figura 4.4 notamos que existe um mínimo para a massa canônica de hidrogênio, contudo este modelo é bastante frio e se encontra no limite da banda de instabilidade das ZZ Ceti. Há também outro mínimo em torno de 11500 K, com temperatura mais compatível com as da espectroscopia e também possuindo um bom valor de função de qualidade. Os dados referentes a este modelo encontram-se na tabela 4.5.

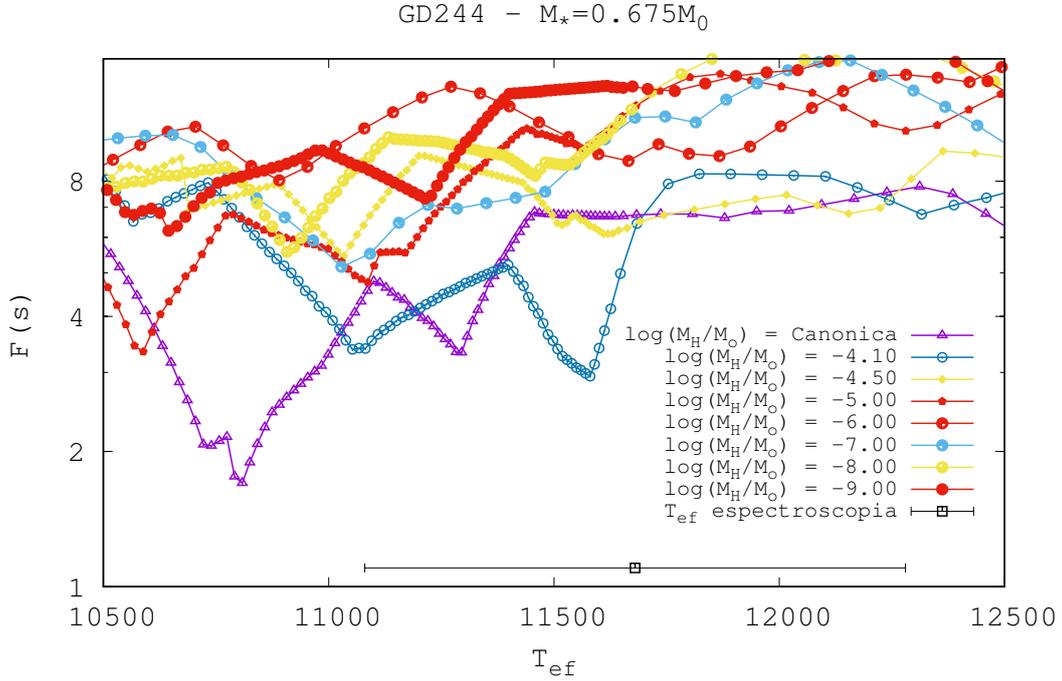


Figura 4.4: Gráfico da função de qualidade $F(s)$ em função da temperatura efetiva T_{ef} para as diferentes espessuras da camada de hidrogênio (mostradas com diferentes símbolos e cores) para a massa estelar $M_* = 0.675M_\odot$ que foi a escolhida de acordo com os critérios já mencionados no texto. O ponto preto com barra de erro é a temperatura espectroscópica com 3σ de incerteza para referência.

M_*/M_\odot	$T_{ef}[K]$	M_H/M_*	Π_i^{Obs}	Amplitude [mma]	Π_i^{Teo}	ℓ	k	Δ	F(s)
0.675 ± 0.016	11580 ± 369	$(3.02 \pm 0.90) \times 10^{-5}$	256.56	12.31	250.55	1	3	+6.01	
			307.13	20.18	306.17	1	5	+0.96	
			202.98	4.04	196.62	1	2	+6.36	2.94
			294.60	4.85	293.88	2	9	+0.72	
			906.08	1.72	906.14	2	35	-0.06	

Tabela 4.5: Tabela contendo os parâmetros encontrados para a estrela GD 244 pelo ajuste asterosismológico, juntamente com os períodos observados comparados aos períodos teóricos do modelo escolhido. Lembrando que as incertezas são erros internos do procedimento de ajuste. Os valores de ℓ e k que aparecem na tabela são identificados do modelo escolhido.

O modelo encontrado é significativamente mais massivo do que o encontrado em Romero et al. (2012), com um conteúdo de hidrogênio um pouco menor; contudo, os valores de massa estelar e temperatura efetiva do modelo determinado pelo meu ajuste estão concordando muito bem com os dados espectroscópicos e ainda ajustam os períodos de maior amplitude com grau harmônico $\ell = 1$.

4.1.5 G226-29

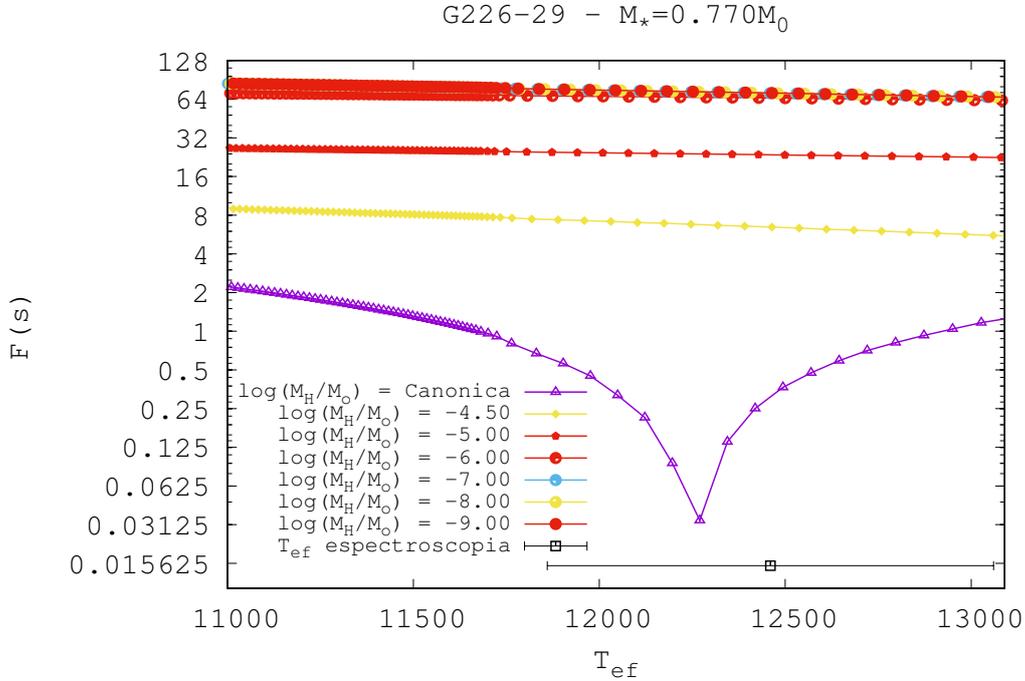


Figura 4.5: Gráfico da função de qualidade $F(s)$ em função da temperatura efetiva T_{ef} para as diferentes espessuras da camada de hidrogênio (mostradas com diferentes símbolos e cores) para a massa estelar $M_* = 0.770M_\odot$ que foi a escolhida de acordo com os critérios já mencionados no texto. O ponto preto com barra de erro é a temperatura espectroscópica com 3σ de incerteza para referência.

Esta foi a primeira estrela em que se aplicou efetivamente um estudo asterosismológico, realizado por Fontaine em 1992. A G226-29 se encontra na borda azul da faixa de instabilidade, apresentando apenas um único período de pulsação bastante curto de 109 s, que corresponde à componente central de um tripleto com grau harmônico $\ell = 1$ (Kepler, Robinson 1983). No estudo realizado por Castanheira & Kepler (2009) foi encontrado um modelo de melhor ajuste de $M_* = 0.79M_\odot$ e $\log(M_H/M_*) = -4.5$, o que sugerem uma estrela massiva e de envelope grosso. Romero et al. (2012) encontraram um modelo de melhor ajuste com $M_* = 0.770M_\odot$ e envelope de hidrogênio grosso, estando de acordo com os estudos espectroscópicos dessa estrela.

Para a realização do ajuste procurou-se um modelo que ajustasse com muita precisão o único período existente, atribuindo a ele o grau harmônico $\ell = 1$. O modelo de melhor ajuste possui $M_* = 0.770M_\odot$ e, como podemos ver na figura 4.5, uma camada de hidrogênio grossa que resulta do modelo canônico de evolução. Este é o mesmo modelo encontrado por

M_*/M_\odot	$T_{ef}[K]$	M_H/M_*	Π_i^{Obs}	Amplitude [mma]	Π_i^{Teo}	ℓ	k	Δ	F(s)
0.770 ± 0.034	12270 ± 300	$(2.01 \pm 0.31) \times 10^{-5}$	109.28	1.00	109.25	1	2	+0.03	0.03

Tabela 4.6: Tabela contendo os parâmetros encontrados para a estrela G226-29 pelo ajuste asterosismológico, juntamente com os períodos observados comparados aos períodos teóricos do modelo escolhido. Os valores de ℓ e k que aparecem na tabela são identificados do modelo escolhido.

Romero et al. (2012) e os parâmetros do modelo estão sendo mostrados na tabela 4.6.

4.1.6 L19-2

Esta estrela foi analisada por Bradley em 2001, fazendo uso de identificação de grau harmônico dos períodos realizado em Bradley (1993), encontrou-se um modelo de melhor ajuste com $M_* = 0.72M_\odot$ e de envelope grosso; Castanheira & Kepler (2009) encontraram resultados similares.

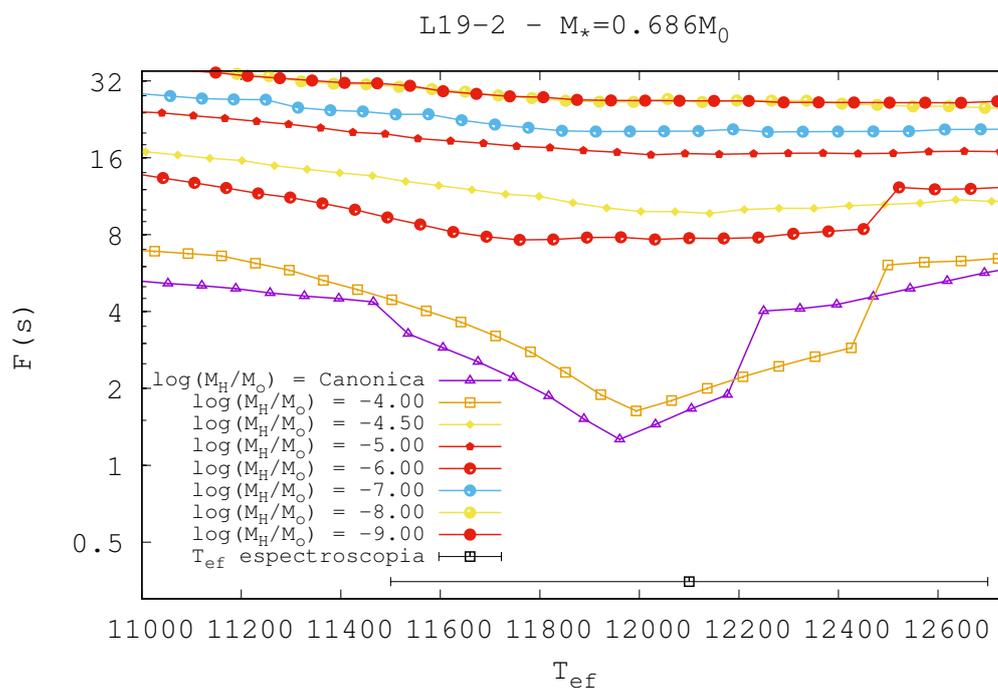


Figura 4.6: Gráfico da função de qualidade $F(s)$ em função da temperatura efetiva T_{ef} para as diferentes espessuras da camada de hidrogênio (mostradas com diferentes símbolos e cores) para a massa estelar $M_* = 0.686M_\odot$ que foi a escolhida de acordo com os critérios já mencionados no texto. O ponto preto com barra de erro é a temperatura espectroscópica com 3σ de incerteza para referência.

Para a realização do ajuste não foi feita nenhuma restrição adicional além da de procurarmos o modelo que minimizasse a função de qualidade, já que as amplitudes dos períodos

M_*/M_\odot	$T_{ef}[K]$	M_H/M_*	Π_i^{Obs}	Amplitude [mma]	Π_i^{Teo}	ℓ	k	Δ	F(s)
0.686 ± 0.011	11960 ± 221	$(4.40 \pm 1.21) \times 10^{-5}$	113.80	2.4	113.68	2	2	+0.12	1.26
			118.70	1.2	116.35	1	2	+2.35	
			143.60	0.6	145.02	1	3	-1.42	
			192.60	6.5	192.68	1	2	-0.08	

Tabela 4.7: Tabela contendo os parâmetros encontrados para a estrela L19-2 pelo ajuste asterosismológico, juntamente com os períodos observados comparados aos períodos teóricos do modelo escolhido. Os valores de ℓ e k que aparecem na tabela são identificados do modelo escolhido.

observados dessa estrela não diferem tanto entre si, não possuindo uma determinação precisa do grau harmônico associado. O modelo de melhor ajuste possui $M_* = 0.686M_\odot$, menos massivo do que estudos anteriores e como podemos ver na figura 4.6, de camada de hidrogênio grossa, representado pelo modelo canônico de evolução. Os dados do modelo de melhor ajuste estão listados na tabela 4.7.

4.1.7 HL Tau-76

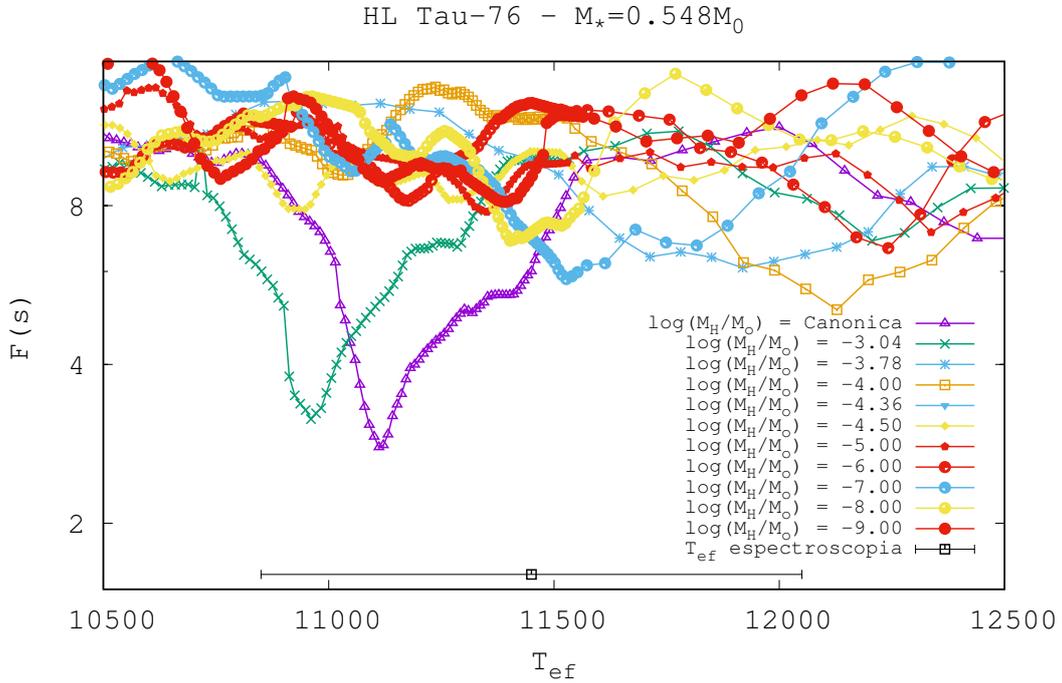


Figura 4.7: Gráfico da função de qualidade $F(s)$ em função da temperatura efetiva T_{ef} para as diferentes espessuras da camada de hidrogênio (mostradas com diferentes símbolos e cores) para a massa estelar $M_* = 0.548M_\odot$ que foi a escolhida de acordo com os critérios já mencionados no texto. O ponto preto com barra de erro é a temperatura espectroscópica com 3σ de incerteza para referência.

Foi a primeira anã branca pulsante a ser descoberta, possuindo um grande número de períodos observados e habitando a borda vermelha da banda de instabilidade. Pech et al. (2006) realizaram o primeiro ajuste e encontraram um modelo asterosismológico de $M_* = 0.575M_\odot$ e uma camada grossa de hidrogênio $\log(M_H/M_\odot) = -3.63$. Castanheira & Kepler (2009) obtiveram uma solução similar porém com um envelope com 4 ordens de magnitude mais fino.

M_*/M_\odot	T_{ef} [K]	M_H/M_*	Π_i^{Obs}	Amplitude [mma]	Π_i^{Teo}	ℓ	k	Δ	F(s)
0.548 ± 0.006	11111 ± 61	$(1.82 \pm 0.45) \times 10^{-4}$	382.47	16.47	386.47	1	6	-4.00	2.78
			449.12	6.7	447.28	2	14	+1.84	
			492.12	7.12	494.30	1	8	-2.18	
			540.95	28.45	545.88	1	9	-4.93	
			596.79	14.40	595.62	1	10	+1.17	
			664.21	14.94	663.64	1	12	+0.57	
			781.00	9.1	789.04	2	27	-8.04	
			799.10	5.91	799.04	1	15	+0.06	
			933.64	2.40	933.87	1	18	-0.23	
			976.64	6.46	977.31	2	34	-0.67	
			1064.91	11.30	1064.84	1	21	+0.07	
			1390.84	3.92	1389.84	1	28	+1.00	

Tabela 4.8: Tabela contendo os parâmetros encontrados para a estrela HL Tau-76 pelo ajuste asterosismológico, juntamente com os períodos observados comparados aos períodos teóricos do modelo escolhido. Os valores de ℓ e k que aparecem na tabela são identificados do modelo escolhido.

Para fazer o ajuste, procurei pelo modelo que ajustasse a maior quantidade de períodos com grau harmônico $\ell = 1$, sendo que uma maior quantidade de períodos torna mais difícil de se determinar uma solução. Entretanto encontrei um modelo candidato que possui $M_* = 0.548M_\odot$ representando o mínimo da função de qualidade em relação às demais massas estelares.

Como podemos ver na figura 4.7 temos dois mínimos pronunciados, contudo, a solução canônica que possui temperatura efetiva em torno de 11100 K é mais compatível com as determinações espectroscópicas. O modelo escolhido é o mesmo determinado em Romero et al (2012); os dados do modelos encontram-se na tabela 4.8.

4.1.8 G38-29

Esta estrela foi a primeira anã branca detectada com excesso de infravermelho quando observada com o Spitzer. Se localiza na borda vermelha da faixa de instabilidade das ZZ Ceti. Foi estudada em Bischoff-Kim (2009) que utilizando 14 períodos obteve uma massa de melhor ajuste com $M_* = 0.642M_\odot$ e envelope grosso $\log(M_H/M_*) = -4.16$.

Como esta estrela possui 14 períodos observados, buscou-se com o ajuste asterosismológico o modelo que ajustasse o maior número possíveis de períodos com mesmo grau harmônico e, que também estivesse dentro dos 3σ de incerteza dos parâmetros espectroscópicos, contudo não foi possível encontrar nenhum modelo que fornecesse um bom ajuste dentro desses limites. Assim, procurei uma solução sismológica em massas mais altas e encontrei um modelo de $M_* = 0.770M_\odot$ que atende bem as restrições feitas.

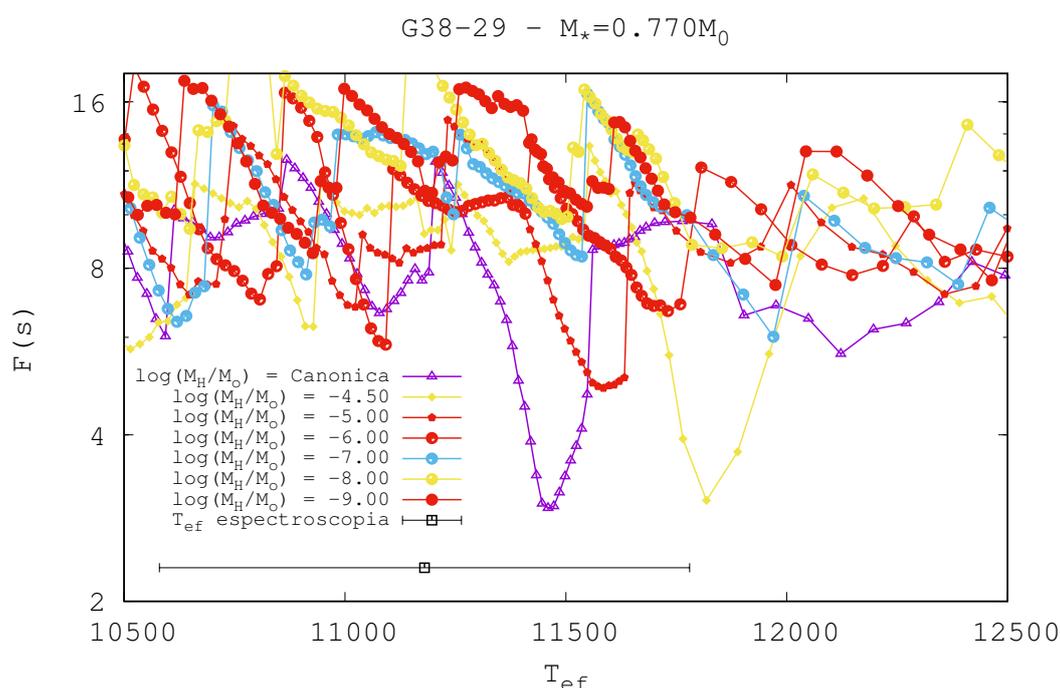


Figura 4.8: Gráfico da função de qualidade $F(s)$ em função da temperatura efetiva T_{ef} para as diferentes espessuras da camada de hidrogênio (mostradas com diferentes símbolos e cores) para a massa estelar $M_* = 0.770M_\odot$ que foi a escolhida de acordo com os critérios já mencionados no texto. O ponto preto com barra de erro é a temperatura espectroscópica com 3σ de incerteza para referência.

Como podemos ver na figura 4.8 temos dois mínimos bastante pronunciados, ambas fornecendo soluções de envelope grosso de hidrogênio. O modelo escolhido é representado pela curva canônica com mínimo em torno de 11500 K, e a escolha deste modelo resulta do fato dessa ser a estrela mais fria dentre todas as analisadas. Então como solução priorizei a que fornecesse a temperatura mais baixa. Esta é a mesma massa estelar determinada por Romero et al. (2012), contudo neste artigo a solução mais quente foi escolhida, mas como podemos ver ambas fornecem mínimos de valores aproximadamente iguais e portanto formam duas soluções possíveis. Os detalhes do modelo asterosismológico escolhido estão listados na tabela 4.9

M_*/M_\odot	$T_{ef}[K]$	M_H/M_*	Π_i^{Obs}	Amplitude [mma]	Π_i^{Teo}	ℓ	k	Δ	F(s)
			413.307	3.07	412.848	2	16	+0.489	
			432.354	3.57	433.560	2	17	-1.206	
			546.960	6.97	547.694	2	22	-0.734	
			705.970	18.44	708.049	1	16	-2.079	
			840.390	5.19	844.160	1	20	-3.770	
			899.971	10.59	899.304	2	38	+0.667	
0.770 ± 0.032	11459 ± 70	$(2.01 \pm 0.32) \times 10^{-5}$	922.567	5.94	919.727	2	39	+2.840	2.94
			945.448	12.34	944.795	2	40	+0.653	
			962.007	8.09	958.467	1	23	+3.54	
			963.593	4.58	969.976	2	41	-6.383	
			989.719	10.04	994.246	2	42	-4.527	
			1002.16	7.14	1002.09	1	24	+0.07	
			1016.15	5.79	1015.90	2	43	+0.25	
			1081.82	5.04	1082.66	1	26	-0.84	

Tabela 4.9: Tabela contendo os parâmetros encontrados para a estrela G38-29 pelo ajuste asterosismológico, juntamente com os períodos observados comparados aos períodos teóricos do modelo escolhido. Os valores de ℓ e k que aparecem na tabela são identificados do modelo escolhido.

4.1.9 KUV-02464+3239

Esta é uma estrela fria e que possui seis períodos observados. Foi analisada por Bognar et al. (2009) que encontraram um modelo de melhor ajuste com $M_* = 0.770M_\odot$, $\log(M_H/M_*) = -5.2$ e com abundância central de oxigênio de cerca de 90%, usando o WDEC. Romero et al (2012) também analisaram esta estrela e determinaram que a massa de melhor ajuste era de $M_* = 0.548M_\odot$ e que o conteúdo de hidrogênio era na verdade menor do que o proposto por Bognar, com $\log(M_H/M_*) = -7.32$.

Para realizar o ajuste, busquei por um modelo que ajustasse os dois períodos de mais alta amplitude com grau harmônico $\ell = 1$ encontrando um modelo de $M_* = 0.690M_\odot$. Como podemos ver na figura 4.9 temos uma grande quantidade de mínimos locais, entretanto, algumas soluções representam modelos quentes ou frios demais incompatíveis com os parâmetros espectroscópicos. Levando todas essas informações em consideração, o modelo escolhido foi o de $\log(M_H/M_*) = -4.50$ por possuir uma temperatura coerente com o que é observado, representando um envelope de hidrogênio grosso, como o encontrado por Bognar et al. (2009), mas não com 90% de abundância central de oxigênio. Todos os dados do modelo encontram-se na tabela 4.10

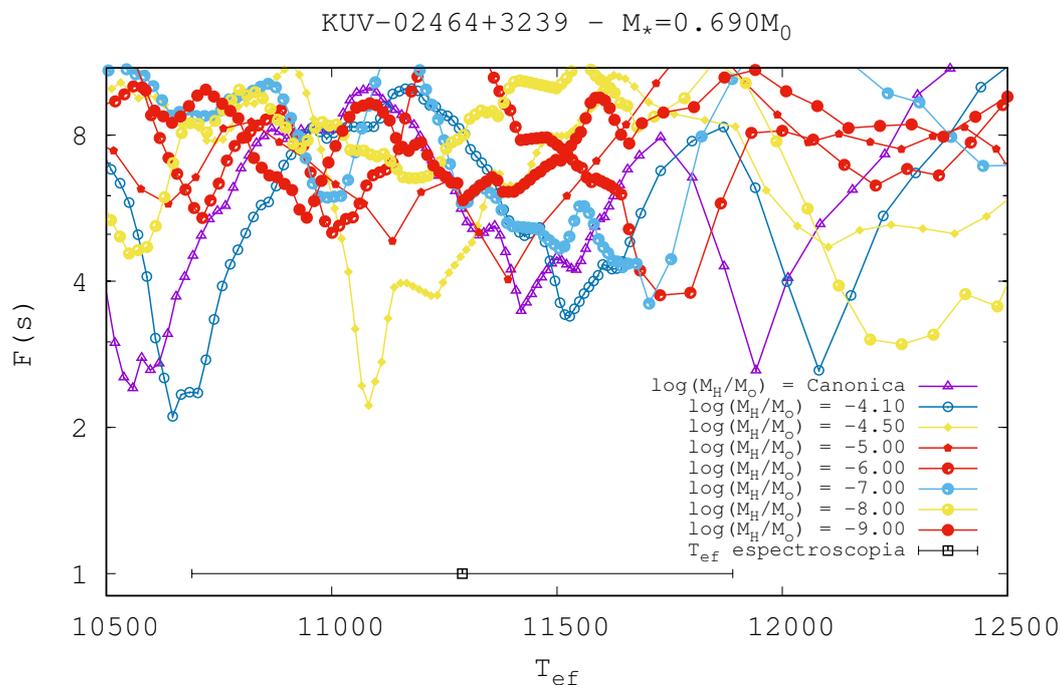


Figura 4.9: Gráfico da função de qualidade $F(s)$ em função da temperatura efetiva T_{ef} para as diferentes espessuras da camada de hidrogênio (mostradas com diferentes símbolos e cores) para a massa estelar $M_* = 0.770M_\odot$ que foi a escolhida pelo ajuste por cumprir os requisitos que já foram listados. O ponto preto com barra de erro é a temperatura espectroscópica com 3σ de incerteza para referência.

M_*/M_\odot	$T_{ef}[\text{K}]$	M_H/M_*	Π_i^{Obs}	Amplitude [mma]	Π_i^{Teo}	ℓ	k	Δ	F(s)
0.690 ± 0.015	11081 ± 40	$(1.43 \pm 0.63) \times 10^{-5}$	619.30	4.0	620.44	1	12	-1.14	2.21
			777.60	5.5	786.36	1	16	-8.76	
			829.70	11.6	829.63	1	17	+0.07	
			866.20	9.5	865.37	2	32	+0.57	
			993.20	13.2	992.00	1	21	+1.2	
			1250.30	4.4	1250.69	2	47	-0.39	

Tabela 4.10: Tabela contendo os parâmetros encontrados para a estrela KUV-02464+3239 pelo ajuste asterosismológico, juntamente com os períodos observados comparados aos períodos teóricos do modelo escolhido. Os valores de ℓ e k que aparecem na tabela são identificados do modelo escolhido.

Capítulo 5

Conclusões

Neste trabalho de conclusão de curso foi realizado um estudo asterosismológico de nove anãs brancas pulsantes clássicas, pertencentes ao grupo das ZZ Ceti. Para o desenvolvimento do estudo foi realizado o cálculo de novas sequências evolutivas detalhadas da curva de esfriamento das anãs brancas, visando o aprimoramento na quantidade de modelos que temos disponíveis e, por consequência, um melhoramento na qualidade dos ajustes asterosismológicos. O meu principal objetivo era verificar se uma grade de modelos mais representativa desses objetos fornecia resultados diferentes dos ajustes feitos em trabalhos anteriores.

As massas na curva de esfriamento foram escolhidas de forma a preencherem lacunas na grade de modelos evolutivos que foi utilizada em Romero et al. (2013), sendo elas: $0.533M_{\odot}$, $0.542M_{\odot}$, $0.580M_{\odot}$, $0.621M_{\odot}$, $0.646M_{\odot}$ e $0.680M_{\odot}$. Todas essas sequências de esfriamento são resultado de um cálculo evolutivo prévio detalhado, desde a idade zero de sequência principal, passando pela etapa de gigantes, pulsos térmicos, perda de massa no ramo assintótico das gigantes até a fase de anã branca. Para cada uma das massas estelares foi calculado cerca de 8 espessuras diferentes da camada de hidrogênio, com a finalidade de adicionar um grau de liberdade extra aos ajustes, e assim tornar a grade de modelos evolutivos mais representativa.

Como uma aplicação dos modelos que foram calculados neste trabalho, foi realizado um estudo asterosismológico de 9 estrelas ZZ Ceti clássicas. Durante este estudo busquei comparar os resultados obtidos neste trabalho com estudos realizados anteriormente; em parte para verificar se houve alguma mudança nos modelos asterosismológicos escolhidos para representar estas estrelas, mas também para guiar e servir como restrição adicional na realização dos ajustes asterosismológicos. Dos nove ajustes realizados, seis deles forneceram resultados diferentes (utilizando 3σ de incerteza na massa e na temperatura espectroscópica)

do estudo mais recente destas estrelas que foi realizado em Romero et al. (2012, 2013); sendo que parte dos modelos asterosismológicos que foram escolhidos neste trabalho para representar as estrelas analisadas não estavam presentes nos trabalhos anteriores.

Assim, podemos concluir que o uso de uma grade de modelos evolutivos mais representativa, contendo valores mais diversificados para massa de anã branca e também de massa de hidrogênio, afeta os resultados dos ajustes asterosismológicos fornecendo soluções algumas vezes, como foi visto neste trabalho, mais compatíveis com os dados observacionais que são sempre tomados como referência na procura de modelos representativos desses objetos.

Como foi obtido uma diferença nos resultados dos ajustes, torna-se de potencial interesse melhorar a grade de modelos evolutivos um pouco mais. Entretanto ao invés de focar em obter mais sequências com diferentes massas de anã branca, como foi feito neste trabalho, talvez aumentar a quantidade de espessuras da camada de hidrogênio para as sequências existentes seja o caminho a seguir em trabalhos futuros.

Referências Bibliográficas

- [1] *Althaus, L.G., Serenelli, A.M., Córscico, A.H., & Montgomery, M.H., 2003, A&A, 404, 593*
- [2] *Althaus, L.G., García-Berro, E., Isern, J., Córscico, A.H., & Rohrmann, R.D., 2007, A&A, 465, 249*
- [3] *Althaus, L.G., Panei, J.A., Romero, A.D., et al., 2009c, A&A, 502, 207*
- [4] *Althaus, L.G., Panei, J.A., Miller Bertolami, M.M., et al., 2009d, ApJ, 704, 1605*
- [5] *Althaus, L.G., Córscico, A.H., Isern, J., & García-Berro, E., 2010a, A&A Review, 18, 471*
- [6] *Althaus, L.G., García-Berro, E., Isern, J., Córscio, A.H., & Rohrmann, R.D., 2007, A&A, 465, 249*
- [7] *Bergeron, P., Fontaine, G., Billères, M., Boudreault, S., & Green, E.M., 2004, ApJ, 600, 404*
- [8] *Bertolami M. M. Miller, Ph. D Tesis - Formación de Estrellas Deficientes en Hidrógeno por medio de Flashes Tardíos del Helio ., Asociación Argentina de Astronomía BAAA, Vol. 53, 2009*
- [9] *Bischoff-Kim, A., 2009, American Institute of Physics Conference Series, 1170, 621*
- [10] *Bognár, Z., & Paparó, M., 2010, American Institute of Physics Conference Series, 1273, 504*
- [11] *Bognár, Z., Paparó, M., Bradley, P.A., & Bischoff-Kim, A., 2009, MNRAS, 399, 1954*
- [12] *Bradley, P.A., 1998, ApJS, 116, 307*
- [13] *Bradley, P.A., 2001, ApJ, 552, 326*
- [14] *Cassisi, S., Potekhin, A.Y., Pietrinferni, A., Catelan, M., & Salaris, M., 2007, ApJ, 661, 1094*
- [15] *Castanheira, B.G., & Kepler, S.O., 2008, MNRAS, 385, 430*

Referências Bibliográficas

- [16] *Castanheira, B.G., & Kepler, S.O., 2009, MNRAS, 396, 1709*
- [17] *Córsico, A.H., & Benvenuto, O.G., 2002, Astrophysics and Space Science, 279, 281*
- [18] *Córsico, A. H., 2003, Ph.D Tesis, UNLP: Pulsaciones en estrellas enanas blancas variables ZZ Ceti*
- [19] *Cowling, T.G., 1941, MNRAS, 101, 367*
- [20] *Eisenstein, D. J., Liebert, J., Harris, H. C., et al. 2006, ApJS, 167, 40*
- [21] *Emden, R., 1907, Anwendungen der mechanischen Wärmetheorie, Teubner, Leibzig*
- [22] *Fontaine, G., Brassard, P., & Charpinet, S. 2003a, ApS&S, 284, 257*
- [23] *G. R. Lauffer, A. D. Romero, S. O. Kepler - MNRAS, 1547–1562, 2018*
- [24] *Guerrero, J., García-Berro, E., & Isern, J., 2004, A&A, 413, 257*
- [25] *Iglesias, C.A., & Rogers, F.J., 1996, ApJ, 464, 943*
- [26] *Icko Iben, Jr. 1967 Stellar Evolution Whithin And Off The Main Sequence. 1967*
- [27] *Itoh, N., Hayashi, H., Nishikawa, A., & Kohyama, Y., 1996, ApJS, 102, 411*
- [28] *Kawaler, S.D., & Bradley, P.A., 1994, ApJ, 427, 415*
- [29] *Kepler S. O., et al., 2016, MNRAS, 455, 3413*
- [30] *Kepler, S.O., Robinson, E.L., & Nather, R.E., 1983, ApJ, 271, 744*
- [31] *Kepler, S.O., Robinson, E.L., Koester, D., et al., 2000, ApJ, 539, 379*
- [32] *Kippenhahn, R., Weigert, A., and Hofmeister, E., 1967, Methods in Computational Phycsis, 6, 129*
- [33] *Ledoux, P., & Walraven, Th, 1958, Handbuch der Physik, Eds. S. Fluge, Berlin: Springer-Verlag, 353*
- [34] *Magni, G., & Mazzitelli, I., 1979, A&A, 72, 134*
- [35] *Pech, D., & Vauclair, G., 2006, A & A, 453, 219*
- [36] *Peh, D., Vaulair, G., & Dolez, N., 2006, A&A, 446, 223*

Referências Bibliográficas

- [37] *Pekeris, C. L., 1938, The Astrophysical Journal, 88, 189*
- [38] *Renedo, I., Althaus, L.G., Miller Bertolami, M.M., et al., 2010, ApJ, 717, 183*
- [39] *Robinson, E.L., Mailloux, T.M., Zhang, E., et al., 1995, ApJ, 438, 908*
- [40] *Romero A. D., Corsico A. H., Althaus L. G., Kepler S. O., Castanheira B. G., Miller Bertolami M. M., 2012, MNRAS, 420, 1462*
- [41] *Romero A. D., Kepler S. O., Córscico A. H., Althaus L. G., Fraga L., 2013, ApJ, 779, 58*
- [42] *Segretain, L., Chabrier, G., Hernanz, M., et al., 1994, ApJ, 434, 641*
- [43] *Serenelli, A. M., 2002, Ph. D Tesis, UNLP: Evolución de enanas blancas de masas baja e intermedia*
- [44] *Tassoul, M., Fontaine, G., & Winget, D.E., 1990, ApJS, 72, 335*
- [45] *Winget D. E., Kepler S. O., Campos F, Montgomery M., H. Girardi, L. Bergeron P, Williams K., 2009, ApJ, 693, L6*
- [46] *Yeates, C.M., Clemens, J.C., Thompson, S.E., & Mullally, F., 2005, ApJ, 635, 1239*