



MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA
E INOVAÇÕES



sid.inpe.br/mtc-m21d/2021/11.12.04.09-TDI

RECUPERANDO SISTEMAS BINÁRIOS DO TIPO SEPARADO - UMA ANÁLISE NO CONTEXTO DE ESTRELAS DE BAIXA MASSA

Aysses do Carmo Oliveira

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelos Drs. Francisco José Jablonski, e Carlos Eduardo Ferreira Lopes, aprovada em 10 de dezembro de 2021.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/45PNL9B>>

INPE
São José dos Campos
2021

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE
Coordenação de Ensino, Pesquisa e Extensão (COEPE)
Divisão de Biblioteca (DIBIB)
CEP 12.227-010
São José dos Campos - SP - Brasil
Tel.:(012) 3208-6923/7348
E-mail: pubtc@inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE - CEPPII (PORTARIA Nº 176/2018/SEI-INPE):

Presidente:

Dra. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Coordenação-Geral de Ciências da Terra (CGCT)

Membros:

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação (CPG)
Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia, Tecnologia e Ciência Espaciais (CGCE)
Dr. Rafael Duarte Coelho dos Santos - Coordenação-Geral de Infraestrutura e Pesquisas Aplicadas (CGIP)
Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon
Clayton Martins Pereira - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Divisão de Biblioteca (DIBIB)
André Luis Dias Fernandes - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Ivone Martins - Divisão de Biblioteca (DIBIB)
André Luis Dias Fernandes - Divisão de Biblioteca (DIBIB)



MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA
E INOVAÇÕES



sid.inpe.br/mtc-m21d/2021/11.12.04.09-TDI

RECUPERANDO SISTEMAS BINÁRIOS DO TIPO SEPARADO - UMA ANÁLISE NO CONTEXTO DE ESTRELAS DE BAIXA MASSA

Aysses do Carmo Oliveira

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelos Drs. Francisco José Jablonski, e Carlos Eduardo Ferreira Lopes, aprovada em 10 de dezembro de 2021.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/45PNL9B>>

INPE
São José dos Campos
2021

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Oliveira, Aysse do Carmo.

Ol4r Recuperando sistemas binários do tipo separado - Uma análise no contexto de estrelas de baixa massa / Aysse do Carmo Oliveira. – São José dos Campos : INPE, 2021.
xxii + 133 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21d/2021/11.12.04.09-TDI)

Tese (Doutorado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2021.

Orientadores : Drs. Francisco José Jablonski, e Carlos Eduardo Ferreira Lopes.

1. Binárias eclipsantes. 2. Binárias eclipsantes do tipo Algol.
3. Detecção de sinais periódicos. 4. Análise de série temporal.
5. Estrelas de baixa massa. I.Título.

CDU 534.386



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA
E INOVAÇÕESINSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS
Serviço de Pós-Graduação - SEPGRDEFESA FINAL DE TESE DE AYSSES DO CARMO
OLIVEIRA
BANCA Nº 313/2021, REG 130036/2016

No dia 10 de dezembro de 2021, às 09h00min, por teleconferência, o(a) aluno(a) mencionado(a) acima defendeu seu trabalho final (apresentação oral seguida de arguição) perante uma Banca Examinadora, cujos membros estão listados abaixo. O(A) aluno(a) foi APROVADO(A) pela Banca Examinadora, por unanimidade, em cumprimento ao requisito exigido para obtenção do Título de Doutora em Astrofísica. O trabalho precisa da incorporação das correções sugeridas pela Banca e revisão final pelo(s) orientador(es).

Título: “Recuperando sistemas binários do tipo separado - Uma análise no contexto de estrelas de baixa massa”

Membros da Banca:

Dra. Cláudia Vilega Rodrigues - Presidente - INPE
Dr. Francisco José Jablonski - Orientador - INPE
Dr. Carlos Eduardo Ferreira Lopes - Orientador - INPE
Dr. Alexandre Soares Oliveira - Membro Externo - UNIVAP
Dr. Marcos Perez Diaz - Membro Externo - IAG/USP



Documento assinado eletronicamente por **Cláudia Vilega Rodrigues, Pesquisadora**, em 13/12/2021, às 10:03 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Carlos eduardo ferreira lopes (E), Usuário Externo**, em 13/12/2021, às 10:11 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Alexandre Soares de Oliveira (E), Usuário Externo**, em 13/12/2021, às 10:55 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **marcos perez diaz (E), Usuário Externo**, em 13/12/2021, às 11:25 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Francisco Jose Jablonksi, Pesquisador**, em 13/12/2021, às 18:01 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site <http://sei.mctic.gov.br/verifica.html>, informando o código verificador **8760136** e o código CRC **D04608B6**.

Referência: Processo nº 01340.008649/2021-13

SEI nº 8760136

“Tenho a impressão de ter sido uma criança brincando à beira-mar, divertindo-me em descobrir uma pedrinha mais lisa ou uma concha mais bonita que as outras, enquanto o imenso oceano da verdade continua misterioso diante de meus olhos”.

ISAAC NEWTON

AGRADECIMENTOS

Eu gostaria de agradecer primeiramente à minha família, minha mãe Rosângela e meu pai Atanael, meus irmãos Priscila e Pedro, pelo incentivo e apoio que sempre me deram durante essa jornada.

Agradeço também ao Saymon pelo companheirismo, compreensão e conselhos.

Sou imensamente grata aos meus orientadores, Francisco José Jablonski e Carlos Eduardo Lopes Ferreira, que dedicaram parte do seu tempo e esforço com a minha formação.

Agradeço a oportunidade de participar da pós-graduação no INPE. Agradeço à Divisão de Astrofísica, aos secretários, técnicos e demais funcionários. Agradeço em especial aos professores pelos ensinamentos e por serem pessoas acessíveis, dispostas a esclarecer dúvidas e compartilhar suas experiências.

Agradeço aos companheiros de curso Adam Smith, Isabel Lima, Lorena do Carmo pelo encorajamento e amizade ao longo desses anos.

Agradeço à CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior) pelo suporte financeiro.

Por fim, eu gostaria de agradecer a todas as pessoas que de alguma forma me apoiaram ao longo dessa caminhada. São amigos, colegas, familiares, professores, pessoas que de alguma forma tornaram esta tese possível. Elas certamente sabem o quanto são importantes para mim.

RESUMO

O estudo de sistemas binários eclipsantes oferece uma grande oportunidade para explorar princípios básicos da estrutura e evolução estelar, uma vez que esses sistemas permitem obter parâmetros fundamentais das componentes individuais, tais como massas, raios e luminosidades, possibilitando a comparação com modelos teóricos. Neste trabalho, apresentamos uma abordagem para identificar os períodos orbitais de sistemas binários eclipsantes, particularmente os de tipo Algol (EA) catalogados no Catalina Real-Time Transient Survey (CRTS) como EAs de períodos desconhecidos (EA_{up}). Como resultado, períodos orbitais de $\sim 56\%$ do conjunto foram identificados, correspondendo a 87 novos sistemas para os quais essa informação é agora disponível. Dentro do conjunto com períodos determinados, 8 sistemas de baixa massa foram identificados usando informações adicionais provenientes de bancos de dados públicos, como índices de cor fotométricos, extinção interestelar e distância. Parâmetros das componentes individuais foram obtidos com o código de síntese de Wilson & Devinney combinado com um procedimento de otimização Monte-Carlo Markov Chain. Os resultados são discutidos no cenário de inflação de raios de estrelas de baixa massa em sistemas binários.

Palavras-chave: Binárias eclipsantes. Binárias eclipsantes do tipo Algol. Detecção de sinais periódicos. Análise de série temporal. Estrelas de baixa massa. Estrelas tardias. Inflação no raio de estrelas de baixa massa.

IDENTIFICATION OF DETACHED BINARY SYSTEMS IN LARGE SURVEYS – AN ANALYSIS IN THE CONTEXT OF LOW-MASS STARS

ABSTRACT

The study of eclipsing binary systems offers a great opportunity to explore the basic principles of structure and stellar evolution, since these systems allow us to obtain fundamental parameters of the individual components, such as mass, radii and luminosities that can be compared with theoretical models. In this work, we present an approach to identify the orbital periods of eclipsing binaries, especially the Algol (EA) type systems cataloged in the Catalina Real-Time Transient Survey (CRTS) as EAs of unknown periods (EA_{up}). As a result, orbital periods of $\sim 56\%$ of the sample were identified, corresponding to 87 new systems for which this information is now available. Within the set of systems with new determination of orbital periods, 8 low-mass systems were identified using additional information from public databases, such as photometric color indices, interstellar extinction, and distance. Parameters for the individual stellar components were obtained with the Wilson & Devinney synthesis code combined with a Monte-Carlo Markov Chain optimization procedure. The results are explored in the scenario of inflation of radii of low-mass stars in binary systems.

Keywords: Eclipsing binary stars. Algol-type eclipsing binaries. Periodic signals detection methods. Time series analysis. Low-mass stars. Late stars. Inflation of radii for low-mass stars.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Diagrama de fase típico de uma estrela do tipo Algol sem efeito de reflexão (painel esquerdo) e com efeito de reflexão (painel direito).	8
1.2 Diagrama de fase típico de uma estrela β Lyrae.	9
1.3 Diagrama de fase típico de uma estrela W Ursa Majoris.	10
1.4 Configuração do problema de três corpos para duas massas m_1, m_2 e uma massa teste m	11
1.5 Seções de equipotenciais de Roche.	14
1.6 Classificação do sistemas binários quanto ao lóbulo de Roche.	15
1.7 Elementos orbitais e geométricos de um sistema binário.	20
1.8 Relação massa-raio empírica para estrelas da vizinhança solar.	29
1.9 Desvio relativo dos raios estelares observados com relação ao modelo teórico em função da metalicidade.	33
1.10 Desvio relativo dos raios estelares observados com relação ao modelo teórico em função da metalicidade.	34
1.11 Desvio relativo dos raios observados ($\frac{\delta R}{R}$) com relação ao modelo teórico em função da metalicidade.	35
3.1 Exemplos de séries temporais de EA e EA_{up}	44
4.1 Uma interpretação alternativa para o significado do termo δ_ϕ	55
4.2 Influência de δ_ϕ para curvas de luz de diferentes morfologias.	56
4.3 Número de frequências (N_f) versus tempo de observação total (T_{tot}) para alguns levantamentos astronômicos com dados fotométricos.	57
4.4 Teste envolvendo δ_ϕ, N_f , tempo computacional e taxa de acertos para sinais de EAs.	60
5.1 Diagramas de fase e periodogramas para quatro objetos iEAs.	71
5.2 Amostra das iEAs comparada ao catálogo de EAs de Drake et al. (2014).	72
5.3 Amostra iEA comparada com Papageorgiou et al. (2018) e Garrido et al. (2019) quanto à amplitude e largura de eclipses.	75
5.4 Diagrama cor-cor no infravermelho próximo para as 87 iEA.	78
5.5 Diagrama magnitude absoluta G versus cor para a amostra de EAs.	79
5.6 Diagramas em fase das binárias de baixa massa com ajustes sobrepostos.	83
5.7 Raio versus massa para componentes primárias e secundárias de EAs.	85
5.8 Diagramas de fase das binárias eclipsantes encontradas neste trabalho que têm contrapartidas nas bases de dados TESS/K2.	87

5.9	Resposta das bandas fotométricas para diferentes levantamentos	88
6.1	Diagramas de fase de sistemas binários encontrados na classe VAR do <i>The ASAS-SN Catalog of Variable Stars: IX.</i>	90
B.1	Densidade de probabilidade ID 1012004004843 no ajuste 1 e 2.	126
B.2	Densidade de probabilidade ID 1104080068168 no ajuste 1 e 2.	127
B.3	Densidade de probabilidade ID 1109087063294 no ajuste 1 e 2.	128
B.4	Densidade de probabilidade ID 1121011041164 no ajuste 1 e 2.	129
B.5	Densidade de probabilidade ID 1126043006161 no ajuste 1 e 2.	130
B.6	Densidade de probabilidade ID 1135032018057 no ajuste 1 e 2.	131
B.7	Densidade de probabilidade ID 1140034027271 no ajuste 1 e 2.	132
B.8	Densidade de probabilidade ID 1152031059450 no ajuste 1 e 2.	133

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Parâmetros obtidos de sistemas binários discriminados pelo modo de observação.	21
4.1 Desempenho da estimativa de período para os métodos LSG, PDM e STR.	59
5.1 Tabela parcial com períodos encontrados na amostra de EA_{up}	70
5.2 Nome, ID, época e período das estrelas de baixa massa	77
5.3 Os parâmetros obtidos no primeiro ajuste das curvas de luz.	80
5.4 Os parâmetros obtidos no segundo ajuste das curvas de luz.	80
5.5 Parâmetros absolutos das componentes da estrelas de baixa massa	82
5.6 Fator de correção para os períodos das iEAs de acordo com dados TESS/K2	88
A.1 Períodos encontrados na amostra de EA_{up}	123

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

BA	–	Binárias Astrométricas
BE	–	Binárias espectroscópicas
BEc	–	Binárias eclipsantes
BI	–	Binárias interferométricas
BV	–	Binárias visuais
CoRoT	–	<i>CO</i> nvection, <i>i</i> nternal <i>RO</i> tation and <i>T</i> ransiting planets
CRTS	–	<i>C</i> atalina <i>R</i> eal- <i>T</i> ime <i>T</i> ransient <i>S</i> urvey
CSS	–	<i>C</i> atalina <i>S</i> chmidt <i>S</i> urvey
EA	–	Binária eclipsante Algol
EA _{up}	–	Binária eclipsante Algol com período desconhecido
EB	–	Binária eclipsante do tipo β Lyrae
EW	–	Binária eclipsante do tipo W Ursa Majoris
GLS	–	<i>G</i> eneralized <i>L</i> omb- <i>S</i> cargle
LSST	–	<i>L</i> arge <i>S</i> ynoptic <i>S</i> urvey <i>T</i> elescope
MCMC	–	Monte-Carlo Markov Chain
NEOs	–	<i>N</i> ear- <i>E</i> arth <i>O</i> bjects
NEOWISE	–	<i>NEOs</i> <i>W</i> ide- <i>F</i> ield <i>I</i> nfrared <i>S</i> urvey <i>E</i> xplorer
OGLE	–	<i>O</i> ptical <i>G</i> ravitational <i>L</i> ensing <i>E</i> xperiment
PLATO	–	<i>PL</i> Anetary <i>T</i> ransits and <i>O</i> scillations of stars
PHAs	–	<i>P</i> otential <i>H</i> azardous <i>A</i> steroids
PMD	–	<i>P</i> hase <i>D</i> ispersion <i>M</i> inimization
SB1	–	Binárias espectroscópicas que apresentam linha única
SB2	–	Binárias espectroscópicas que apresentam duas linhas
STR	–	<i>S</i> tring <i>L</i> ength
TESS	–	<i>T</i> ransiting <i>E</i> xoplanet <i>S</i> urvey <i>S</i> atellite
VVV	–	<i>VISTA</i> <i>V</i> ariables in <i>T</i> he <i>V</i> ia <i>L</i> actea

LISTA DE SÍMBOLOS

a	–	Semi-eixo maior de um sistema binário
A	–	Albedos ou coeficientes de reflexão das componentes de um sistema binário
$\beta_{1,2}$	–	Escurecimentos gravitacionais das componentes de um sistema binário
$1/\delta_\phi$	–	Fator de sobreamostragem
δ_ϕ	–	Parâmetro que mede a variação em um diagrama de fase
e	–	Excentricidade de um sistema binário
$f(m)$	–	Função de massa de um sistema binário
f_{min}	–	Frequência mínima das componentes de um sistema binário
f_{max}	–	Frequência máxima
i	–	Inclinação de um sistema binário
$K_{1,2}$	–	Semi-amplitudes das velocidades radiais das estrelas de um sistema binário
L_\odot	–	Luminosidade do Sol
$L_{1,2}$	–	Luminosidades das componentes de um sistema binário
M_\odot	–	Massa do Sol
$m_{1,2}$	–	Massas das componentes de um sistema binário
N_{obs}	–	Número de observações
N_f	–	Número de frequências
ν	–	Anomalia verdadeira de um sistema binário
Ω	–	Longitude do nodo ascendente de um sistema binário
ω	–	Argumento de periastro de um sistema binário
Π	–	Paralaxe
q	–	Razão de massas m_2/m_1 em um sistema binário
R_\odot	–	Raio do Sol
$r_{1,2}$	–	Raios das componentes de um sistema binário
T_{tot}	–	Tempo total em uma janela de observação
T_0	–	Época de referência
T_{eff}	–	Temperatura efetiva
$x_{1,2}$	–	Escurecimentos de bordo das componentes de um sistema binário.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Variabilidade em dados fotométricos	5
1.2 Modelo de Roche	10
1.3 Tipos e classificações	14
1.4 Aspectos morfológicos das curvas de luz	17
1.4.1 Determinação de parâmetros	19
1.5 As estrelas de baixa massa	23
1.5.1 O problema das relações massa-raio-temperatura	26
1.5.2 Metalicidade	31
1.5.3 Opacidades	33
1.5.4 Convecção	36
1.5.5 Campos magnéticos	37
1.5.6 Estrelas de baixa massa no contexto da evolução estelar	39
2 JUSTIFICATIVA CIENTÍFICA	41
3 DADOS	43
4 METODOLOGIA	47
4.1 Busca e identificação de períodos orbitais	47
4.1.1 Testes da metodologia de busca de sinais periódicos em EAs	58
4.2 Critérios de identificação de sistemas binários de baixa massa	61
4.3 Modelagens de curvas de luz de sistemas binários	64
5 RESULTADOS E DISCUSSÃO	69
5.1 Busca de sinais periódicos	69
5.2 Binárias eclipsantes de baixa massa	76
5.3 Binárias de baixa massa e o problema da inflação de raios	84
5.4 Dados adicionais disponíveis na literatura	86
6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	89

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	93
APÊNDICE A - TABELA COMPLETA DE PERÍODOS ENCON- TRADOS NA AMOSTRA EA_{UP}	123
APÊNDICE B - DISTRIBUIÇÃO DE PARÂMETROS	125

1 INTRODUÇÃO

Há mais de duzentos anos Herschel (1803) publicou uma compilação de observações feitas ao longo de 25 anos, onde apresentou evidências de que certos pares de estrelas exibiam movimento orbital em torno de um centro de massas comum. Para esses objetos, deu o nome de sistemas siderais binários, ou estrelas duplas reais. Assim, definiu o termo *sistema binário* na Astronomia. Inicialmente, Herschel estava interessado em provar que as estrelas duplas ou pares de estrelas deveriam estar à distâncias intrinsecamente muito grandes entre si, mas que se alinhavam por acaso na linha de visada a um observador na Terra (BATTEN, 1995). Verificou-se no entanto, que o número de casos formando pares separados por segundos ou até dezenas de segundos de arco era muito maior do que o esperado para alinhamentos acidentais e que portanto, as estrelas deveriam estar interagindo gravitacionalmente. Os objetos que Herschel encontrou foram o que hoje chamamos de *binárias visuais*, cujos períodos orbitais característicos são da ordem de anos, décadas ou até mesmo séculos.

Na mesma época, John Goodricke (1783) propôs que as mudanças regulares no brilho de Algol e β Lyrae, poderiam ser devido a eclipses, onde uma estrela companheira orbital de mesmo tamanho e mais fraca ocultaria periodicamente a estrela principal. Essa ideia lhe rendeu a medalha Copley¹ em 1783. No entanto, essa ideia não foi amplamente aceita na época, sendo retomada cerca de um século depois por Vogel, em 1889, com os estudos espectroscópicos de velocidades radiais de Algol e outras estrelas (BATTEN, 1989). A partir desses estudos, a ideia de sistemas binários tornou-se mais aceita na comunidade científica. A acumulação de dados e a sistematização das observações permitiu o desenvolvimento de esquemas mais elaborados. Os sistemas binários foram então sendo classificados conforme o modo como eram observados. Naturalmente, as propriedades observadas como massas, luminosidades, a geometria de como são vistas no céu, e até mesmo a distância à que se encontram em relação ao observador produzem uma amostragem que contém o viés observacional de cada técnica.

As binárias visuais foram classificadas como pares de estrelas gravitacionalmente ligadas com brilhos e movimentos distinguíveis no céu. O acompanhamento da posição das estrelas ao longo do tempo permite descrever suas trajetórias com relação ao centro de massas. Informações importantes como período orbital e separação

¹É um prêmio no domínio das Ciências. A medalha é a mais antiga e de maior prestígio atribuída pela Royal Society, tendo sido concedida pela primeira vez em 1731.

angular das estrelas em relação ao centro comum de massas podem ser medidas a partir desses dados (ARGYLE; ARGYLE, 2012). Nas binárias astrométricas, o que se observa é a mudança de posição das estrelas no céu, influenciada gravitacionalmente pela sua estrela companheira (que pode ser invisível). Presumivelmente, uma das componentes do sistema deve ter massa suficiente para causar tais mudanças de posição. A existência de Sírius B foi inferida antes mesmo de ter seu brilho observado (BENEST; DUVENT, 1995), por conta das variações de posição de Sírius A. O sistema binário Sírius é composto por uma estrela da sequência principal (Sírius A) e uma anã branca (Sírius B).

Por outro lado, quando não se pode observar mudanças de posições da(s) estrela(s) no céu, outros métodos de observação permitem detectar a interação de duas estrelas, como por exemplo, via eclipses. Os sistemas binários eclipsantes são caracterizados por estarem gravitacionalmente ligados e por possuírem o plano da órbita com inclinação tal que na linha de visada ao observador, um objeto passa na frente do outro, produzindo eclipses. Ao longo da duração do eclipse de uma estrela pela sua companheira, ocorre a diminuição do fluxo total recebido pelo observador. Como resultado, os sistemas binários eclipsantes apresentam curvas de luz bem características, refletindo a configuração variável, mas bem repetitiva ao longo do tempo. O tempo entre os eclipses está relacionado com o período orbital do sistema, que por sua vez, depende da soma das massas e da distância entre os objetos via terceira lei de Kepler. A duração dos eclipses fornece informação sobre os raios das estrelas (relativos ao tamanho da órbita), e as profundidades, dão uma estimativa da razão das luminosidades. Como a inclinação orbital é relativamente bem restringida nos sistemas eclipsantes, esse parâmetro não é muito crítico. Assim, as curvas de luz possibilitam calcular o período orbital do sistema, dimensões relativas e temperaturas das estrelas com modelagem relativamente simples. Notar que existem limitações no procedimento de modelagem, uma vez que os sistemas binários eclipsantes não são astrometricamente resolvidos. Isso significa que não é possível medir diretamente os fluxos individuais das estrelas, mas sim uma composição dos fluxos, variável ao longo da curva de luz², o que implica em certa degenerescência entre os parâmetros de um modelo para descrever o sistema. Adicionalmente, as massas individuais das estrelas podem ser obtidas quando a distância ao sistema for conhecida. Informações complementares são requeridas quando existir excentricidade orbital e outras fontes de luz no sistema, como por exemplo, discos de acreção ou manchas estelares.

²Em raros casos de eclipses totais de uma componente por outra, pode-se estimar diretamente as contribuições individuais.

Uma opção para derivar informações sobre sistemas binários que não apresentem variações de posição no céu ou eclipses na curva de luz, é observá-los via espectroscopia. O movimento orbital pode ser medido pelo deslocamento das linhas espectrais produzido pelo efeito Doppler associado à componente das velocidades projetadas na linha de visada ao observador. Os sistemas binários detectados dessa forma são denominados de binárias espectroscópicas. Para sistemas em que apenas as linhas de uma das componentes sejam observáveis, temos uma binária espectroscópica de linha única (SB1). Caso as raias espectrais de ambas as estrelas sejam visíveis, temos uma binária espectroscópica de linhas duplas (SB2). Eventualmente, pode-se ter a combinação desse tipo de binária espectroscópica com a característica de ser eclipsante, como ocorre para o sistema Algol (ver Seção 1.1). Nessa situação, se a distância for conhecida, os sistemas do tipo SB2 podem ter as massas, raios e luminosidades das componentes determinadas individualmente.

A combinação de informações relacionadas à curva de luz e ao espectro pode produzir valores de massas e raios individuais das estrelas com precisão melhor que 0.2% (MAXTED et al., 2020). Não são muitos os métodos que permitem determinação dessas quantidades com alta precisão. Um exemplo é o sistema binário *PSR 1913+16* (HULSE; TAYLOR, 1975) composto por um pulsar rádio e uma estrela de nêutrons aparentemente sem emissão pulsada. Inicialmente não se sabia que o pulsar estava em um sistema binário, mas as variações no tempo de chegada dos pulsos permitiram não só determinar os elementos orbitais com grande precisão, como também verificar o decaimento do período orbital pela emissão de ondas gravitacionais. Uma precisão de $\sim 0,2\%$ na determinação da massa desses objetos foi alcançada a partir desses dados (TAYLOR; WEISBERG, 1989), tendo sido a descoberta de (HULSE; TAYLOR, 1975) agraciada com um prêmio Nobel em 1993 (SCHWARZSCHILD, 1993). Sendo assim, além da astrosismologia, que funciona bem para estrelas isoladas em certas regiões do diagrama H-R (MAURO, 2016), e algumas binárias de acreção em raios X, a combinação de observações fotométricas e espectroscópicas de binárias eclipsantes permite obter de forma precisa parâmetros fundamentais das componentes individuais. A diferença relevante é que isso é possível para um número significativo de objetos.

Resumidamente, podemos dizer que a importância do estudo dos sistemas binários se apoia em dois aspectos fundamentais em termos astrofísicos: (i) Permite a determinação de parâmetros estelares fundamentais com precisão boa, i. e., parâmetros estelares como massas, raios e temperaturas efetivas com incertezas menores que 3% (TORRES; RIBAS, 2002; TORRES et al., 2010; FEIDEN, 2015; GALLENNE et al., 2019;

MAXTED et al., 2020). (ii) Permite comparar modelos de estrutura e evolução estelar com as observações.

Modelos de evolução estelar são amplamente usados para estimar propriedades fundamentais de estrelas e populações estelares. No entanto, é observada uma discrepância entre os valores teóricos de massas e raios em comparação com aqueles obtidos observacionalmente para sistemas binários em que uma das componentes é uma estrela de baixa massa da sequência principal (i.e., $M < 0,8M_{\odot}$). Este é um problema aberto em astrofísica estelar, cuja solução é buscada há mais de cinco décadas (HOXIE, 1970; HOXIE, 1973). Não existe um modelo teórico coeso que consiga reproduzir completamente as medidas observadas (FEIDEN, 2015).

Em geral, os raios e as massas estimadas pelos modelos teóricos apresentam valores menores em até 10% que os valores medidos, especialmente quando essas grandezas são determinados com incertezas menores do que 5% (GARRIDO et al., 2019). As temperaturas teóricas diferem dos valores observados em menor escala, sendo o valor observado cerca de 3-5% menor do que o estimado pelos modelos (FEIDEN; CHABOYER, 2012). Nos últimos anos, dados fotométricos e espectroscópicos de melhor qualidade (em termo de relação sinal/ruído, amplitude, e cobertura temporal) permitem determinar esses parâmetros com melhor precisão (TORRES et al., 2010; FEIDEN; CHABOYER, 2012). Além disso, a disponibilidade de modelos mais elaborados com a inclusão de condições de contorno de superfície definidas por modelos de atmosferas não-cinza (BARAFFE et al., 1998), descrição de interiores estelares mais modernos com simulações magneto-hidrodinâmicas não-lineares tridimensionais (BROWNING, 2008) e outros efeitos deram destaque adicional ao problema de "inflação de raios".

Nesse contexto, os sistemas binários eclipsantes com estrelas separadas (EAs, ver Seção 1.1) são alvos ideais para se estudar a discrepância entre teoria e observações. Esses sistemas permitem aproximar cada componente do sistema ao caso de estrela isolada (ANDERSEN, 1991). As características importantes para se poder considerar as componentes de um sistema binário como se fossem estrelas isoladas são: não existir troca de matéria entre elas; não existirem deformações substanciais nas estrelas causadas pela interação gravitacional. Assim, a evolução de cada estrela não é fortemente afetada pela presença de sua companheira.

O foco deste trabalho é buscar e caracterizar sistemas binários eclipsantes de baixa massa ($0,8 \leq M_{\odot}$), com o fim de comparar os parâmetros observacionais com aqueles teoricamente calculados pelo modelo teórico de Baraffe et al. (1998). O critério para a identificação dos sistemas separados provém da forma da curva de luz. Os

eclipses são marcados por quedas de luz abruptas e o brilho é constante fora dos eclipses (ver Seção 1.1). Os eclipses tendem a ser estreitos em termos de duração, quando comparado com o ciclo orbital completo. Por essa razão, quando tais objetos são observados de maneira esparsa ao longo do tempo, a região dos eclipses pode conter poucas observações. Essa peculiaridade torna mais difícil a detecção de curvas de luz desse tipo em grandes levantamentos fotométricos que contenham dados não-igualmente espaçados e um número relativo pequeno de observações (tipicamente menor que 200 observações). Por outro lado, como a amostra de sistemas contendo objetos de baixa massa ainda é relativamente pequena, qualquer esforço para incrementar o seu número rende benefícios, em termos de melhoria da estatística como um todo. Dessa forma, uma abordagem simples, praticamente análoga a métodos de força bruta é utilizada aqui para melhorar a chance de detecção desses sistemas (ver Seção 4).

No presente Capítulo é apresentada uma descrição concisa das características de sistemas binários, principalmente as relacionadas à estrelas de baixa massa. A justificativa e a relevância do estudo realizado são apresentadas no Capítulo 2. Os dados utilizados são apresentados no Capítulo 3, e uma descrição detalhada da metodologia aparece no Capítulo 4, contendo a determinação de períodos orbitais, critérios de identificação de sistemas binários de baixa massa e ajuste de curvas de luz. No Capítulo 5 são descritos os resultados obtidos para os sistemas selecionados, e os parâmetros físicos obtidos para as componentes dos sistemas binários no contexto de inflação dos raios estelares. Por fim, o Capítulo 6 finaliza o documento com as conclusões e perspectivas de trabalhos futuros.

1.1 Variabilidade em dados fotométricos

O conceito de variabilidade estelar é fundamental no contexto da formação, estrutura e evolução estelar. Como esperado, no processo evolutivo das estrelas, observa-se que todas as estrelas são variáveis, em alguma escala de tempo. Os progressos no desenvolvimento da instrumentação, o uso de telescópios dedicados ao monitoramento da variabilidade estelar, a construção de telescópios com áreas coletoras maiores, e as observações realizadas por satélites fora da atmosfera terrestre permitem acessar uma gama de escalas de tempo de variabilidade das estrelas. No caso de estrelas isoladas, existem três escalas de tempo que estão intimamente ligadas aos processos físicos envolvidos (KARTTUNEN et al., 2016; PERCY, 2007; MACIEL, 2011):

- Dinâmica: é tempo para o colapso gravitacional da estrela considerando a

ausência da força de pressão que mantém o equilíbrio hidrostático. Chama-se também de escala de tempo de queda-livre. A ordem de grandeza dessa quantidade é dezenas de minutos para uma estrela do tipo solar;

- **Térmica:** É o tempo durante o qual a contração gravitacional poderia sustentar a luminosidade da estrela em seu estado atual. A variabilidade associada é da ordem de milhões de anos;
- **Nuclear:** É o tempo para exaurir uma quantidade substancial do material que produz as reações nucleares no interior estelar. É algo da ordem de 10 bilhões de anos para uma estrela como o Sol.

Evidentemente, existem outras escalas de tempo de variabilidade, especialmente quando consideramos configurações mais particulares. Exemplos dessas situações são as atmosferas estelares, onde movimentos convectivos podem ocorrer em escalas de horas a minutos. Os eventos de reconexão de campos magnéticos em regiões ativas ocorrem no Sol em escalas tão curtas quanto milésimos de segundo. A rotação estelar tem uma enorme faixa de possíveis escalas de variabilidade, cobrindo desde semanas em objetos da sequência principal (como no nosso Sol), até dezenas de segundos em anãs brancas e 10 mil vezes mais curtas no caso dos pulsares de mili-segundo.

Para os sistemas binários eclipsantes a escala de tempo relevante também é a escala de tempo dinâmica, apenas que modificada para o caso de queda livre de uma estrela sobre a outra, ou seja, da ordem do período orbital. Deve-se lembrar aqui que esta escala também pode ser muito curta, da ordem de mili-segundos nos casos de espiralação de buracos negros binários, buracos negros/estrelas de nêutrons ou estrelas de nêutrons/estrelas de nêutrons que foram observados nos últimos anos como fontes de ondas gravitacionais (ABBOTT; et al., 2016; ABBOTT; et al., 2017; ABBOTT; et al., 2020). No caso das binárias envolvendo estrelas não degenerada, a variabilidade também adquire uma conotação distinta, uma vez que envolve não somente os processos físicos referentes às estrelas individuais, como também a geometria das configurações vistas por um observador distante. Desse modo, a principal fonte de variabilidade de sistemas binários eclipsantes pode ser considerada extrínseca, como são os casos de ocultações, trânsitos, e eclipses³. Outros exemplos de variabilidade

³Em astronomia o termo ocultação geralmente está associado à ocultação da luz de uma estrela por um asteroide ou objeto transnetuniano. Tais objetos atravessam a linha visada do observador à estrela de fundo, bloqueando temporariamente a luz proveniente dela. O termo trânsito é usado para se referir à passagem de um planeta à frente do disco da estrela em torno da qual orbita, e um padrão característico e repetitivo de variabilidade do fluxo recebido pode ser detectado.

extrínseca são aqueles produzidos por discos de acreção em torno das componentes, anéis de material como os do cinturão de asteroides ou ainda manchas estelares.

Dado que a variabilidade de natureza geométrica nas estrelas binárias eclipsantes tem uma regularidade e constância que depende em primeira ordem⁴ apenas da constância do período orbital, pode-se utilizar um esquema de visualização e compressão da informação muito útil chamado de *diagrama de fases*. Uma analogia com este procedimento pode ser obtida com a utilização do osciloscópio no laboratório para a visualização de formas de onda periódicas. Considerando uma série de medidas y_i obtidas em instantes t_i , com $i = 1, \dots, N$, sendo N o número de medidas, definimos

$$\varphi_i = \frac{t_i - T_0}{P}, \quad (1.1)$$

com T_0 sendo um instante de referência (geralmente chamado de *época*), P o período orbital e φ_i sendo composto de duas parcelas: uma parte inteira e uma parte fracional. A parte fracional indica em que parte do ciclo representado pelo fenômeno periódico a medida y_i foi realizada, enquanto a parte inteira representa o número de ciclos inteiros ocorridos desde o instante de referência T_0 . Por conveniência, vamos utilizar φ como sendo *somente a parte fracionária* da Equação 1.1.

A análise da regularidade na distribuição dos pares $\{\varphi_i, y_i\}$ é um método bastante utilizado na procura por sistemas eclipsantes, pois mesmo com a adição de novas observações com instantes bem separados no tempo, todos os pontos assumirão valores no intervalo de fases $[0,1]$. Para um sistema binário de órbita circular, convencionase que o eclipse primário (o mais profundo) seja indicado por $\varphi = 0,0$. O eclipse secundário é representado por $\varphi = 0,5$, sendo identificado pela menor profundidade. Descrever as curvas de luz em termos de diagramas de fase é conveniente, visto que no caso de telescópios terrestres em latitudes moderadas, só se consegue observar ciclos orbitais completos com o mesmo telescópio se o período correspondente for $\lesssim 11$ horas. Assim, os diagramas de fase permitem a superposição de medidas tomadas em instantes bem diferentes ao longo da base observacional. Além disso, os diagramas de fase permitem melhorar a relação sinal/ruído da curva de luz, através da acumulação de observações em setores de fases iguais. Isso tem a vantagem de propiciar uma estimativa da incerteza dos fluxos (ou magnitudes) em cada intervalo. Diagramas de fase serão utilizados frequentemente neste trabalho.

⁴Ou seja, ignorando efeitos como precessão orbital em sistemas de excentricidade não nula.

A proximidade das estrelas, suas massas, campos magnéticos, estágio evolutivo, efeitos de reflexão, entre outras propriedades físicas produzem uma variedade de morfologias de curvas de luz de sistemas binários, que historicamente foram separadas em classes. Os três grupos mais facilmente distinguíveis, e para os quais há um apelo de terem correspondência com propriedades físicas e geométricas do sistema, são apresentados a seguir.

Figura 1.1 - Diagrama de fase típico de uma estrela do tipo Algol sem efeito de reflexão (painel esquerdo) e com efeito de reflexão (painel direito).

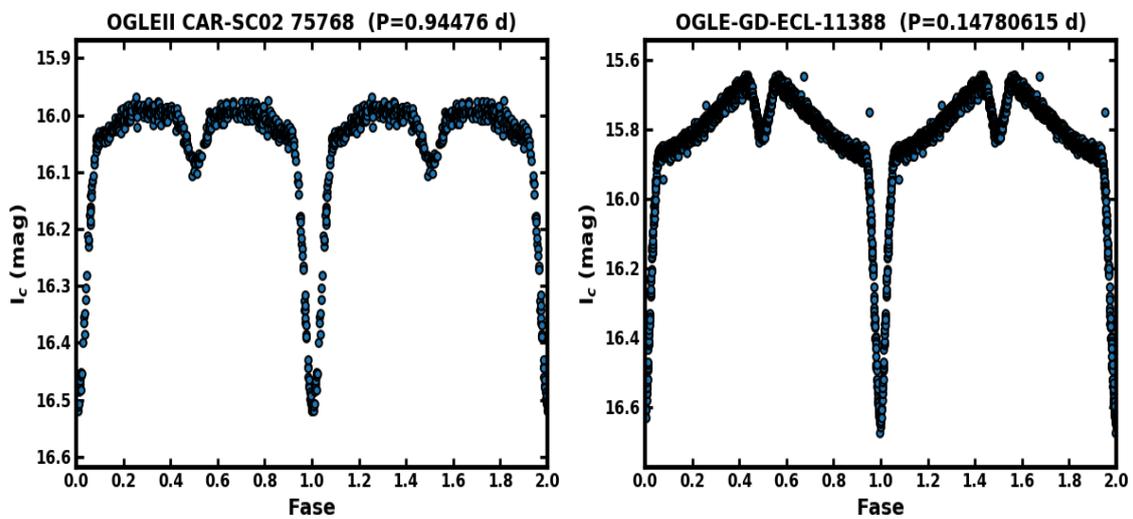


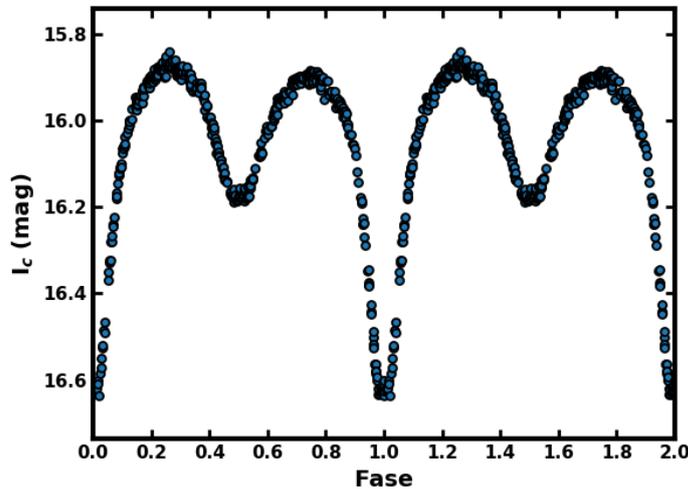
Diagrama de fases dos sistemas SB OGLEII CAR-SC02 75768 e OGLE-GD-ECL-11388 com períodos orbitais de 0.944760(2) e 0.14780615(1) dias, respectivamente.

Fonte: Produção do autor.

- **Sistemas tipo Algol (EA):** β Persei, estrela também conhecida como Algol é o sistema binário de referência da classe das EA. A curva de luz desse tipo de sistema tem eclipses marcantes com grande profundidade do eclipse primário, como mostra o diagrama de fases da Figura 1.1 (painel esquerdo). Sistemas binários dessa classe têm períodos que vão de dias a semanas. As curvas de luz desses objetos sugerem que as estrelas não devem interagir de forma a trocar matéria. Como geralmente a diferença de temperatura entre as estrelas é grande e o período orbital é relativamente curto, a estrela secundária pode ter sua atmosfera aquecida pela primária mais quente e essa radiação é reprocessada como efeito de reflexão (STER-

KEN; JASCHEK, 1996) como mostra a Figura 1.1 (painel direito).

Figura 1.2 - Diagrama de fase típico de uma estrela β Lyrae.



Exemplo de um diagrama de fases de uma estrela β Lyrae gerado a partir da curva de luz do SB OGLEII CAR-SC01 124846 com período de 0.488307(2) dias.

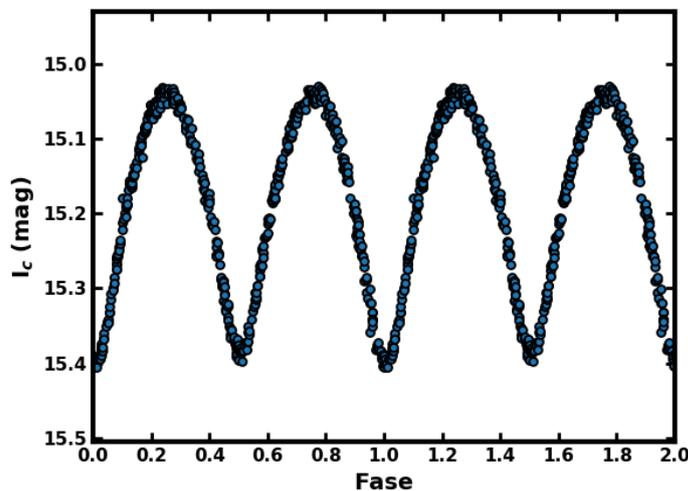
Fonte: Produção do autor.

- **Sistemas tipo β Lyrae (EB):** O sistema β Lyrae é o protótipo que dá nome à classe das EB. A curva de luz apresenta variação suave ao longo de todo o intervalo orbital e os eclipses são discerníveis ao longo de uma porção relativamente grande do ciclo orbital. Um exemplo de diagrama de fase para esse tipo binária eclipsante é mostrado na Figura 1.2. As estrelas nesses sistemas são relativamente grandes quando comparadas à separação orbital. Os períodos são da ordem de dias e as componentes envolvidas podem ser, compreensivelmente, até mesmo gigantes ou supergigantes. As estrelas interagem gravitacionalmente de forma a sofrerem deformações significativas. Dessa forma, as *variações elipsoidais*⁵ são significativas e se somam aos efeitos geométricos dos eclipses propriamente ditos. O modelo de Roche, descrito mais adiante na Seção 1.3, descreve adequadamente a geometria das estrelas nesse tipo de binária.

⁵Variações elipsoidais são distorções da geometria esférica de uma estrela devido à atração gravitacional de sua companheira. Essa distorção resulta em variações fotométricas com dois máximos por período, em fase 0,25 e 0,75, e correspondem aos máximos da área projetada na direção do observador.

- **Sistemas tipo W Ursa Majoris (EW):** Sistemas do tipo W UMa apresentam curvas de luz mais suaves que as do tipo β Lyrae, a ponto de ser difícil distinguir o início e final dos eclipses. Os mínimos apresentam-se com profundidades muito parecidas. Essas duas características indicam que nesses sistemas, as componentes sejam muito próximas entre si, a ponto de, em alguns casos, partilharem material na forma de uma envoltória comum. O período orbital costuma ser inferior a um dia para objetos na sequência principal. A Figura 1.3 mostra um exemplo de curva de luz para esses sistemas.

Figura 1.3 - Diagrama de fase típico de uma estrela W Ursa Majoris.



Exemplo de um diagrama de fase de uma estrela W UMa gerado a partir da curva de luz do SB OGLEII CAR-SC03 11336 com período de 0.459273(2) dias.

Fonte: Produção do autor.

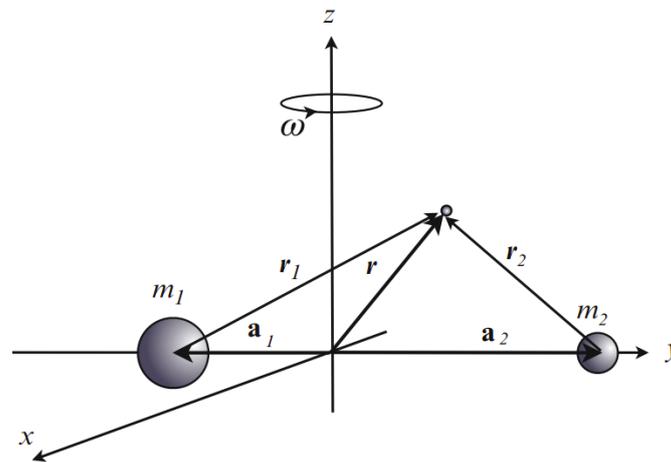
1.2 Modelo de Roche

O modelo de Roche é baseado na descrição matemática de [Kopal \(1959\)](#) que usa o princípio das superfícies equipotenciais para determinar comportamento da matéria em ambas as estrelas de um sistema binário no que diz respeito à configuração de equilíbrio. Os parâmetros do modelo são simples, mas propiciam uma base física para a classificação de sistemas binários. Neste modelo, as estrelas são consideradas como se fossem massas pontuais. Essa consideração permite uma representação analítica do potencial gravitacional. O modelo supõe também que as estrelas estão

em equilíbrio hidrostático e que os efeitos de rotação diferencial podem ser desconsiderados. O sistema de coordenadas utilizado gira junto com o sistema binário em torno de um eixo perpendicular ao plano orbital. No modelo de Roche, as superfícies equipotenciais estão associadas à regiões de densidade constante do gás que compõe as estrelas.

As superfícies equipotenciais permitem descrever as características geométricas das estrelas em um sistema binário, bem como diversos efeitos físicos associados, em uma variedade de situações. Uma simplificação das equações é obtida quando as componentes do sistema binário possuem órbitas circulares. Desta forma, o modelo de Roche é reduzido ao problema de três corpos, onde o terceiro corpo é uma massa teste infinitesimal (BENACQUISTA, 2012). O sistema de coordenadas é escolhido conforme a Figura 1.4, com a estrela mais massiva, de massa m_1 , à uma distância $-a_1$ do centro de massa do sistema, que coincide com a origem do sistema de coordenadas. A estrela menos massiva, de massa m_2 , está à uma distância $+a_2$ do centro de massa. A frequência orbital é $\omega = 2\pi/P = \sqrt{G(m_1 + m_2)/a^3}$, onde a é o semi-eixo maior do sistema dado por $a = a_1 + a_2$.

Figura 1.4 - Configuração do problema de três corpos para duas massas m_1 , m_2 e uma massa teste m .



O centro de massa do sistema coincide com a origem das coordenadas, que rodam sincronizadas às componentes. A frequência orbital ω está relacionada com o período orbital por $\omega = \frac{2\pi}{P}$. As grandezas em negrito representam vetores.

Fonte: Benacquista (2012).

Na mecânica clássica a formulação da Lagrangiana é composta pela energia cinética T e energia potencial do sistema V , tal que $L = T - V$. Nesse contexto a Lagrangiana do sistemas de três corpos é escrita como:

$$L = \frac{1}{2}m(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) + \frac{1}{2}m\omega^2(x^2 + y^2) + \frac{Gmm_1}{r_1} + \frac{Gmm_2}{r_2}, \quad (1.2)$$

com $r_1 = |\mathbf{r} - \mathbf{a}_1|$ e $r_2 = |\mathbf{r} - \mathbf{a}_2|$. O segundo termo da equação pode ser agrupado com os potenciais das componentes pontuais (dois últimos termos) formando um pseudo-potencial em um referencial não inercial co-rotante, com m sendo a massa da partícula teste que se move sob a influência desse pseudo-potencial:

$$\Phi' = \frac{1}{2}m\omega^2(x^2 + y^2) + \frac{Gmm_1}{r_1} + \frac{Gmm_2}{r_2}. \quad (1.3)$$

A expressão 1.3 tem o efeito de adicionar uma força “centrífuga” fictícia ao problema, já que o terceiro corpo é uma massa teste infinitesimal. Uma expressão mais simples para a Equação 1.3 pode ser reescrita considerando a origem do centro de massa em m_1 e situando m_2 em uma distancia $y = a$. Pela definição de centro de massa temos que $a_1m_1 = a_2m_2$. Reescalando para $a = 1$, então temos que $a_1 = m_2/(m_1 + m_2)$, $r_1 = \sqrt{x^2 + y^2}$ e $r_2 = \sqrt{x^2 + (y - 1)^2}$. Assim o pseudo-potencial é reescrito como:

$$\Phi = -\frac{Gm_1}{r_1} - \frac{Gm_2}{r_2} - \frac{\omega^2}{2} \left[x^2 + \left(y - \frac{m_2}{m_1 + m_2} \right)^2 \right]. \quad (1.4)$$

Por fim, para obter um potencial adimensional, definimos um potencial generalizado $\Phi_n = -2\Phi/G(m_1 + m_2)$ cuja razão de massas é data por $q = m_2/m_1$ ($0 \leq q \leq 1$). Tem-se então:

$$\Phi_n = \frac{2}{(1+q)r_1} + \frac{2q}{(1+q)r_2} + x^2 + \left(y - \frac{q}{(1+q)} \right)^2. \quad (1.5)$$

A Equação 1.5 é degenerada uma vez que não possui soluções unívocas, i.e. diversas combinação de valores de r_1 e r_2 podem apresentar mesmo valor Φ em um sistema binário. O resultado é que as superfícies equipotenciais podem ser mapeadas escolhendo valores $\Phi_n = \text{constante}$. A Figura 1.5 mostra várias superfícies equipotenciais no plano da órbita da binária (plano xy). De modo geral, o formato das superfícies é dependente da razão de massa q , da velocidade angular orbital e da distância a

entre as estrelas.

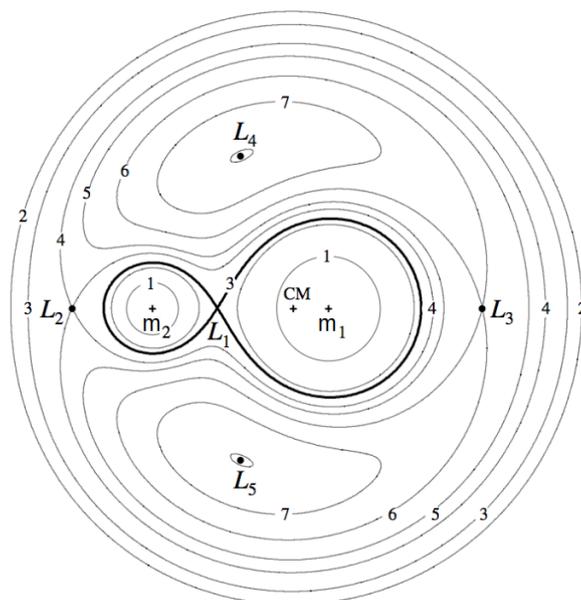
Os pontos de Lagrange representam posições estacionárias de um objeto em relação às duas estrelas na ausência de qualquer perturbação. As forças gravitacionais geradas pelas duas estrelas se cancelam com a aceleração centrípeta fazendo com que objetos nesta posição fiquem "imóveis" em relação ao sistema. O ponto L_1 situa-se entre as duas estrelas e a superfície equipotencial que contém esse ponto delinea os *lóbulos de Roche* para ambas as componentes. Quando os objetos estão suficientemente próximos, L_1 é uma via de possível troca de matéria entre as componentes, uma vez que trata-se de um ponto de sela para o potencial, e uma partícula sujeita a movimentos aleatórios (por exemplo, por agitação térmica) pode se precipitar no poço de potencial. Um mecanismo similar de troca de matéria que não envolve apenas a região do L_1 é quando o material de uma estrela alcança velocidade de escape via ventos estelares. Os ventos estelares podem ser caracterizados como um processo de perda de massa que é impulsionado pela pressão de radiação dos fótons da estrela, sendo mais intenso em estrelas de massa intermediária-alta e em estágios avançados da evolução estelar.

Caso a separação entre as estrelas seja muito grande – de forma que a interação das estrelas não altere o curso evolutivo natural das componentes – as equipotenciais próximas à superfície das estrelas serão quase esféricas, e com pequenas restrições, a estrutura e evolução estelar podem ser tratadas como se fossem de estrelas isoladas. Se o raio de uma estrela aumenta significativamente (com relação à separação a) a ponto de começar a tocar L_1 , a forma da estrela se desvia significativamente da forma esférica, pois seu volume passa a ser definido pela equipotencial correspondente, que também não é esférica. Quando a estrela preenche seu lóbulo de Roche a transferência de massa acontece via L_1 , simplesmente pela agitação térmica do gás naquela região.

Em evolução estelar é útil considerar quantidades localmente definidas pela densidade. Assim, pode ser mais interessante calcular o volume da estrela dentro do lóbulo Roche invés de seu raio. O raio efetivo (r_L) é o raio de uma esfera que tem o mesmo volume do lóbulo de Roche. A fórmula de [Eggleton \(1983\)](#) é amplamente usada para r_L e é escrita como:

$$r_L = \frac{0,49q^{2/3}}{0,69q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}, \quad (1.6)$$

Figura 1.5 - Seções de equipotenciais de Roche.



Seções de equipotenciais de Roche no plano da órbita para um sistema binário com $q = m_2/m_1 = 0.25$. CM é o centro de massa e $L_1 - L_5$ são os pontos de Lagrange. Os números de 1-7 estão em ordem crescente de Φ_n .

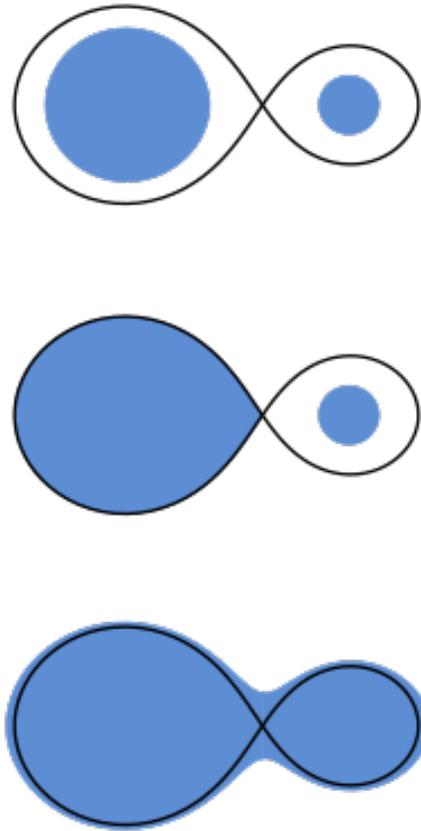
Fonte: Adaptado de Frank et al. (2002).

onde o valor de r_L refere-se à estrela cuja a massa está no numerador de q . r_{L2} é calculado para $q = m_2/m_1$ e r_{L1} para $q = m_1/m_2$. Esses raios são baseados no potencial normalizado, de forma que o lóbulo de Roche efetivamente é $R_L = a \times r_L$. A Seção 1.3 apresenta como as superfícies equipotenciais permitem um esquema de classificação de binárias.

1.3 Tipos e classificações

As classificações anteriores discutidas nas Seções 1.1 e 1.2 levam em conta o método de detecção e a morfologia da curva de luz. Por outro lado, uma outra classificação baseada em como as estrelas do sistema preenchem as superfícies equipotenciais de Roche também pode ser utilizada (KOPAL, 1955). A Figura 1.6 mostra três painéis que representam as principais configurações de sistemas binários com relação às superfícies equipotenciais, e que são definidas como:

Figura 1.6 - Classificação do sistemas binários quanto ao lóbulo de Roche.



Classificação do sistemas binários quanto ao preenchimento do lóbulo de Roche para uma binária com razão de massa $q=1/3$. As regiões preenchidas em azul representam as estrelas e a linha preta representa o equipotencial crítico de Roche, composto por dois lóbulos que se encontram no ponto Lagrangiano L_1 . A primeira configuração do sistema binário (em cima) é do tipo *separado*, seguida pelo tipo *semi-separado* e *de contato*.

Fonte: Hall (2016).

- *Separados* (painel superior): As componentes não preenchem os lóbulos de Roche. Os raios das estrelas são muito menores do que a separação orbital e não há a troca de matéria.
- *Semi-separados* (painel central): Uma das componentes preenche o lóbulo de Roche, deformando a estrela. O gás da atmosfera da estrela sujeito a movimentos pode escapar através do ponto L_1 e ser gravitacionalmente capturado pela companheira que não preenche o lóbulo de Roche.

- *De contato* (painel inferior): Ambas as componentes preenchem seus lóbulos de Roche havendo trocar de matéria via do ponto L_1 . As componentes podem partilhar um envelope comum.

Trabalhos mais recentes incluem mais duas classificações de sistemas binários para especificar a classificação de *contato*. O primeiro deles é o termo *sobre-contato* que não foi originalmente proposto por Kopal (1955), mas é um termo muito comum na literatura para indicar estrelas com envelope comum (RUCINSKI, 1997; WILSON, 2020). Um sistema binário de sobre-contato tem estrelas que extravasam seus lóbulos de Roche estabelecendo assim um envelope comum onde ambas as componentes ficam envolvidas pela mesma atmosfera. A matéria pode ultrapassar não apenas o ponto L_1 como também o L_2 . A matéria que atravessa por esse último ponto tem energia cinética muito baixa para deixar o sistema e permanece girando junto com a binária, eventualmente adquirindo energia suficiente para escapar para o meio interestelar (MACIEL, 2011). Essa configuração é importante para binárias de alta massa em sistemas de curto período, uma vez que apresentam tendência de trocar material antes mesmo das estrelas entrarem na sequência principal (SANA et al., 2012).

Proposto por Wilson (1979), o termo *duplo contato* também pode ser encontrado na literatura (WILSON; TWIGG, 1980; PANCHAL; JOSHI, 2019). Nesse caso, ambas as estrelas preencheriam seus lobos de Roche e se tocariam no ponto L_1 . Existem discussões na literatura, no entanto, sobre a viabilidade da existência dessa configuração permanentemente (WILSON, 2020).

O conceito de estrela-lóbulo é adotado neste texto e qualquer excesso além do preenchimento do lóbulo está englobado no termo *contacto*, muito embora, como já abordado acima, outras nomenclaturas sejam encontradas na literatura.

Note que a classificação pelas características do preenchimento dos lóbulos de Roche tem como base uma interpretação física, ou seja, se as estrelas estão ou não em contato com seus lóbulos, e se há transferência de matéria. A classificação por morfologia da curva de luz é fenomenológica. Tem importância histórica sendo uma primeira tentativa de taxonomia dos sistemas, com base na forma das curvas de luz. Em Kopal (1955) as estrelas do tipo EA são associadas à classificação de semi-separadas e as EW são associadas a sistemas binários de contato. Porém, nenhuma dessas duas classificações cobrem propriedades físicas propriamente ditas.

No contexto da classificação das binárias, temos ainda que as estrelas do tipo EB

podem migrar gradualmente para tipo EA, com aumento do período e separação orbital das componentes. O sistema binário β Lyrae é um exemplo, onde a interpretação mais aceita para o aumento de período orbital é a decrescente transferência de massa que acontece da gigante brilhante tipo B6-8 para a estrela anã jovem do tipo B (HARMANEC, 2002; BROŽ et al., 2021).

Assim, a classificação se torna essencialmente uma questão de precisão observacional, na medida em que a variação elipsoidal das componentes possa ser determinada pela fotometria. Isso torna a classificação por morfologia da curva de luz não apenas inexata, mas também ambígua (KOPAL, 1955). O tipo EB é assim um resquício de uma época em que muito pouco se sabia sobre a estrutura dos sistemas binários, quando só se era possível descrever sistemas binários baseados em profundidades de eclipses. Para Wilson (2020) EB é uma nomenclatura obsoleta.

Os tipos (clássicos) EA e EW são razoavelmente homogêneos e seguem sendo termos bem úteis na busca de sistemas binários em configurações específicas (WILSON, 2020). Sistemas binários do tipo EA são referência para encontrar sistemas do tipo separado, mas via de regra incluem também tipo semi-separado (KOCHOSKA; et al., 2017; PAPAGEORGIOU et al., 2018; CARMO et al., 2020). A distinção entre sistemas semi-separados e separados dentro das EAs pode ainda ser feita usando morfologia da curva de luz, pois as semi-separadas devem apresentar algum grau de variação elipsoidal como na Figura 1.1, painel à esquerda.

1.4 Aspectos morfológicos das curvas de luz

O cálculo do fluxo emitido por uma binária eclipsante é baseado em algumas premissas à respeito da fotosfera das estrelas e efeitos físicos como escurecimento de bordo, escurecimento gravitacional, efeito de reflexão, e modelo de atmosfera. Outros efeitos físicos incluem a presença de manchas escuras ou brilhantes na superfície das estrelas (KALLRATH; MILONE, 2009).

O escurecimento de bordo refere-se à não uniformidade na iluminação do disco projetado de uma estrela. A radiância diminui à medida que observamos da região central às bordas. Isso ocorre porque, para uma mesma profundidade óptica, no centro do disco vemos camadas mais profundas e quentes da atmosfera, enquanto nas bordas vemos camadas superficiais mais frias e aparentemente menos brilhantes.

O escurecimento de bordo nas curvas de luz tem como efeito ingressos/egressos dos eclipses mais suaves do que seria o caso de discos uniformemente iluminados. O efeito

também produz pequenas mudanças no fundo dos eclipses, quando comparado à configuração de discos uniformemente iluminados (MANDEL; AGOL, 2002). Há uma clara dependência com o comprimento de onda, no sentido de o efeito ser mais pronunciado para os λ s mais curtos (CLARET, 1998) .

Uma parametrização simples para o escurecimento de bordo pode ser escrita como:

$$I(\gamma) = I_0 [1 - x_\lambda(1 - \cos \gamma)], \quad (1.7)$$

onde I_0 é a intensidade no centro do disco estelar ($\gamma = 0$). $\gamma = \pi/2$ significa que estamos olhando a borda do disco da estrela. x_λ é o coeficiente de escurecimento de bordo para um comprimento de onda específico. Formas mais elaboradas, como leis logarítmicas e quadráticas, podem ser vistas em Klinglesmith e Sobieski (1970), Diaz-Cordoves e Giménez (1992) e Claret et al. (2020).

O escurecimento gravitacional ocorre devido à relação entre temperatura e a gravidade numa atmosfera estelar. A rotação de uma estrela pode provocar um achatamento nos polos e uma alongação no equador, de forma que a estrela terá um brilho maior nos polos em função da temperatura mais elevada, enquanto que o equador será mais escuro por apresentar uma menor temperatura. Esse fenômeno foi descrito primeiramente por von Zeipel (1924).

A formulação geral é $T_{eff} \propto g^\beta$, onde T_{eff} é a temperatura efetiva da estrela, g é a gravidade local e β é o coeficiente de escurecimento por gravidade. Tal relação não tem dependência com o comprimento de onda ou composição química da estrela. Para estrelas de baixa massa com envelope convectivo $\beta = 0,32$, e $\beta = 1$ para estrelas com envelope radiativo (LUCY, 1967). Quando um sistema binário apresenta variações elipsoidais, aquelas devido à diferença de área quando uma estrela deformada é vista de lado ou de frente, o escurecimento de gravidade soma-se ao efeito geométrico e torna a amplitude das variações maior. O teorema de von Zeipel (1924) para escurecimento gravitacional recebeu formas mais modernas, incluindo ser expresso como função da profundidade óptica (CLARET, 2016), podendo ser aplicado à uma variedade de objetos, incluindo estrelas de nêutrons (CLARET, 2015).

Um outro efeito que pode ser observado em curvas de luz de sistemas binários é o efeito de reflexão. Basicamente, trata-se de reprocessamento da radiação proveniente de uma estrela quente na superfície da estrela companheira. Tanto o aumento da temperatura no meio, quanto a reflexão propriamente dita, contribuem para o efeito.

O que se observa na curva de luz é uma curvatura côncava-ascendente entre os eclipses primários, com máximo em torno de fase 0,5. Um exemplo é o sistema binário OGLE-GD-ECL-11388 apresentado na Figura 1.1, painel direito.

A expressão *efeito de reflexão* pode ser um tanto inadequada, visto que a causa desse efeito é física, via reprocessamento da radiação incidente sobre uma estrela. Essa descrição representa bem a situação que ocorre em binárias muito quentes, onde uma fração da radiação interagente é dispersa por elétrons livres. Entretanto, o termo “efeito de reflexão” é comumente usado na literatura.

No contexto do efeito de reflexão, o albedo (A) pode ser entendido como um coeficiente de reflexão, ou seja, a razão entre a radiação refletida pela superfície aquecida da estrela, com relação à radiação incidente sobre ela. Naturalmente, adimensional, e tem a propriedade de ter dependência com o comprimento de onda. Quando $A = 0$, não há reflexão, quando $A = 1$ temos a reflexão total.

Eddington (1926) e Milne (1926) sugerem valores de albedos bolométricos, $A = 1$, para estrelas com atmosferas radiativas, e $A = 0,5$ para estrelas com envelope convectivo. Na teoria, o efeito de reflexão é calculado levando em conta fatores geométricos, e na forma mais elementar, considera que toda a energia recebida é reemitida como radiação de corpo negro. Trabalhos mais recentes como o de Chew et al. (2014), Graczyk et al. (2018) usam $A = 0,5$ como uma primeira aproximação para o albedo de estrelas tardias em binárias eclipsantes.

1.4.1 Determinação de parâmetros

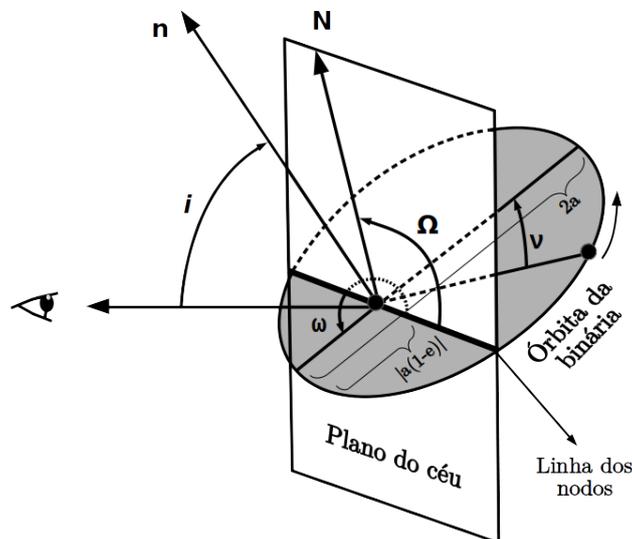
Os sistemas binários representam uma ferramenta importante para a obtenção de parâmetros estelares. Entretanto, a interpretação dos dados observacionais pode ser complexa devido à grande quantidade de parâmetros envolvidos. Esta seção apresenta as principais grandezas orbitais e geométricas que descrevem um sistema binário e suas dependências com o método de observação.

As órbitas das componentes de um sistema binário podem ser descritas de duas maneiras. Na descrição de órbitas absolutas, a origem do sistemas de coordenadas se localiza no baricentro, sendo os semi-eixos maiores representados por a_1 e a_2 como mostrado na Figura 1.4. Na descrição com órbitas relativas o movimento é descrito em relação ao centro de massa de umas das estrelas e o semi-eixo maior descreve o movimento da outra componente. Ou seja, essa descrição leva em conta a perspectiva de uma componente em relação a outra, e isto é matematicamente

mais simples. Além disso, a descrição de sistemas binários usando órbitas relativas é comumente encontrada na literatura (BATE et al., 1971; KARTTUNEN et al., 2017; KALLRATH; MILONE, 2009), sendo que as órbitas relativas e absolutas se conectam pela expressão $a = a_1 + a_2$, e pela equação de momento onde $a_1 m_1 = a_2 m_2$.

Uma representação da órbita relativa de um sistema binário é mostrada na Figura 1.7, onde as dimensões, forma da órbita e orientação do plano orbital com relação a um observador são esquematizadas. O semi-eixo maior a e a excentricidade e , definem a dimensão e o formato da órbita. A inclinação orbital, i , é o ângulo entre o vetor normal ao plano orbital n , e a linha de visada ao observador. N mostra a direção Norte no plano do céu. O parâmetro Ω mede a orientação da linha dos nodos em relação a N , sendo que a linha dos nodos é a intercessão entre o plano do céu e o plano orbital. O argumento do periastro, ω , representa a distância angular da linha dos nodos ao periastro do sistema sendo medida sobre o plano orbital. O parâmetro ν é a anomalia verdadeira sendo medido do periastro à posição da estrela na órbita.

Figura 1.7 - Elementos orbitais e geométricos de um sistema binário.



Representação dos parâmetros básicos para descrever a órbita de um sistema binário em relação ao plano tangente à esfera celeste. Estão representados o semi-eixo maior a , excentricidade e , inclinação orbital i , longitude do nodo ascendente Ω , argumento de periastro ω e anomalia verdadeira ν . Elementos auxiliares são a normal em relação ao plano orbital n e o vetor N que aponta para o Norte no plano do céu.

Fonte: Produção do autor.

Além dos parâmetros orbitais e geométricos do sistema binário, são fundamentais ainda o período orbital P , e uma época de referência no tempo T_0 . Grandezas como as luminosidades $L_{1,2}$, distribuições espectrais de energia, raios relativos $r_{1,2}/a$, escurecimentos de bordo $x_{1,2}$, escurecimentos gravitacionais $\beta_{1,2}$ e paralaxe Π são importantes para a descrição completa de um sistema. A Tabela 1.1 reúne os parâmetros mais relevantes para diferentes modos de observação. As massas e raios das estrelas são representados por $m_{1,2}$ e $r_{1,2}$. As duas primeiras colunas da Tabela 1.1 representam as binárias astrométricas com o símbolo BA. Incluídas entre as BA estão as binárias visuais (BV) e binárias interferométricas (BI). As binárias espectroscópicas (BE) são divididas em aquelas que apresentam linha única (SB1) e duas linhas (SB2). Os sistemas binários eclipsantes são representados por BEc.

Tabela 1.1 - Parâmetros obtidos de sistemas binários discriminado pelo modo de observação. Os símbolos “S” e “N” indicam, respectivamente, parâmetros que podem ou não ser obtidos com a referida técnica. “s” (minúsculo) significa “sim, em casos particulares” como, por exemplo, com observações de alta precisão (Para BI isso significa dados de alta resolução angular e para as BEc significa curvas de luz com alta precisão fotométrica, por exemplo). As aspas “” indicam que para obter determinado parâmetro a paralaxe deve ser conhecida.

Parâmetros	BA		BE		BEc
	BV	BI	SB1	SB2	
a	a''	a''	$a \sin i$	$a \sin i$	N
e	S	S	S	S	S
P, T_0	S	S	S	S	S
i	S	S	N	N	S
ω	S	S	S	S	S
Ω	$\pm 180^\circ$	$\pm 180^\circ$	N	N	N
m_1, m_2	c/ órbita absoluta e Π		$f(m)$	$m_i \sin^3 i$	N
r_1, r_2	N	$r''_{1,2}$	S	S	$r_{1,2}/a$
L_1/L_2	S	S	N	N	S
$x_{1,2}$	N	s	N	N	s
$\beta_{1,2}$	N	s	N	N	s

Fonte: Adaptado de Maceroni (2005).

Notar que na Tabela 1.1 a massa é o parâmetro que mais apresenta dependências, como de i , Π , $f(m)$ ⁶. Conceitualmente, a maneira mais simples de se obter as massas das componentes de um sistema binário é via astrometria quando as órbitas absolutas e a paralaxe é conhecida. Esse é o único caso em que a massa pode ser

⁶Função que restringe a massa da componente não visível em um SB1.

determinada por uma única técnica observacional. Medidas de escurecimento gravitacional ($\beta_{1,2}$) e de bordo ($x_{1,2}$) em BI só foram possíveis devido ao melhoramento de técnicas e instrumentação (BELLE, 2012). Aqui cabe uma consideração a respeito da determinação desses parâmetros em estrelas isoladas. Com a interferometria, o diâmetro angular de uma estrela é determinado por meio do ajuste de um modelo de disco (ou elipse) que contenha os efeitos de escurecimento aos dados observados (DAVIS et al., 2000). No entanto, a diferença observada entre um disco uniformemente iluminado para um disco sob o efeito de escurecimentos (tanto de bordo quanto gravitacional) equivale à algumas partes em mil, e essa diferença necessita de observações com alta relação sinal/ruído para poder ser observada. (BROWN et al., 1974). Por conta disso, a obtenção de $x_{1,2}$ e $\beta_{1,2}$ só acontece em casos particulares em que a precisão fotométrica permita, ou seja, objetos brilhantes. Considerações semelhantes se aplicam ao caso da determinação dos coeficientes de escurecimento para estrelas isoladas pelos métodos das ocultações lunares (por exemplo, ZAMPIERI et al., 2019 e referências ali contidas) e de microlentes gravitacionais (ver (KONDO; et al., 2021) para um trabalho recente). Naturalmente, para o caso de binárias, o modelo torna-se bem mais complexo, pois necessita de parâmetros adicionais como separação angular e orientação das componentes, juntamente com os demais parâmetros pertinentes à cada componente isolada.

Uma outra maneira de estimar massas de estrelas em sistemas binários é com medidas de velocidades radiais em SB2. Entretanto, as massas estimadas apenas por esse método são limites inferiores, pois existe uma dependência com $\text{sen}(i)$. Para SB2 com órbitas circulares e com baixas excentricidades, a massa total do sistema é escrita segundo (CARROLL; OSTLIE, 2014):

$$m_1 + m_2 = \frac{P}{2\pi G} \frac{(K_1 + K_2)^3}{\text{sen}(i)^3}, \quad (1.8)$$

onde G é a constante gravitacional e $K_{1,2}$ são as semi-amplitudes das velocidades radiais das estrelas. Para SB1 a Equação 1.8 é reescrita como função de massa:

$$f(m_1, m_2, i) = \frac{m_2 q^2}{(1 + q)^2} \text{sen}(i)^3 = \frac{P}{2\pi G} K_1^3, \quad (1.9)$$

onde $q = \frac{m_2}{m_1}$ é a razão de massas.

De acordo com a Tabela 1.1 as informações que podem ser diretamente obtidas das BEc são parâmetros como razões de luminosidades e razão de raios. Outros parâmetros como semi-eixo maior, longitude de nodo ascendente e massa não podem

ser obtidos apenas por esse método. Para que as componentes do sistema binário possam ser melhor caracterizadas é necessário ter-se informações vindas de outros métodos, como a paralaxe (vinda da astrometria) ou restrições sobre as massas (de dados espectrofotométricos). A obtenção de uma solução a partir da curva de luz requer medidas ao menos em duas bandas fotométricas, sendo que as estimativas obtidas usando uma única banda implicam que alguns parâmetros devem ser estimados a partir de informações adicionais ou fixados empiricamente (LODIEU et al., 2020).

Ainda sob a perspectiva da estimativa de massa, até o ano 2000 apenas 10% das BV tinham precisões melhores ou iguais a 3% (POURBAIX, 2000) no valor das grandezas fundamentais. Trabalhos mais recentes em BI combinados com dados espectroscópicos atingem precisões na faixa de 0,04-3,3%, como mostrado em Gallenne et al. (2019). Por um outro lado, o uso em conjunto de curvas de luz e espectros de alta resolução fornece massas e raios com precisões melhores que 0,2% (MAXTED et al., 2020). Dessa forma, a combinação de diferentes modos de observação é a chave para uma caracterização robusta das estrelas em um sistema binário.

1.5 As estrelas de baixa massa

Estrelas de baixa massa são comumente definidas na literatura como estrelas com massas entre $0,08-0,8M_{\odot}$ (FEIDEN, 2015). O valor inferior corresponde à massa mínima para que uma estrela possa queimar hidrogênio em seu núcleo (KUMAR, 1963). Embora esse valor possa ser ligeiramente variável devido a outros fatores como composição química (RAPPAPORT; JOSS, 1984), é seguro dizer que uma estrela é de baixa massa quando estiver acima do limite da queima de hidrogênio e tiver massa inferior à do Sol. O limite superior é definido como 80% da massa do Sol, o que representa uma ordem de grandeza com relação à massa mínima (FEIDEN; CHABOYER, 2012; FEIDEN, 2015). A justificativa para esse valor é que os modelos são pouco sensíveis à variação de parâmetros de entrada como metalicidade, comprimento de mistura e idade para estrelas com massas menores que $0,8M_{\odot}$. Isso quer dizer que mesmo variando tais parâmetros, os modelos fornecem praticamente as mesmas grandezas, como massas, raios, temperaturas e luminosidades. Além disso, Feiden (2015) destaca que esses limites de massa provêm da compilação de resultados teóricos e experimentais acumulados nas últimas décadas.

Sendo assim, as estrelas de baixa massa são do tipo anãs e pertencem à sequência principal, ou seja, essas estrelas estão transformando hidrogênio em hélio via reações nucleares. Para as estrelas de baixa massa, a dependência entre raio e a massa podem

ser aproximados por uma relação linear em unidade solares, i.e.,

$$\frac{R}{R_{\odot}} \propto \frac{M}{M_{\odot}}. \quad (1.10)$$

A luminosidade das estrelas da sequência principal é comumente relacionada com sua massa na forma (MACIEL, 1999):

$$\frac{L}{L_{\odot}} \propto \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^3, \quad (1.11)$$

onde L_{\odot} é a luminosidade solar. Dessa forma, para as estrelas de baixa massa, a luminosidade varia entre $5 \times 10^{-3} - 5 \times 10^{-1} L_{\odot}$, considerando as massas $0,08 M_{\odot}$ e $0,8 M_{\odot}$, respectivamente. A expressão de Stefan-Boltzmann relaciona luminosidade e temperatura na forma $L = 4\pi\sigma R^2 T_{eff}^4$, com σ sendo a constante de Stefan, R o raio da estrela e T_{eff} sua temperatura efetiva. Isso implica numa relação entre temperatura efetiva e massa:

$$\frac{T_{eff}}{T_{eff\odot}} \propto \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/4}, \quad (1.12)$$

sendo $T_{eff\odot}$ a temperatura efetiva do Sol. Isso significa que as estrelas de baixa massa devem ter temperaturas que variam de ~ 3070 K a ~ 5460 K. Se compararmos esse valores da sequência principal em Pecaut e Mamajek (2013) tais temperaturas correspondem a tipos espectrais na faixa G8–M5.

Em linhas gerais, podemos dizer que as estrelas de baixa massa têm massas, raios, luminosidades e temperaturas menores que as correspondentes no Sol. Esses objetos são em sua maioria fracos e avermelhados. A busca fotométrica usando apenas índices de cor⁷ acaba por incluir outros objetos, como estrelas gigantes vermelhas distantes. Igualmente, estrelas quentes sujeitas a grande avermelhamento interestelar também podem ser confundidas com objetos intrinsecamente vermelhos. Uma maneira de evitar esses problemas é usar a informação de distância, quando disponível,

⁷diferença de magnitude de uma estrelas entre duas bandas fotométricas.

e calcular a luminosidade intrínseca da estrela. As informações de distância podem ser acessadas em catálogos como o *Gaia* (GAIA COLLABORATION et al., 2018b), que contém informações de distâncias de 1,3 bilhões de fontes e está em permanente atualização (GAIA COLLABORATION et al., 2020).

Informações de velocidade radial são de grande valia para caracterizar um sistema binário, como foi apresentado na Seção 1.4.1. O espectro de estrelas de baixa massa contém características particulares, como as bandas de óxido de titânio (TiO) que começam a aparecer em objetos com $T_{eff} \lesssim 4000$ K (tipo K tardio) e se tornam mais fortes com a diminuição da temperatura efetiva, saturando em ~ 3000 K (tipo M médio). Na medida em que o TiO vai saturando com a diminuição da temperatura, bandas de óxido de vanádio (VO) começam a se destacar (KIRKPATRICK et al., 1991). Bandas de água (H_2O) também são visíveis em observações no infravermelho próximo, apesar de serem um desafio observacional para observatórios terrestres. Estrelas frias com diferentes luminosidades (gigantes/anãs) podem mostrar características espectrais similares no infravermelho próximo. Linhas como Na I ($\lambda=5890, 5896 \text{ \AA}$ e $8183, 8195 \text{ \AA}$) e K I ($\lambda= 7665, 7699 \text{ \AA}$) são mais sensíveis à gravidade estelar e devem aparecer mais proeminentes no espectro de anãs do que em gigantes (FEIDEN, 2013).

A baixa massa das estrelas na faixa que estamos considerando faz com que a taxa de queima de hidrogênio seja mais lenta em comparação com a de objetos da sequência principal de maior massa. Assim, as estrelas de baixa massa têm tempos de vida longos na sequência principal, indo de 12×10^9 anos para massa de $0,8 M_{\odot}$ até 3×10^{12} anos para massa de $0,1 M_{\odot}$. A maioria das estrelas que deixam a sequência principal ascende para o ramo das gigantes na fase final de vida. Porém, a depender do modelo considerado, isso não deve acontecer para a faixa de massas entre $0,1 - 0,2 M_{\odot}$, para a qual as estrelas devem ir perdendo seu brilho lentamente ao longo do tempo. Isso nos permite explorar as condições que levam essas estrelas a se tornarem gigantes ou não (LAUGHLIN et al., 1997; ADAMS et al., 2004; FEIDEN, 2013).

Além do tempo de vida mais longo, a função inicial de massa faz com que as estrelas de baixa massa sejam muito mais numerosas do que as estrelas do tipo solar. De acordo com o RECONS (*Research Consortium On Nearby Stars*)⁸, com a atualização de 2018.3, das 378 estrelas até 10 parsec do Sol, 86% (283+44) são do tipo M ou K e apenas 5% (19) são do tipo G. Além do fato de serem numerosas, nos últimos anos duas motivações adicionais incrementaram o interesse pelo estudo de estrelas

⁸<http://www.recons.org/census.posted.htm>

de baixa massa. Um deles considera a possibilidade de estrelas de baixa massa serem orbitadas por planetas semelhantes à Terra, com formação rochosa, que estejam na zona habitável (SCALO; et al., 2007). Esses sistemas teriam períodos orbitais curtos, da ordem de horas ou dias, o que facilita a observação de trânsitos recorrentes, e conseqüentemente, aumenta as chances de serem detectados pelos instrumentos modernos (KASTING et al., 1993). Soma-se a isto o fato de que a diferença de fluxo nos trânsitos de um planeta do tamanho da Terra orbitando uma estrela tipo M é menor do que o equivalente para estrelas de maior massa. Grandes levantamentos proporcionam a observação de estrelas tipo M, como por exemplo, o TESS (RICKER; et al., 2015) que tem cadência de 2 ou 30 minutos. O planeta TOI-700d é o primeiro planeta do tamanho da Terra em zona habitável orbitando uma estrelas tipo M descoberto pelo TESS (GILBERT; et al., 2020). A sensibilidade para buscas utilizando velocidades radiais também é melhorada para esses objetos, uma vez que a razão de massas mais favorável torna o movimento reflexo da estrela em torno da qual o exoplaneta orbita mais pronunciada do que para o caso de estrelas-mãe de maior massa.

O segundo motivo para o interesse em estrelas de baixa massa vem da oportunidade que elas fornecem de confrontar propriedades fundamentais provenientes da teoria da estrutura e evolução estelar com os dados observacionais, tais como as relações massa-raio-temperatura. Mesmo com uma precisão observacional de 2%, existem desvios significativos entre as observações e os modelos teóricos. Isso fornece uma excelente oportunidade para explorar as opções de ingredientes relacionados com a estrutura (por exemplo, opacidade) e as opções de caminhos evolutivos para tais objetos (FEIDEN, 2015). A seção a seguir aprofunda os tópicos relacionados a estas questões.

1.5.1 O problema das relações massa-raio-temperatura

Ao longo dos anos houve um considerável progresso na qualidade e quantidade de dados obtidos de sistemas binários. Parâmetros fundamentais como massas e raios podem ser calculados com precisão suficiente para comparar com modelos teóricos. Inconsistências entre a previsão sobre o comportamento desses parâmetros tais quais calculados pelos modelos com relação às observações começaram a aparecer à medida que mais objetos de baixa massa foram descobertos. Modelos de evolução estelar sistematicamente subestimam os raios estelares em 5-10% e superestimam as temperaturas efetivas em 3-5% (FEIDEN; CHABOYER, 2012).

Para examinar a questão dos "raios inflados", precisamos comparar as quantidades

baseadas em observáveis com as correspondentes estimadas pelos modelos teóricos. A luminosidade é calculada usando valores de raios e temperaturas obtidos observacionalmente. O caminho inverso também pode ser explorado: se temos um valor de luminosidade para uma estrela da sequência principal, os valores de raios e massas teóricas devem coincidir com valores observados.

Nos anos 1950, o conhecimento do mecanismo de produção de energia no interior de uma estrela já era bem estabelecido (SALPETER, 1952). Entretanto, não se conhecia muito bem quais e como os processos ocorrem para estrelas com massas menores do que a solar. Um exemplo é o caso da anã vermelha *Kruger 60A*, que tinha luminosidade observada menor do que a prevista (ALLER, 1950; ALLER et al., 1952). *Kruger 60* é uma binária visual com duas estrelas anãs vermelhas de tipo M2 e M4. Stromgren (1952), publica uma revisão onde aponta vários problemas no modelo de evolução estelar então corrente. No que tange às estrelas do tipo tardio, a argumentação foi de que as propriedades da zona de convecção próxima da superfície dessas estrelas deveriam ser melhor exploradas. Stromgren (1952) sugere ainda que a camada convectiva de estrelas de baixa massa poderia ser estendida.

O primeiro modelo estelar para anãs vermelhas foi calculado por Osterbrock (1953), seguindo a sugestão de Stromgren (1952). O modelo considera que a zona de convecção se estenda à uma profundidade de 30% do raio da estrela. Para essa abordagem, as temperaturas centrais deveriam ser muito mais altas do que as calculadas supondo equilíbrio radiativo em toda estrela. Parâmetros como luminosidades, massas e raios de três casos foram computados. Os objetos *Castor C*, uma binária também chamada de *YY Geminorum (YY Gem)*, e *α Centauri B* puderam ser bem entendidos com a nova abordagem, porém para *Kruger 60A*, o objeto mais tardio dos examinados, a aplicação do modelo não foi bem sucedida.

O trabalho de Limber (1958a) reexamina as estrelas analisadas por Osterbrock (1953), com correções de dados e adição de novas observações. As discrepâncias entre valores observados e calculados foi reduzida, sendo mais significativa para a estrela *Kruger 60A*. Em um segundo trabalho, Limber (1958b) apresenta um modelo de estrelas anãs M médias e tardias completamente convectivas, levando em consideração efeitos da degeneração parcial de elétrons no interior estelar e rigorosos tratamentos dos gradientes de temperatura no transporte de energia. O modelo de estrelas totalmente convectivas se mostra consistente com as observações para as estrelas médias e tardias do tipo M, incluindo o objeto *Kruger 60A*.

Subsequentemente, houve um esforço para aprimorar modelos de evolução estelar

para estrelas tardias, relevantes para sistemas binários de baixa massa neste trabalho. As elaborações incluíram a utilização de zonas de convecção nos interiores estelares, adição de ingredientes mais elaborados, e os próprios casos de estrelas totalmente convectivas. Entretanto, as incertezas observacionais ainda eram grandes. Uma maior amostra e barras de erros menores eram elementos necessários para que a relação teórico/observacional correspondente aos parâmetros de relevância pudesse ser estudada em mais detalhes.

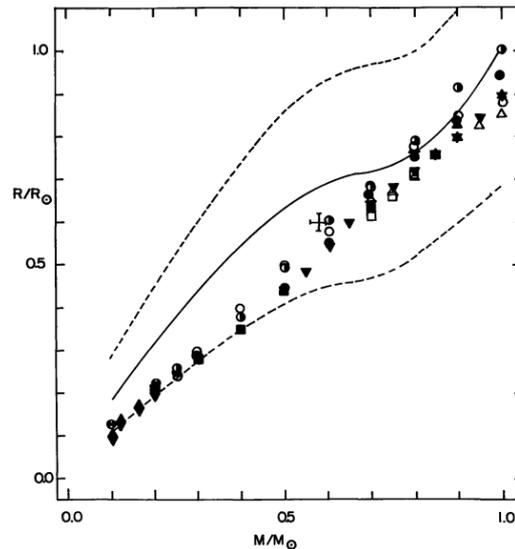
O próximo passo na construção dos modelos estelares incluiu a introdução da teoria do comprimento de mistura para a convecção estelar (BÖHM-VITENSE, 1958; HENYEY et al., 1965). Essa teoria dá seguimento ao modelo apresentado por Limber (1958a), Limber (1958b) e apresenta esquemas numéricos melhorados para solucionar o conjunto de equações da estrutura estelar (HENYEY et al., 1964). Na breve revisão histórica em Feiden (2015) são apresentados os progressos no cotejamento entre modelos estelares e observações de estrelas de baixa massa, com destaque para o surgimento de outros modelos que incluem diferentes considerações, como por exemplo, um detalhamento da atmosfera estelar.

Os erros observacionais na relação empírica raio \times massa foram diminuídos no trabalho de Hoxie (1973), mas ainda assim era observado um desvio com relação aos modelos teóricos para estrelas com massas menores que $0,5M_{\odot}$, sendo que os raios teóricos eram 30% menores com relação aos derivados à partir da relação empírica (ver Figura 1.8). Naquele estudo havia apenas a binária eclipsante YY Gem entre as estrelas de baixa massa com raios e massas determinados diretamente e seu lugar no plano raio \times massa aparece como uma cruz na Figura 1.8. Note que, nessa figura, os valores diretamente determinados de M e R para YY Gem ainda estão distantes da relação empírica, porém dentro das incertezas associadas a ela.

Nas duas décadas seguintes o número de sistemas binários bem caracterizados aumentou de forma significativa (BALDWIN, 1978; POPPER, 1980; POPPER, 1984; HARMANEC, 1988, 1988; HENRY; MCCARTHY DONALD W., 1993, são exemplos). Andersen (1991) apresenta uma revisão de sistemas binários desse período juntamente com dados novos onde as massa e raios das estrelas são obtidos com precisão melhor que 2%. A amostra é constituída de sistemas binários eclipsantes de linha dupla e do tipo separado cujas componentes presumidamente comportam-se como estrelas isoladas e cujos parâmetros relevantes podem ser comparados com modelos de evolução estelar. Entretanto, essa revisão também contava com apenas um sistema binário de baixa massa, novamente YY Gem (LEUNG; SCHNEIDER, 1978; ANDERSEN, 1991),

e com o sistema binário de baixa massa CM Dra, que apesar de ter uma precisão de 4% nas massas e 3% nos raios (LACY, 1977), não foi incluído no estudo de Andersen (1991). O fato é que poucas estrelas de baixas massa haviam sido descobertas até aquela época.

Figura 1.8 - Relação massa-raio empírica para estrelas da vizinhança solar.



Linha contínua em preto representa a relação massa-raio empírica de estrelas de baixa massa a partir da Eq. 4 de Hoxie (1973). As linhas pontilhadas delimitam a incerteza nessa relação. A cruz mostra os valores observados de massa e raio para YY Gem (POPPER, 1967), e os demais pontos correspondem aos modelos teóricos listados na Tabela 1 de Hoxie (1973).

Fonte: Hoxie (1973).

Paralelamente, novos modelos de evolução estelar surgiram, como por exemplo, Dorman et al. (1989) e Burrows et al. (1993). O modelo que obteve destaque foi o do Centro de Pesquisa em Astrofísica de Lyon (BARAFFE et al., 1995), na França, o qual incluía uma equação de estado avançada, projetada para modelar com precisão o plasma frio e denso de estrelas de baixa massa e com adição de modelos de atmosfera não cinza calculados por Allard e Hauschildt (1995). Esse modelo reproduziu com precisão massas, raios e luminosidades de CM Dra and YY Gem, fornecendo informações de idade, abundância de hélio, magnitude absoluta e distância (CHABRIER; BARAFFE, 1995; BARAFFE et al., 1995).

Revisões posteriores das propriedades estelares de *CM Dra* e *YY Gem* (METCALFE et al., 1996; TORRES; RIBAS, 2002) mostraram novamente que os modelos estelares da época eram incapazes de prever as propriedades observacionais das componentes desses sistemas. Para *CM Dra*, espectros de linhas duplas foram obtidos permitindo reduzir as incertezas nos valores de massas e raios em um fator 10. Cálculos da abundância de hélio baseados em massas, raios, luminosidades e idades estavam em sua maioria de acordo com modelos de metalicidade solar e isso é difícil de explicar. Embora estrelas com cinemática de população II possam ter metalicidade solar (CARNEY et al., 1994, é um exemplo), isso é extremamente raro (METCALFE et al., 1996). O sistema *YY Gem* teve curvas de luz de várias bandas fotométricas revisadas usando técnicas modernas para o monitoramento de manchas. Observações espectroscópicas somadas à essa reanálise forneceram incertezas nas massas e raios menores que 1%, melhorando a precisão de raios em um fator 4. Comparando as observações de *YY Gem* com um grande número de cálculos teóricos recentes à época, foi observado que os modelos subestimavam o raio em até 20% e que a temperatura efetiva era superestimada em 150 K ou mais. Se os raios fossem usados diretamente como uma medida da evolução, as idades poderiam estar subestimadas de um fator até de 10 naquele regime de massas. Sabia-se então, que as idades e demais parâmetros das estrelas da sequência principal inferior deviam ser usadas com cautela (TORRES; RIBAS, 2002).

Implementações nos modelos de Lyon como Chabrier e Baraffe (1997), Baraffe et al. (1998), Chen et al. (2014) e Marigo et al. (2017) representam hoje o que Feiden (2015) chamou de estado da arte em modelagem de estrelas de baixa massa.

Torres et al. (2010) fazem uma nova revisão sobre a determinação de massas e raios de estrelas na sequência principal. A amostra contém 95 objetos com erros de massa e raio com limites superiores de 3% e 6%, respectivamente. Dentre esses objetos, 5 são considerados de baixa massa com massa inferior a $0,8M_{\odot}$ e apenas um está abaixo do limite para a estrela ser totalmente convectiva (estrelas com massas abaixo de $0,35M_{\odot}$; CHABRIER; BARAFFE, 1997; CHABRIER et al., 2007). Muitos sistemas binários de baixa massa foram encontrados nos anos seguintes graças principalmente ao aumento de levantamentos fotométricos de estrelas variáveis e de exoplanetas. São exemplos: OGLE (UDALSKI et al., 1992), *Kepler* (BORUCKI; et al., 2010), CoRoT (DELEUIL; et al., 2018), *Gaia* (GAIA COLLABORATION et al., 2016), VVV (MINNITI; et al., 2010), TESS (RICKER; et al., 2015) e NEOWISE (MAINZER; et al., 2011). Nos próximos anos, os levantamentos PLATO (RAUER; et al., 2014) e LSST (ABELL; et al., 2009; IVEZIĆ; et al., 2019), multiplicarão o número de objetos na faixa de massas

que estamos discutindo.

A seguir serão apresentados fatores que podem influenciar e modificar os modelos para as estrelas de baixa massa.

1.5.2 Metalicidade

Depois da massa, a metalicidade é o fator que mais influencia a evolução de uma estrela. As frações de hidrogênio X , hélio Y , e demais elementos Z , podem alterar as cadeias de reações nucleares e a opacidade do plasma. Sendo assim, a metalicidade é um ingrediente importante para melhorar a precisão em modelos estelares. Porém, estimar a metalicidade de estrelas de baixa massa não é uma tarefa fácil (WOOLF; WALLERSTEIN, 2005).

Dado que para objetos fracos a espectroscopia seria inviável, trabalhos pioneiros no uso de bandas fotométricas para estimar metalicidades foram realizados. Um exemplo é Bonfils et al. (2005), que analisaram 20 binárias com componentes do tipo M e primárias mais quentes, do tipo FGK. A análise era baseada na premissa de que as componentes tinham a mesma metalicidade, sendo esse parâmetro estimado com base na relação $M_K \times (V - K)$. Outros trabalhos na literatura utilizaram técnicas semelhantes, como por exemplo, (JOHNSON; APPS, 2009; SCHLAUFMAN; LAUGHLIN, 2010). Obviamente, estimativas de metalicidade mais precisas são obtidas via espectroscopia, principalmente na região do infravermelho próximo (J , H e K), onde anãs M mostram misturas moleculares e atômicas mais adequadas que na região do óptico (SOUTO; et al., 2020). Bandas moleculares como do TiO e VO podem ser usadas para calcular a metalicidade (KIRKPATRICK et al., 1991).

Berger e el al. (2006) comparam medidas diretas de raios de estrelas de tipo espectral M, obtidas via interferometria, com previsões teóricas de Chabrier e Baraffe (1997). O resultado é que os raios observados são aproximadamente consistentes com as previsões entre as estrelas pobres em metais, mas os raios tornam-se maiores do que o previsto à medida que a metalicidade aumenta. O mesmo foi reportado por Leggett et al. (2000) usando observações espectroscópicas. Como a metalicidade está intimamente ligada à opacidade estelar, Berger e el al. (2006) suspeitam que os modelos para o interior e para a atmosfera de estrelas M não estão levando em consideração alguma componente de opacidade, o que pode resultar em raios maiores para metalicidade maiores.

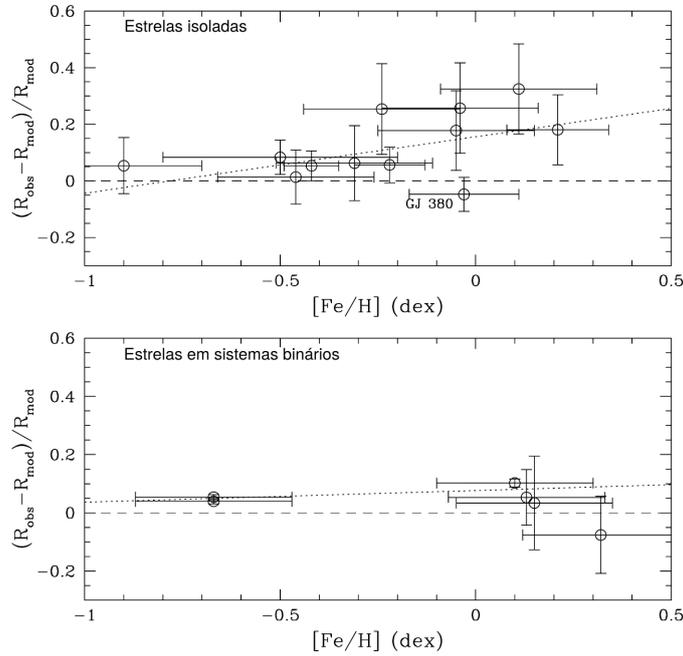
López-Morales (2007) compara a metalicidade de estrelas isoladas com estrelas pre-

sententes em sistemas binários e sugere que a dependência com metalicidade existe para estrelas isoladas, mas não para as estrelas de baixa massa em sistemas binários separados. A autora chega à essa conclusão baseado na Figura 1.9, que mostra a relação raio \times metalicidade para anãs M nessas duas situações. A fragilidade dessa conclusão, no entanto, é evidente: a amostra de sistemas binários é diminuta, com enormes erros associados; as observações foram comparadas com um modelo tendo isócrona de 1 giga anos e metalicidade solar (BARAFFE et al., 1998). Dado que o conjunto de estrelas de baixa massa em binárias não possui determinações diretas de metalicidade e que embora o efeito de inflação dos raios não pareça proeminente, o efeito não pode ser descartado somente com base nesse trabalho. A razão para se esperar uma dependência dos raios com a metalicidade é que para metalicidades mais altas, espera-se uma densidade numérica de componentes moleculares maior, o que torna mais difícil a radiação escapar do ambiente, produzindo aumento do raio estelar.

Parsons et al. (2018), com base em dados tomados a propósito e dados coletados da literatura, examinaram a diferença entre os observáveis e várias relações teóricas para anãs do tipo M e não encontraram tendência clara para inflação de raios. Além de sistemas binários espectroscópicos de linha dupla, linha única e estrelas isoladas, o conjunto de objetos examinados contém também sistemas binários compactos com anãs brancas, indicando que a evolução através da fase de envelope comum tem impacto desprezível na estrutura das estrelas envolvidas. A Figura 1.10 mostra a inflação de raios para anãs M em função da metalicidade, indicando que não há correlação entre essas duas quantidades. No entanto, a grande maioria das estrelas na Figura 1.10 tem metalicidade aproximadamente solar ($\sim -0.9 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0.35$) e os extremos de metalicidade são mal amostrados. Dessa forma, a interpretação de qualquer efeito de inflação com metalicidade deve ser feita com extrema cautela.

Em uma publicação recente que usa dados do Gaia DR2 (GAIA COLLABORATION et al., 2018a), as relações de luminosidade–temperatura–raio foram estudadas para uma amostra de pouco mais de 15 mil estrelas do tipo M por Morrell e Naylor (2019). Nesse estudo, a precisão na obtenção dos raios chega a 2,4%, e os raios medidos mostram uma inflação de 3-7%. Foi encontrado que a metalicidade pode ser responsável pela inflação de raios em até 1,7% quando se considera a imprecisão nos valores de $[\text{M}/\text{Fe}]$ obtidos da literatura (Figura 1.11). Também são apresentadas evidências de que o magnetismo estelar é incapaz de explicar sozinho a inflação dessas estrelas.

Figura 1.9 - Desvio relativo dos raios estelares observados com relação ao modelo teórico em função da metalicidade.



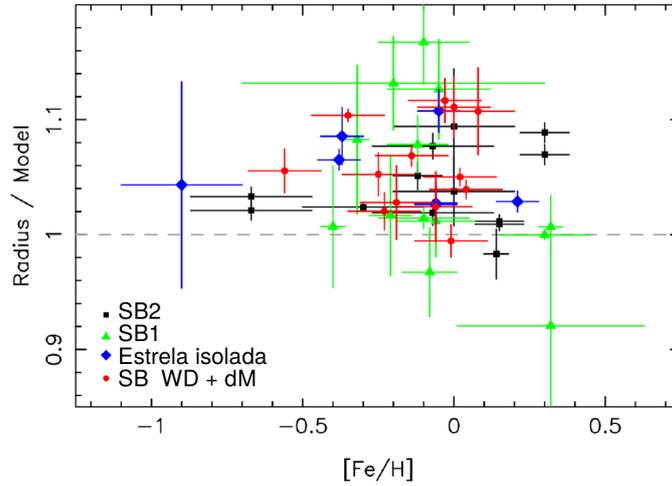
Desvio relativo nos raios observados com relação ao modelo teórico em função da metalicidade. R_{obs} é o raio observado, R_{mod} é o raio do modelo considerando Baraffe et al. (1998) (1 giga anos, $Z = 0,02$ e $\alpha = 1$). No painel superior estão as estrelas isoladas e no painel inferior as estrelas de baixa massa em binárias. As linhas pontilhadas mostram os melhores ajustes de reta por mínimos quadrados aos dados. As linhas tracejadas mostram a linha de base de desvio zero.

Fonte: Adaptado de López-Morales (2007).

1.5.3 Opacidades

A convecção e a propagação da radiação são os mecanismos mais importantes no transporte de energia no interior estelar, e a opacidade ajuda a definir qual deles é o dominante em uma estrela. Em temperaturas altas os átomos estão ionizados, o que leva a uma opacidade menor, com o transporte por radiação sendo dominante. Em temperaturas mais baixas, como nas camadas mais externas das estrelas, a ionização é mais baixa sendo a opacidade mais alta. Nessa situação o transporte por radiação é menos eficiente, e convecção passa a ser importante. Nesse caso, a energia é transportada pelo movimento turbulento do gás das regiões mais quentes para as mais frias chegando à superfície da estrela.

Figura 1.10 - Desvio relativo dos raios estelares observados com relação ao modelo teórico em função da metalicidade.



Razão entre raios estelares observados e o modelo teórico em função da metalicidade. Os retângulos em preto indicam as binárias espectroscópicas de linhas duplas, os triângulos verdes as binárias espectroscópicas de linha única e os diamantes em azul são estrelas isoladas. Os pontos em vermelho mostram sistemas binários formados por uma anã-branca e uma anã M de baixa massa.

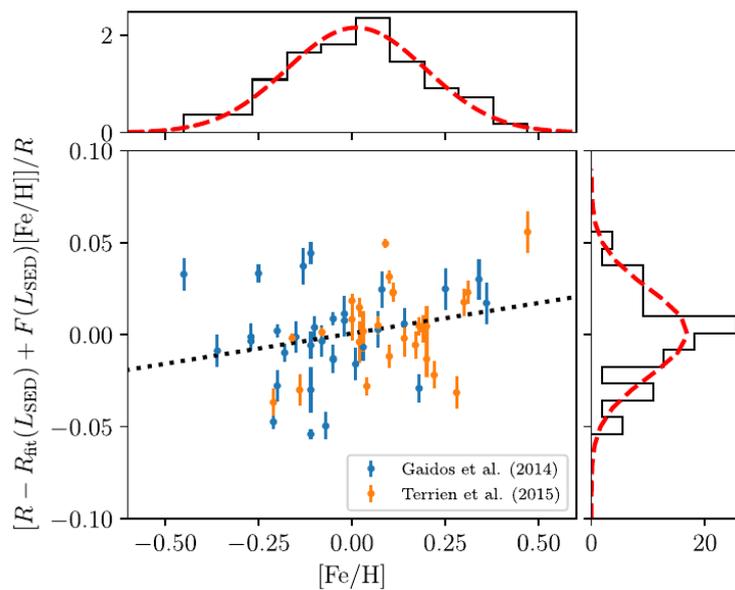
Fonte: Adaptado de [Parsons et al. \(2018\)](#).

Existe a ideia de que fontes de opacidades no interior da estrela podem estar sendo desconsideradas pelos modelos teóricos. Espera-se que essas fontes ausentes de opacidade pertençam à moléculas capazes de se condensarem em regiões próximas à superfície da estrela de baixa massa. ([FEIDEN, 2013](#)). Moléculas que são usadas justamente para classificar as estrelas de baixa massa são as suspeitas de alterar a opacidade: TiO, VO e H₂O no infravermelho próximo ([ALLARD et al., 1997](#)). De fato, a absorção de TiO/VO é proeminente nas atmosferas de anãs tipo M tardias e L precoces ([BURROWS; SHARP, 1999](#); [KIRKPATRICK et al., 1991](#)).

A ideia de um ingrediente extra na opacidade surgiu principalmente por discrepâncias observadas em diagramas observacionais massa-luminosidade e cor-luminosidade quando comparados com modelos teóricos ([ALLARD et al., 1997](#)). Descrever essas relações depende da capacidade do modelo em representar a correta distribuição espectral de energia (SED) da estrela. Os modelos teóricos que apresentam melhores concordâncias consideram cores no infravermelho próximo ([BARAFFE et al., 1998](#); [DELFOSSÉ et al., 1998](#)). Entretanto, os modelos falham em reproduzir

as intensidades das bandas de água que permeiam as distribuições espectrais de energia no infravermelho. Para temperaturas mais baixas, como de anãs marrons, o metano e a amônia competem com o efeito da água. Portanto, acreditava-se que as discrepâncias nos espectros sintéticos fossem devidas à opacidades moleculares imprecisas ou incompletas (BRETT, 1995; FEIDEN; CHABOYER, 2013). Uma revisão de abundâncias (que têm implicações sobre a intensidade das bandas de absorção de vapor d'água) permitiu a reprodução das propriedades espectroscópicas e fotométricas de anãs do tipo M até M6. Anãs mais tardias que M são afetadas pela formação de poeira, e a modelagem de nuvens é importante para entender suas propriedades (ALLARD et al., 2012).

Figura 1.11 - Desvio relativo dos raios observados ($\frac{\delta R}{R}$) com relação ao modelo teórico em função da metalicidade.



As metalicidades são de Terrien et al. (2015) em laranja e Gaidos et al. (2014) em azul. Os raios e as incertezas são de Morrell e Naylor (2019). O termo adicional das ordenadas contendo o gradiente $F(L_{SED})$ leva em consideração o fato de que o modelo teórico refere-se à metalicidade solar para descrever uma faixa de metalicidades.

Fonte: Morrell e Naylor (2019).

Os estudos que abordam a opacidade se concentram primeiramente em corrigir problemas relacionados à descrição das SEDs, estando o problema da inflação de raios em um segundo plano (FEIDEN, 2013).

1.5.4 Convecção

Uma hipótese que explicaria a aparente inflação de raios das anãs M leva em consideração que o campo magnético pode ser responsável por suprimir efeitos de convecção (TORRES et al., 2010; CHABRIER et al., 2007). A intensa atividade magnética dificultaria o transporte de energia interno da estrela fazendo com que ela expanda, aumentando o raio. Esses campos fortes exercem forças que modificam o padrão de convecção, por isso é necessário considerar o problema dinâmico e resolver as equações do movimento. A descrição da convecção é geralmente escrita na literatura com o parâmetro de comprimento de mistura, $\alpha_{MLT} = l_m/H_p$ (BÖHM-VITENSE, 1958). O comprimento de mistura é representado por l_m e H_p altura da escala de pressão local. α_{MLT} controla a eficiência da convecção.

Em um processo eficiente de transporte de energia, uma bolha de convecção percorre uma grande distância. Em um caso ineficiente de convecção, a bolha percorre uma distância pequena e geralmente são necessárias várias delas para transferir o calor para a mesma distância do caso eficiente. O comprimento de mistura é um parâmetro que a princípio é desconhecido, e para ser calibrado ele deve corresponder com o raio e luminosidade de um modelo padrão. Os modelos de comprimento de mistura para o Sol podem variar de 1,7-2,4, sendo calibrado para 1,98 em um modelo tridimensional baseado em simulações hidrodinâmicas radiativas (MAGIC et al., 2015). Porém, estrelas com massa diferente do Sol podem fazer a convecção com maior ou menor eficiência. A convecção ineficiente leva a estrela a compensar desenvolvendo um gradiente de temperatura radiativa mais acentuado (FEIDEN, 2013). Portanto, a estrela irá inflar para conservar o fluxo. Isso pode ser a razão para essas estrelas serem infladas em relação aos modelos teóricos.

Modelos como o de Baraffe et al. (1998) são comumente usados para prever propriedades de estrelas de baixa-massa e os campos magnéticos não são utilizados neles. Para estrelas com interiores totalmente convectivos ($M \lesssim 0,35$, CHABRIER; BARAFFE, 1997) a estrutura interna é dificilmente sensível a incertezas inerentes ao tratamento de convecção ou variação de α_{MLT} . Entretanto, para massas $M \gtrsim 0,6M_{\odot}$ o α_{MLT} passa a afetar a estrutura interna das estrelas. Para $M > 0,7_{\odot}$, por exemplo, a variação de α_{MLT} de 1 para 2 resulta em uma diferença de luminosidade maior que 10% e uma diferença em temperatura efetiva maior que 5%.

1.5.5 Campos magnéticos

Uma teoria alternativa para explicar a discrepância entre os raios observados e calculados dos modelos teóricos envolve efeitos de campos magnéticos fortes. Nesse contexto, uma rotação rápida da estrela induz um campo magnético forte por meio do mecanismo dínamo. Esses campos magnéticos fortes por sua vez inibem a convecção dentro da estrela e criam manchas na superfície. Para uma dada estrela da sequência principal com determinada massa e metalicidade, o resultado da convecção inibida e da ocorrência de manchas é aumento de raio [Chabrier et al. \(2007\)](#), [Han et al. \(2017\)](#).

A manifestação de atividade magnética pode ser traçada por diferentes observáveis no espectro eletromagnético, podendo ir de rádio até raios X, e paralelamente manifestando-se em fenômenos impulsivos como flares⁹. Dessa forma, a observação da presença de um campo magnético pode ser feita de diferentes maneiras, desde medidas diretas do efeito Zeeman que separa linhas espectrais, até efeitos secundários como linhas de emissão produzidas pelo aquecimento da alta atmosfera ([SHULYAK; et al., 2019](#)), ou a presença de manchas e rotação. Embora esse aquecimento, ou atividade magnética, tenha sido observado por décadas, os mecanismos exatos que controlam tal atividade em anãs M ainda não são bem compreendidos ([GOLUB, 1983](#)).

Considerando as estrelas de baixa massa em sistemas binários separados de curto período ($P < 2$ dias), deve haver sincronização com a rotação orbital devido ao efeito de marés ([ZAHN, 1977](#)), o que deveria aumentar a atividade magnética como consequência da rotação acentuadamente mais alta ([MULLAN; MACDONALD, 2001](#); [CHABRIER et al., 2007](#); [KRAUS et al., 2011](#); [BIRKBY; et al., 2012](#); [CRUZ et al., 2018](#)). De acordo com [Chabrier et al. \(2007\)](#), a atividade magnética pode reduzir a eficiência convectiva nas estrelas parcialmente radiativas ($M \gtrsim 0,35M_{\odot}$). Isso significa que com uma menor escala de comprimento de mistura mais calor é transportado via radiação. O resultado é que a estrela se torna mais fria e mais inflada para manter equilíbrio térmico. Para estrelas com interior totalmente convectivo ($M \lesssim 0,35M_{\odot}$) esse feito seria insignificante, como foi mencionado anteriormente.

Um mecanismo adicional para explicar a inflação observada em estrelas ativas de baixa massa da sequência principal com rápidas rotações é a presença de manchas¹⁰,

⁹Erupções repentinas na superfície das estrelas causadas por reconexões de campo magnético.

¹⁰Manchas na superfície de estrelas com rotação causam não homogeneidades na distribuição do brilho superficial, que moduladas pela rotação, produzem distorções ou irregularidades na curva

que precisariam cobrir uma fração de 30-50% da superfície da estrela (CHABRIER et al., 2007; JEFFERS et al., 2005; JACKSON et al., 2009; MACDONALD; MULLAN, 2014) para produzir os efeitos de inflação observados. A mesma conclusão foi obtida por Jackson e Jeffries (2014), Somers e Stassun (2017) a partir de estrelas jovens em aglomerados abertos, além de binárias com baixa massa, incluindo YY Gem.

Em uma análise mais recente, que faz o uso de mapas Doppler a partir de espectroscopia de alta resolução, há indicação de que tais manchas cobrem uma fração $< 1\%$ em ambas as componentes de YY Gem (KOCHUKHOV; SHULYAK, 2019). Isto significa que manchas não podem explicar a inflação observada.

Um outro indicador de atividade magnética é a emissão de raios X vindos da coroa aquecida. Estrelas de alta rotação em binárias cerradas geralmente mostram níveis mais altos de emissão de raios X em comparação com estrelas isoladas. López-Morales (2007) usa a razão entre luminosidade em raios X e luminosidade bolométrica (L_X/L_{bol}), para estimar a atividade magnética de estrelas isoladas e estrelas em sistemas binários. Para estrelas isoladas não existe correlação clara entre o nível de atividade e a inflação de raios das estrelas. Já para as estrelas de baixa massa com componentes magneticamente ativas (e razão L_x/L_{bol} pronunciada) em sistemas binários, a correlação aparece claramente (LÓPEZ-MORALES, 2007). Esse resultado deve ser interpretado com cautela, uma vez que o conjunto de objetos estudado não é grande (16 binárias de baixa massa) e os fluxos de raios X das componentes foram obtidos por meio de uma correlação simples: $L_{x,1} = L_{x,2} = L_x/2$.

O estudo de Kraus et al. (2011) adiciona a variável rotação à relação massa-raio de estrelas do tipo M. Naquele trabalho, a inflação de raios se mostra maior para sistemas com períodos menores. Para sistemas binários de curto período ($P < 1$ dia, 12 estrelas examinadas) os raios são inflados em até 10% (sendo o valor médio $\mu = 4,8\% \pm 1,0\%$). Em contraste, para períodos mais longos ($P \sim 1,5 - 2,0$ dias, 7 estrelas da literatura) as estrelas são menos infladas ($\mu = 1,7\% \pm 0,7\%$). Com uma amostra maior, de 95 sistemas binários de baixa massa $M < 1M_\odot$, Coughlin et al. (2011) encontram a mesma tendência de que a inflação de raios de estrelas de baixa massa diminui com o período orbital. Para $P < 1$ dia, $\mu = 13\%$, enquanto que para $1 < P < 10$ dias e $P > 10$ dias as discrepâncias são respectivamente $\mu = 7,5\%$ e $\mu = 2,0\%$. Isso reforça a ideia de que a atividade magnética é aumentada em binárias cerradas e como consequência a inflação de raios é maior.

de luz (LEUNG; SCHNEIDER, 1978).

Entretanto, estudos a respeito da atividade magnética em interiores convectivos de estrelas de baixa massa mostram que nem toda a inflação pode ser explicada com o aumento da atividade magnética. Inicialmente os cálculos teóricos utilizavam um modelo de interior estelar unidimensional e eram potencialmente capazes de explicar a inflação de raios (MULLAN; MACDONALD, 2001; RIBAS, 2006). Entretanto, os campos magnéticos encontrados para o modelo 1-D são inviáveis do ponto de vista de estabilidade (BROWNING et al., 2016; YADAV et al., 2015) em comparação com simulações numéricas tridimensionais (KOCHUKHOV, 2021).

MacDonald e Mullan (2017) conseguiram reproduzir a inflação de raios de 10% considerando campos magnéticos fortes (como 10 kG) para 14 estrelas de baixa massa. Por outro lado, demonstrando a inviabilidade de que campos magnéticos típicos de objetos na sequência principal expliquem o efeito de inflação de raio, Feiden e Chaboyer (2014) usam métodos semelhantes com um conjunto independente de modelos e concluem que estrelas totalmente convectivas só conseguem reproduzir a inflação em até 5%, considerando campos magnéticos irrealisticamente fortes, como $> 10\text{MG}$. Em um diferente estudo, Kesseli et al. (2018) concluem que apesar de todas as anãs M totalmente convectivas que estudaram serem maiores do que os modelos preveem, nem a rotação nem a binaridade podem ser os únicos responsáveis pelos raios inflados.

Para completar uma revisão sobre o problema da inflação de raios, vale mencionar os trabalhos como o de Morales et al. (2010) e Knigge et al. (2011) que consideram que aproximadamente 3% da discrepância entre modelos e observações são devidos a um artefato da modelagem de eclipses nos quais a maioria dos raios observados são derivados, sendo o restante da inflação de raios explicado pela combinação de fatores como a redução na eficiência convectiva associada à rotação rápida ou campos magnéticos e/ou aparecimento de manchas estelares.

1.5.6 Estrelas de baixa massa no contexto da evolução estelar

De uma maneira geral, os efeitos de variação da metalicidade, opacidade, intensidade do campo magnético e convecção se relacionam e foram separados acima para facilitar a descrição. Ainda não dispomos de um modelo teórico que seja completamente satisfatório e que consiga descrever todos os parâmetros observados com precisão. O estudo de estrelas de baixa massa aliado às novas observações devem contribuir para o desenvolvimento desse campo de estudos.

Grande parte do estudo de estrelas de baixa massa foi impulsionado nos últimos anos

à medida que dados fotométricos e espectroscópicos foram agregados ao conjunto de informações disponíveis. Os levantamentos vêm implementando melhorias em área de cobertura, seleção de bandas fotométricas e amostragem no domínio do tempo, gerando um grande volume de dados. Um exemplo é o trabalho de Morrell e Naylor (2019) que conta com uma amostra de 15274 estrelas do tipo M e K construída a partir de três grandes levantamentos: 2MASS (SKRUTSKIE; et al., 2006), WISE(WRIGHT; et al., 2010) e Gaia DR2 (GAIA COLLABORATION et al., 2016; GAIA COLLABORATION et al., 2018b).

Outros levantamentos fotométricos como *Kepler* (BORUCKI; et al., 2010), CoRoT (DELEUIL; et al., 2018), ZTF (BELLM; et al., 2019), VVV (MINNITI; et al., 2010; CATELAN; et al., 2013), Skymapper (KELLER; et al., 2007), ASAS (POJMANSKI, 2002), ASAS-SN (KOCHANEK; et al., 2017), ATLAS (TONRY; et al., 2018), e futuramente para os próximos anos o LSST (ABELL; et al., 2009), PLATO (RAUER; et al., 2014) e MEPHISTO (XIN; et al., 2020), oferecerão novas oportunidades de se ampliar o conhecimento sobre as binárias eclipsantes de baixa massa. Alguns desses catálogos, como é o caso do CRTS, usado neste trabalho, possuem um conjunto de objetos suspeitos de serem EAs ainda sem períodos orbitais determinados. Um certo número de sistemas binários do tipo EA podem estar sendo perdidos em programas de buscas automáticas em grandes levantamentos por conta das características de suas curvas de luz, como será apresentado na Seção 4. "Perdidos", aqui significa que a periodicidade orbital não pôde ser encontrada pelo levantamento. As características das curvas de luz desses sistemas e seus detalhes são descritos na Seção 4.1.

2 JUSTIFICATIVA CIENTÍFICA

As binárias eclipsantes são objetos nos quais parâmetros como massas, raios, temperaturas, bem como a razão desses parâmetros podem ser calculados. A precisão da estimativa dessas quantidades é melhorada quando os sistemas são estudados utilizando diferentes métodos de observação (Seção 1.4.1). A astronomia passa por uma fase única na sua história, uma vez que diversas questões em aberto podem ser acessadas com os dados que temos atualmente disponíveis. Ao longo das últimas décadas, telescópios dedicados ao monitoramento da variabilidade estelar têm produzido uma grande quantidade de dados originais cuja a ciência ainda pode ser explorada (por exemplos, UDALSKI et al., 1992, BORUCKI; et al., 2010, DELEUIL; et al., 2018, GAIA COLLABORATION et al., 2018a, MINNITI; et al., 2010, RICKER; et al., 2015, MAINZER; et al., 2011, RAUER; et al., 2014, ABELL; et al., 2009, IVEZIĆ; et al., 2019). Esses dados têm inequivocamente aumentado em quantidade e em qualidade (em termo de relação sinal/ruído, amplitude, e cobertura temporal).

Atualmente, parâmetros como massas e raios podem ser estimados com erros menores que 3% (TORRES; RIBAS, 2002; TORRES et al., 2010; FEIDEN, 2015; GALLENNE et al., 2019; MAXTED et al., 2020). A obtenção desses parâmetros oferece uma oportunidade de testar modelos teóricos de forma precisa e, assim, contribuir como uma melhor descrição da evolução estelar. Com a precisão alcançada nesses estudos é possível discriminar os diversos fenômenos observados nos sinais desses sistemas, de modo que ajustes nos modelos teóricos possam ser realizados (BARAFFE et al., 1998; DOTTER et al., 2008; CHEN; et al., 2014). Em particular, as estrelas tardias da sequência principal têm apresentado na literatura uma repetida inconsistência entre valores teóricos e observados dos parâmetros relevantes. Um exemplo são os raios dessas estrelas, cujo valor observado é maior do que o previsto por modelos teóricos. A complexidade e elaboração dos modelos tem aumentado, mas as discrepâncias persistem.

Este é um trabalho piloto que pretende identificar EAs perdidas nas buscas realizadas anteriormente, a fim de aumentar a estatística desses objetos, estimar seus parâmetros físicos, e estudar a discrepância entre valores observados e preditos por modelos teóricos. Para isso, bancos de dados públicos são utilizados para encontrar sistemas binários do tipo separado que caracterizam as EAs, com um particular interesse em sistemas que contenham estrelas de baixa massa. Posteriormente, os parâmetros derivados serão analisados no contexto do problema da inflação de raios. A metodologia usada aqui servirá de base para ser aplicada em outros levantamentos

de dados fotométricos para aumentar o censo de EAs, novamente com ênfase em sistemas de baixa massa.

3 DADOS

O Levantamento de Transientes em Tempo Real Catalina, ou em inglês, *Catalina Real-Time Transient Survey* (CRTS)¹ tem como objetivos principais descobrir objetos próximos à Terra (NEOs, do inglês, *Near-Earth Objects*) e asteroides potencialmente perigosos (PHAs, do inglês *Potential Hazardous Asteroids*)². O projeto cobre o céu na faixa de declinações $\delta = [-75^\circ, +65^\circ]$ e evita regiões com densidade estelar alta próximas ao plano galáctico ($|b| < 15^\circ$). O *Catalina Sky Survey* usa três telescópios dedicados ao mapeamento do céu; um telescópio de 1,5 m, um telescópio Schmidt de 0,70 m, e um telescópio de acompanhamento de 1 m que estão localizados nas montanhas de Santa Catalina, perto de Tucson, Arizona. As exposições nominais são de 30 segundos e o telescópio de 1,5 m pode atingir objetos mais fracos que 21,5 magnitudes na banda V com tempo de exposição de 30 segundos. A partir de 2019, o CSS começou a usar o telescópio Kuiper de 1,54 m situado no Monte Bigelow, também no Arizona. As imagens são coletadas em luz integral para maximizar a sensibilidade da busca. A fotometria foi realizada usando o programa de fotometria de abertura SExtractor (BERTIN; ARNOUITS, 1996).

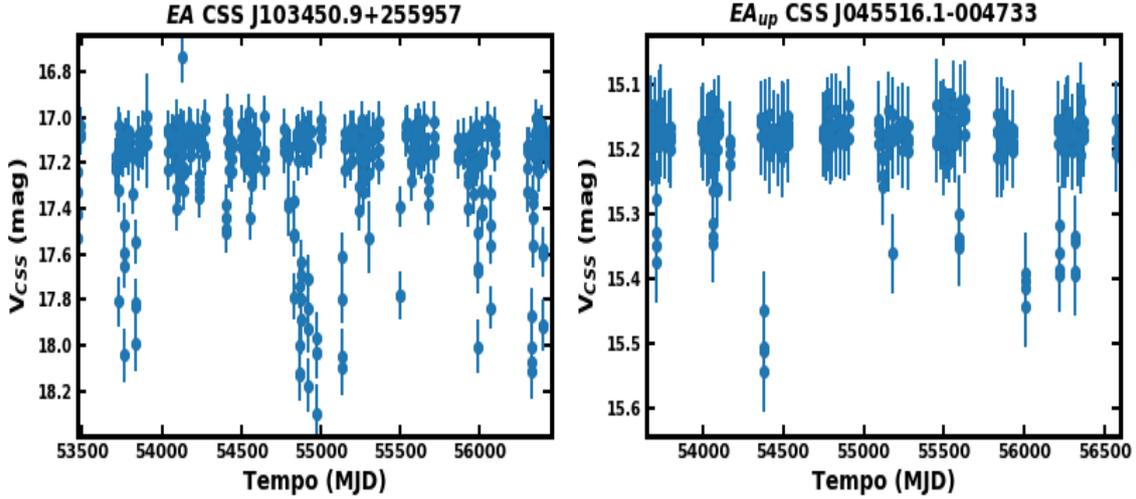
Drake et al. (2014) usaram parte dos dados disponíveis no CRTS para construir um catálogo de cerca de ~ 47000 estrelas variáveis periódicas. O estudo concentrou-se nos dados do telescópio Catalina Schmidt Survey (CSS) de 0,7m, que fazem parte do Catalina Data Release 1 (DRAKE; et al., 2012). Essas estrelas variáveis juntamente com uma amostra de variáveis tipo RR Lyrae foram objeto de publicação anteriormente pelos autores e constituem um catálogo on-line com ~ 61000 objetos. O catálogo dispõe de períodos, amplitudes e classificações dos tipos de variação. Os autores definem dezessete classes de estrelas variáveis sendo as variáveis eclipsantes divididas em EW e EA. Posteriormente, as EAs foram divididas em semi-separadas com o nome β Lyrae (EB) e as "verdadeiras" Algol como EA. 4836 objetos foram classificados como EAs sendo que para 153 deles o período de variabilidade não foi identificado pelos autores. Em outras palavras, suspeita-se que sejam EAs pelas características da curva de luz (basicamente, excursões rápidas para estado de brilho menor). Esse grupo recebeu a classificação de EA_{up} (do inglês *unknown-period*). De acordo com os autores, as EA_{up} apresentam curvas de luz que possuem um número insuficiente de observações nos eclipses e, assim, com identificação dos correspondentes períodos orbitais mais difícil num *pipeline* para processamento em massa. A Figura 3.1 exemplifica séries temporais típicas de EA e EA_{up} presentes no catálogo

¹<http://crts.caltech.edu/>

²<https://catalina.lpl.arizona.edu>

de Drake et al. (2014).

Figura 3.1 - Exemplos de séries temporais de EA e EA_{up} .



Séries temporais de uma EA e uma EA_{up} , respectivamente. Os dados foram retirados do levantamento Drake et al. (2014).

Fonte: Produção do autor.

Papageorgiou et al. (2018) revisitaram os dados do catálogo de Drake et al. (2014) com a finalidade de otimizar a determinação de períodos e cálculos de parâmetros morfológicos das curvas de luz com base em técnicas de aprendizado de máquina. Dados adicionais não públicos, esparsos ao longo de 12 anos (2004-2016) foram incluídos. Como resultado, cerca de 10% da amostra teve a determinação de períodos melhorada. As EAs foram reclassificadas em três grupos: 3456 binárias eclipsantes separadas, 449 semi-separadas e 145 sistemas classificados como ambíguos, pois não foi possível diferenciar entre um sistema do tipo semi-separado e separado.

A análise de períodos de Papageorgiou et al. (2018) adotou como pré-definição os períodos publicados por Drake et al. (2014) com um corte para observações espúrias de $\pm 5\sigma$ com relação à mediana de cada caixa (ou *bin*) no diagrama de fases. Dessa forma, as EA_{up} não foram incluídas no estudo daqueles autores. A busca de periodicidades dentro da amostra de EAs incluiu cinco diferentes métodos: AV (Análise de variância, SCHWARZENBERG-CZERNY, 1989, DEVOR, 2005), BLS (*Box-Least Squares*, KOVÁCS et al., 2002), GLS (Lomb-Scargle Generalizado, ZECHMEISTER; KÜRSTER, 2009, PRESS et al., 1992), PDM (Minimização da Dispersão em Fases,

STELLINGWERF, 1978) e CKP (*Correntropy Kernelized Periodogram*, PROTOPAPAS et al., 2015). O AV foi o primeiro método aplicado seguido de uma inspeção visual do diagrama de fases para a periodicidade encontrada. Caso o período não fosse encontrado os outros métodos eram também utilizados e novamente a curva de luz em fase inspecionada.

Drake et al. (2014) e Papageorgiou et al. (2018) não realizaram nenhuma abordagem otimizada para detecção de sinais do tipo das EAs. De fato, devido à sua peculiaridade, considerações particulares devem ser levadas em conta para aumentar a chance de detecção de sinais desses objetos (ver Capítulo 4). Lopes et al. (2018) determinaram o período de 4 sistemas binários classificados como EA_{up} . Esse resultado sugere que mais EAs podem estar sendo perdidas em grandes levantamentos fotométricos. Isto nos motivou a fazer uma investigação em todo o catálogo das EA_{up} com uma abordagem que embora não otimizada, minimiza a perda de sinais por subamostragem da grade de frequências explorada. A sistemática proposta pode ser aplicada a outros levantamentos além do CRTS.

4 METODOLOGIA

Neste capítulo é apresentada a abordagem proposta para identificar sinais periódicos em um catálogo de estrelas variáveis e como buscar e caracterizar os sistemas binários de baixa massa que podem estar contidos nessa amostra. A primeira parte deste capítulo descreve uma metodologia talhada para buscar sinais do tipo dos que as EAs apresentam. Posteriormente, três métodos tradicionais de busca de sinais são analisados a fim de determinar os limites de validade da abordagem em termos de eficiência de detecção e recursos computacionais. Em um passo seguinte, a seleção de estrelas binárias de baixa massa é feita usando cores fotométricas típicas para esse tipo de sistema. Por fim, são apresentados os métodos utilizados para estimar os parâmetros individuais das componentes do sistema.

4.1 Busca e identificação de períodos orbitais

Os métodos de busca de sinais periódicos comumente aplicados para binárias eclipsantes assumem diferentes figuras de mérito. Essas figuras de mérito são quantidades estatísticas usadas para caracterizar desempenho e ajuste às observações. Dependendo de como cada ponto na série temporal de dados é tratado, os métodos de pesquisa de periodicidade podem ser separados em três grupos: mérito simples (M_S), em que para cada ponto fotométrico de observação no tempo apenas um termo é adicionado à figura de mérito; mérito por pares (M_P), em que cada contribuição à figura de mérito é calculada usando um par de pontos contíguos no diagrama de fases; e o mérito "binado" (M_B), em que cada termo é calculado combinando um conjunto de pontos no diagrama de fases (LOPES et al., 2018). A busca por sinais periódicos realizada neste trabalho usa os três métodos, explorando a sinergia entre eles.

O periodograma de Lomb-Scargle (LS, LOMB, 1976, SCARGLE, 1982) é uma ferramenta amplamente usada na astronomia na detecção de sinais periódicos em séries temporais (VANDERPLAS, 2018). O método é baseado na análise de Fourier onde uma série temporal é escrita no domínio de frequências como combinações lineares de funções senoidais. Considere uma série temporal com observações (t_k, y_k) , sendo $k = 1, 2, 3, \dots, N$ as medidas da quantidade $y = f(t)$ para o tempo t . A análise de periodicidades para uma série de observações não-igualmente espaçadas (y_k) de acordo com Scargle (1982) utiliza o periodograma modificado:

$$P_{LS}(f) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{[\sum_{k=1}^N y_k \cos(2\pi f[t_k - \tau])]^2}{\sum_{k=1}^N \cos^2(2\pi f[t_k - \tau])} + \frac{[\sum_{k=1}^N y_k \sin(2\pi f[t_k - \tau])]^2}{\sum_{k=1}^N \sin^2(2\pi f[t_k - \tau])} \right\}, \quad (4.1)$$

onde τ é definido para cada frequência f por:

$$\tau = \frac{1}{4\pi f} \tan^{-1} \left[\frac{\sum_{k=1}^N \sin(4\pi f t_k)}{\sum_{k=1}^N \cos(4\pi f t_k)} \right]. \quad (4.2)$$

Zechmeister e Kürster (2009) derivaram o método de Lomb-Scargle generalizado (LSG) incluindo barras de erro no cálculo do periodograma. De acordo com os autores, com essa abordagem é possível obter frequências mais precisas sendo menos suscetível a *aliasing*¹. LS e LSG pertencem ao grupo M_S onde cada instante de observação é usado para calcular um único termo da figura de mérito do método.

O método de minimização da dispersão em fase, ou em inglês, *Phase Dispersion Minimization* (PDM, STELLINGWERF, 1978, STELLINGWERF, 2011) tem o espectro da figura de mérito calculado com base em uma "binagem" no diagrama de fases. Para determinado ponto na grade de frequências, o método constrói o diagrama de fase e avalia o espalhamento dos dados observacionais em cada "bin" com relação à dispersão da curva de luz como um todo. O diagrama que possuir a menor dispersão dos "bins" em fase, terá a melhor figura de mérito. É comum utilizar-se o inverso dessa figura de mérito minimizada para que os sinais apareçam como picos positivos no gráfico de figura de mérito versus frequência. Considere uma observação de magnitudes y em tempos t tais que os N pontos observados sejam dados por (y_k, t_k) . A dispersão das observações em torno do valor médio é calculada da raiz quadrada da variância da amostra, que é escrita como:

$$\sigma^2 = \frac{\sum (y_k - \bar{y})^2}{N - 1}, \quad (4.3)$$

onde \bar{y} é a média das medidas y_k . Para cada frequência teste, suponha M divisões arbitrárias no diagrama de fases correspondente. Cada divisão contém n_j pontos com variância em cada bloco expressa por s_j^2 . A variância para a amostra dos s_j é dada por:

¹O termo pode ser entendido como um desvio de potências das altas frequências para as baixas frequências, estando relacionado com a taxa de amostragem.

$$s^2 = \frac{\sum(n_j - 1)s_j^2}{\sum n_j - M}. \quad (4.4)$$

A figura de mérito é então calculada como $\theta(f) = s^2/\sigma^2$ que é uma medida de quão ordenada a curva em fase se apresenta, considerando o esquema de agrupamentos de pontos ou binagem. Naturalmente que para termos picos positivos na presença de sinais periódicos, é mais conveniente expressar a figura de mérito como

$$P(f) = \frac{1}{\theta(f)}. \quad (4.5)$$

O terceiro método de busca de periodicidades considerado neste trabalho, também calcula a figura de mérito com base no diagrama de fases, é o método String Length (STR, DWORETSKY, 1983). Nesse método, a quantidade a ser minimizada é dada pela soma dos comprimentos de segmentos de reta unindo dois pontos sucessivos em fase (φ_{i-1}, m_{i-1}) e (φ_i, m_i) , sendo φ a fase e m a magnitude da medida em questão. A melhor figura de mérito é a que minimiza a quantidade:

$$Q = \sum_{i=2}^N [(m_i - m_{i-1})^2 + (\varphi_i - \varphi_{i-1})^2] + (m_1 - m_N)^2 + (\varphi_1 - \varphi_N)^2, \quad (4.6)$$

sendo que para cada frequência f , temos

$$P(f) = \frac{\sigma^2}{2Q}, \quad (4.7)$$

com σ^2 sendo a variância da curva de luz e N o número de observações. A Equação 4.6 pode ser interpretada como uma aplicação do teorema de Pitágoras aos pares de pontos sucessivos que definem Δx , Δy no diagrama de fases, onde o melhor período para a curva de luz vai ser aquele que possui o menor valor da soma de todos os segmentos de reta. A forma da Equação 4.7 é mais adequada para expressar a presença de sinais periódicos na forma de picos positivos na grade de frequências, sendo normalizada com relação à variância σ^2 da curva de luz. Como o método é sensível a sinais de forma não-senoidal, ele oferece um bom desempenho para o caso de binárias eclipsantes do tipo EA. O método STR pertence ao grupo M_P , uma vez que são utilizados pares de pontos vizinhos no diagrama de fases.

Embora existam outros métodos de busca de sinais periódicos em séries temporais, os três métodos mencionados acima foram escolhidos por possuírem figuras de mérito

baseadas em diferentes premissas e serem comumente usados na detecção de sinais astrofísicos. Vários trabalhos discutem a eficiência em encontrar sinais periódicos em séries temporais, como por exemplo [Schwarzenberg-Czerny \(1999\)](#), que estuda as propriedades estatísticas dos métodos e recomenda modelos baseados na suavização do diagrama de fases mais do que os métodos baseados em diagramas de fases binados. Existem abordagens alternativas ao problema da confiabilidade das ferramentas de detecção de sinais periódicos. Por exemplo, [Graham et al. \(2013\)](#) adotam uma abordagem empírica usando 11 métodos de detecção de sinais (os quais incluem LSG, PDM, e STR) para dados reais de 78 tipos de estrelas variáveis e concluem que algoritmos baseados em entropia (ou seja, na organização e simplicidade do diagrama de fases) têm o melhor desempenho, e que o desempenho depende também da forma da curva de luz considerada. No entanto, o espaçamento da grade de frequências ideal para cada tipo de sinal é um tema relativamente obscuro que nós abordaremos neste trabalho.

[Lopes et al. \(2018\)](#) derivam uma forma analítica para calcular a grade de frequências ou o número de frequência (N_f) necessárias para se buscar sinais periódicos dentro de uma série temporal com base no tipo de variação do sinal no diagrama de fases juntamente com outras características observacionais. N_f é escrito da seguinte forma:

$$N_f = \frac{(f_{max} - f_{min}) \times T_{tot}}{\delta_\phi}, \quad (4.8)$$

onde f_{max} e f_{min} são as frequências máxima e mínima de pesquisa, T_{tot} é o tempo total das observações e δ_ϕ é um parâmetro que mede as variações significativas no diagrama de fases.

A Equação 4.8 pode ser melhor compreendida através do estudo e interpretação de elementos da transformada discreta de Fourier (DFT). Considere uma série temporal com os pontos observados (x_k, y_k) tal que, $k = 1, \dots, N$ sejam medidas da quantidade $y = f(x)$ em um tempo x . A transformada de Fourier para os valores discretos y_k nos instantes x_k é usualmente escrita como:

$$F_j = \sum_{k=0}^N y_k e^{-2\pi i j k / N}, \quad j = 0, \dots, N - 1. \quad (4.9)$$

Para os dados igualmente espaçados tem-se $x_k = x_0 + (k - 1)\Delta x$ e uma amostra de N pontos (x, y) , onde Δx é intervalo de tempo entre os pontos.

Para uma função real no domínio do tempo x , F é complexa e tem paridade com respeito ao índice $j = N/2 - 1$. Sendo assim, é necessário apenas metade do número de pontos N para descrever a DFT da série amostrada (x, y) . Essa condição promove um importante vínculo entre o número de pontos na grade de frequências e o domínio em x , mais especificamente, no intervalo entre os pontos da grade de frequências, Δf . A frequência máxima associada à Equação 4.9 equivale a $f_{max} = 1/(2\Delta x)$ e o espaçamento natural da grade de frequências pode então ser escrito como:

$$\Delta f = \frac{f_{max}}{N/2} = \frac{\frac{1}{2\Delta x}}{N/2} = \frac{1}{N\Delta x} = \frac{1}{T_{tot}}, \quad (4.10)$$

e o número de frequências básico será:

$$N_f = \frac{f_{max}}{\Delta f} = f_{max}T_{tot}. \quad (4.11)$$

Note-se que esta é a fundamentação teórica para a Equação 4.8, uma vez que a escolha de f_{min} tem pouca relevância. O termo δ_ϕ (igual a 1 na Equação 4.11) representa qualquer sobre-amostragem que queiramos realizar com relação ao que seria a grade de frequências associada à uma série igualmente espaçada no tempo com separação Δx entre as medidas. Pelo teorema da amostragem², qualquer função contínua amostrada no tempo a intervalos de Δx pode ser recuperada univocamente em seus valores intermediários a partir de F , com precisão arbitrária, se $F = 0$ para todos $f > f_{max}$.

A série temporal observada é o produto de um sinal periódico supostamente no intervalo $[-\infty, +\infty]$ com uma função janela retangular que o limita o intervalo total de observação. Pelo teorema da convolução, a transformada de Fourier da série temporal será dada pela convolução da transformada da função (amostrada em funções Delta que também são convoluídas com o tempo de integração) com a transformada da função janela de observação (função sinc = $\sin(\pi x)/\pi x$). Essas convoluções têm o efeito de produzir para um sinal monocromático uma resposta no domínio das frequências que segue o padrão da função sinc, porém gradativamente atenuadas em amplitude para frequências mais altas. Dessa forma, uma janela de observação mais ampla leva a uma largura proporcionalmente menor do pico em amplitude da transformada de Fourier associada à presença de algum sinal periódico. Também quer dizer que se aumentarmos o tempo entre as medidas individuais, a

²Também chamado na literatura de teorema the Nyquist-Shannon

frequência f_{max} diminui e sinais com $f > f_{max}$ podem ser confundidos com sinais de baixa frequência, por conta da propriedade de replicação no espaço da transformada. Esta situação tem o nome técnico de *aliasing*, e a transformada de Fourier não pode recuperar os sinais originais, tal como mostrado em [Bracewell \(1965\)](#).

Para dados não-uniformemente espaçados, o limite estabelecido pela frequência de Nyquist (f_{max}) não é bem definido. Como o valor de f_{max} é importante para definir a grade de frequências, alguns trabalhos generalizam o caso de dados não-igualmente espaçados no tempo ao caso ideal, de dados igualmente espaçados. Alguns autores sugerem o uso de Δx como sendo o valor médio do intervalo entre as observações ([HORNE; BALIUNAS, 1986](#); [PRESS et al., 2007](#)), outros usam o valor mediano ([GRAHAM et al., 2013](#)) ou ainda o espaçamento mínimo entre amostras ([PERCY, 1986](#); [PRESS; RYBICKI, 1989](#); [HILDITCH, 2001](#)). Existem ainda expressões mais elaboradas, com por exemplo, a que considera p como o maior valor tal que cada x_i possa ser escrito como $x_i = x_0 + pn_i$, sendo n_i um número inteiro. A frequência de Nyquist para esse caso é $1/(2p)$ ([EYER; BARTHOLDI, 1999](#)). Todas essas definições de Δx são interpretados por [VanderPlas \(2018\)](#) como produzindo "pseudo-Nyquist frequencies", pois nenhuma delas permite reconstruir com precisão arbitrária o sinal original. Mesmo no caso igualmente espaçado, a reconstrução com precisão arbitrária depende do sinal original ser limitado em frequência. O que se pode dizer é que usar Δx como sendo a média é muito ruim, uma vez que separações muito grandes (*outliers* na distribuição de separações) afetam muito a estimativa. Igualmente, o valor mínimo das separações também não é a melhor opção, uma vez que mesmo levantamentos cuja cadência é tipicamente 1 d^{-1} podem ter medidas separadas de 10 minutos, ou menos. Na falta de outro critério mais objetivo, recomenda-se a utilização da separação mediana para Δx .

Uma frequência máxima tipicamente usada para analisar dados em astronomia é $f_{max} = 10 \text{ d}^{-1}$ ([DEBOSSCHER et al., 2007](#); [RICHARDS et al., 2012b](#); [DE MEDEIROS; et al., 2013](#)), no entanto, valores maiores também são utilizados ([SCHWARZENBERG-CZERNY, 1996](#); [DAMERDJI et al., 2007](#); [LOPES et al., 2015a](#)). Por exemplo, no levantamento OGLE, a cadência das observações é de uma a ~ 4 dias. Isto significaria que a frequência de Nyquist para sinais senoidais seria da ordem de $0,125 \text{ d}^{-1}$. No entanto, no trabalho de [Soszyński et al. \(2015\)](#) são encontrados objetos chamados *Ultra-Short-Period Binary Systems* cujo período é menor que 0,22 dias. A explicação para tal situação é que os sinais altamente não senoidais das binárias eclipsantes possuem uma assinatura facilmente reconhecível, que permite a exploração muito acima do regime indicado pelo f_{max} obtido da mediana das separações entre medidas

no tempo. Os autores, naquele caso, na tentativa de explorar o conteúdo harmônico de ordem mais alta naqueles sinais utilizaram $f_{max} = 24 d^{-1}$, com um intervalo na grade de frequências de $\Delta f = 0.00005 d^{-1}$.

Aumentar o valor da frequência máxima e diminuir o espaçamento na grade de frequências são uma prática recorrente na busca de sinais periódicos em dados não-igualmente espaçados. Mas isso levanta a questão sobre os limites dessa abordagem. No caso de binárias eclipsantes cobre-se uma gama de escalas de tempo de variabilidade, havendo períodos tão curtos quando dezenas de minutos em binárias AM CVn (DUFFY; et al., 2021) até centenas de dias em sistemas com grande separação entre as componentes. Como o limite de Nyquist não se aplica rigorosamente a dados não igualmente espaçados, na prática, a frequência máxima se torna algo próximo do inverso do tempo de integração das medidas (EYER; BARTHOLDI, 1999). Para o CRTS, o tempo de integração é tipicamente 30 segundos e a amostragem mediana é uma à cada ~ 24 minutos, o que significa que a supressão de altas frequências é pequena. Usar o valor da taxa de amostragem mediana para calcular f_{max} é razoável para detectar os sinais observados pelo CRTS, sendo a frequência máxima $f_{max} = 1/(2 \times \frac{24}{24 \times 60}) = 30 d^{-1}$.

Um outro ponto a ser discutido é o espaçamento na grade de frequências. Para dados igualmente espaçados, Δf se relaciona com f_{max} pela Equação 4.10. Mas para dados não igualmente espaçados, a escolha de Δf depende da escolha de Δx e do conhecimento do tipo de sinal que se está procurando, além do custo computacional, uma vez que uma grade de frequências fina gera grandes valores de N_f . De forma geral, existem três maneiras de se estabelecer uma estratégia para a exploração do conteúdo de frequências quando a amostragem é não-igualmente espaçada e os sinais são altamente não-senoidais: (i) expandir a grade de frequências além de f_{max} , (ii) utilizar uma grade de frequências mais fina do que o indicado pela Equação 4.11, e (iii) combinar (i) e (ii). Para o caso (ii) é possível usar simplesmente um fator multiplicativo para N_f , chamado na literatura de fator de sobre-amostragem (*oversampling* do inglês). Note-se porém, que mesmo para sinais igualmente espaçados no tempo, uma grade mais fina de frequências é mais adequada para a exploração de sinais como os de binárias eclipsantes, onde a amplitude do primeiro harmônico pode ser substancialmente maior que a amplitude da componente fundamental. Nessa situação, o caso (iii) seria o recomendado.

Tendo em mente essas considerações, podemos retornar à análise das variáveis que compõem a Equação 4.8. O limite f_{max} pode ser definido simplesmente como

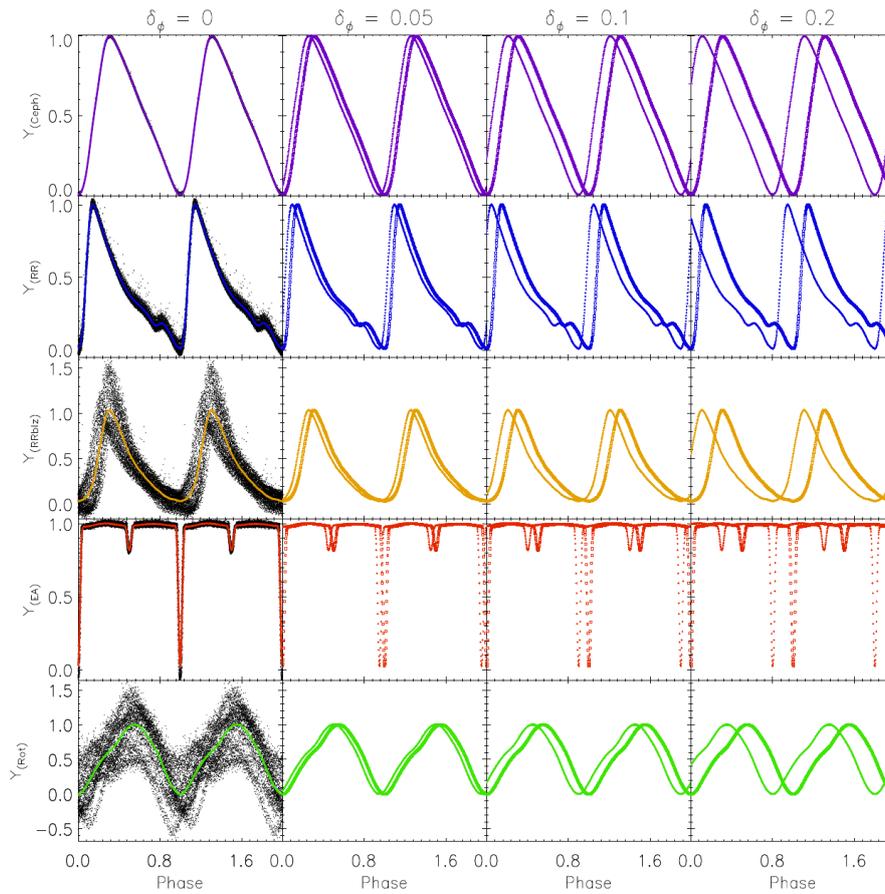
$1/(2\Delta x_{\text{mediano}}) = 30 \text{ d}^{-1}$, tal qual exemplificado anteriormente para os dados do CRTS. A frequência mínima é fixada em $f_{\text{min}} = 2/T_{\text{tot}}$, mesma definição encontrada na literatura para incluir pelo menos dois ciclos de um sinal de baixa frequência na série temporal, mas não é muito importante (LOPES et al., 2018). O termo δ_ϕ atende aos itens (ii) e (iii) do parágrafo anterior, correspondendo a um fator de sobre-amostragem $1/\delta_\phi$. Outros trabalhos na literatura usam expressões semelhantes às Equações 4.8 e 4.11 para calcular a grade de frequências (SCHWARZENBERG-CZERNY, 1996; DEBOSSCHER et al., 2007; RICHARDS et al., 2012a; VANDERPLAS; IVEZIC, 2015; VANDERPLAS, 2018). A Equação 4.8 associa empiricamente o fator de sobre-amostragem à forma da curva de luz, uma vez examinado o diagrama de fases de casos típicos.

A Figura 4.1 representa uma interpretação alternativa para δ_ϕ . A figura mostra diagramas de fases de cinco diferentes sinais periódicos de mesmo período e mesmo tempo total de observação. A primeira coluna mostra os dados originais (pontos pretos) como um modelo de curva de luz (linha cheia). As colunas subsequentes apresentam dois modelos para cada sinal, sendo um deles referente ao primeiro ciclo (de $t = 0$ até $t = 0 + 1/f_0$) indicado como quadrados, e o outro referente ao último ciclo observado ($t = T_{\text{tot}} - 1/f_0$ até $t = T_{\text{tot}}$), mostrado como cruces. A segunda, terceira e quarta coluna mostram os diagramas em fase usando $f_0 + \delta_\phi/T_{\text{tot}}$ para $\delta_\phi = [0.05, 0.1, 0.2]$ respectivamente. A região entre os quadrados e as cruces definem a maior variação do modelo no diagrama de fase. Todas as medidas realizadas devem ocupar essa região, já que estamos mostrando o primeiro e último ciclos observados. Note que, para $\delta_\phi = 0.2$, o sinal das EAs (em vermelho) é mais destorcido e não apresentam sobreposição dos eclipses.

A Figura 4.2 ilustra em mais detalhes o efeito da grade de frequências na busca por EAs, dado um intervalo de observações fixo. O painel superior mostra uma série temporal com uma janela de observação arbitrária T , onde o primeiro e o último eclipses observados estão destacados em cores. O painel central e o inferior mostram diagramas de fases usando o mesmo δ_ϕ para duas curvas de luz observadas na mesma janela de observação porém tendo larguras de eclipse distintas. Para o caso 1 (painel central) os eclipses no diagrama de fase ainda conseguem se sobrepor, enquanto que para o caso 2 (painel inferior) a sobreposição não é possível pois o eclipse é ~ 3 vezes mais estreito. Dessa forma, a detecção de EAs com eclipses mais estreitos é mais dependente do fator de sobre-amostragem, i.e., valores menores de δ_ϕ . Isso significa que o espaçamento na grade de frequência deve ser mais fino para identificar inequivocamente o período orbital das EAs. Outra forma de dizer,

é que a curva com eclipses mais estreitos necessita de componentes harmônicas de frequências mais altas para sua descrição. Além disso, outros fatores podem dificultar a detecção de periodicidades em curvas de luz com eclipses estreitos, como baixa relação sinal/ruído, poucos pontos na curva de luz, e poucos ciclos observados na série temporal.

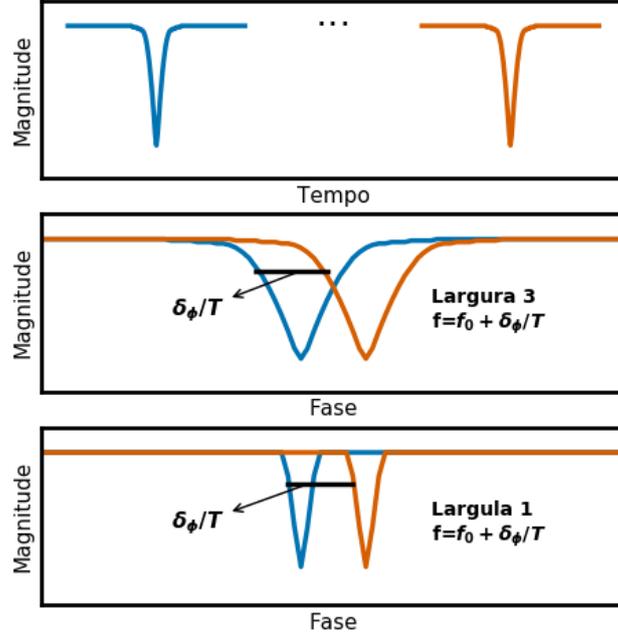
Figura 4.1 - Uma interpretação alternativa para o significado do termo δ_ϕ .



Na primeira coluna os pontos em preto são dados originais e as linhas sólidas são modelos. Nas colunas seguintes os painéis foram construídos a partir de modelos onde metade deles são configurados por quadrados ($t < t_0 + 1/f_0$) e a outra metade são cruze ($t > T_{tot} - 1/f_0$). A frequência utilizada na construção dos diagramas de fases foi $f_0 + \delta_\phi/T_{tot}$, onde δ_ϕ é indicado no topo de cada coluna e f_0 é a frequência do sinal. De cima para baixo: uma Cefeida (Ceph) em roxo, RR Lyrae (RR) em azul, RR Lyrae com efeito Blazhko (RRblz) em amarelo, EA em vermelho e em verde uma variável rotacional.

Fonte: Lopes et al. (2018).

Figura 4.2 - Influência de δ_ϕ para curvas de luz de diferentes morfologias.



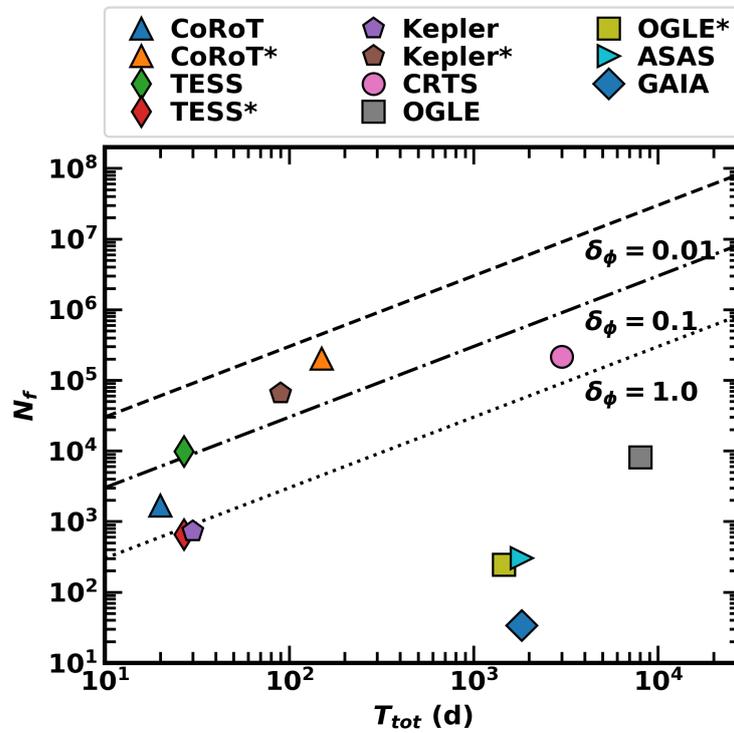
O painel superior ilustra uma série temporal observada em determinada janela de tempo fixa com o primeiro eclipse em azul e o último em laranja. O painel do meio mostra o diagrama de fases para uma curva de luz com eclipse de largura unitária com uma fase deslocada de δ_ϕ . O painel inferior tem o mesmo deslocamento em fase para uma curva de luz com eclipses 3 vezes mais estreitos. Ao contrário do painel do meio, o painel inferior não mostra nenhuma sobreposição dos eclipses no diagrama de fases. O caso em que f_0 caísse exatamente entre dois pontos da grade de frequências poderia ter o sinal não detectado.

Fonte: Produção do autor.

A Figura 4.3 mostra a relação entre o número de frequências na grade amostral em relação ao tempo de observação total para alguns levantamentos fotométricos. A frequência máxima é escrita como $1/(2\Delta x)$, sendo Δx a cadência mediana das observações. A linha pontilhada refere-se a $\delta_\phi = 1,0$ de acordo com a Equação 4.8 e $(f_{max} - f_{min}) = 30d^{-1}$, consistente com a cadência do CRTS para as EAs ($\Delta x \sim 24 min$ e $T_{tot} \sim 3000 d$). Outros fatores de sobre-amostragem também estão graficados, com $1/\delta_\phi$ de 10 e 100. Nessa figura é possível comparar o fator de sobre-amostragem típico dos principais levantamentos astronômicos com dados fotométricos. Os levantamentos Kepler, CoRoT e TESS possuem valores relativamente pequenos de T_{tot} mas usam fatores de sobre-amostragem maiores do que 10

($\delta_\phi = 0.1$), sempre tendo em mente $(f_{max} - f_{min}) = 30d^{-1}$. Outros levantamentos têm uma cadência menor, o que significa que o número de frequências na grade básica assume um valor menor, como é o caso do OGLE, *Gaia* e ASAS. O valor típico do número de frequências usado para os dados do CRTS é da ordem de $\sim 10^5$, sendo que esse valor pode ser expandido como foi discutido anteriormente. Neste trabalho o valor usado corresponde a $\delta_\phi = 0,01$ com $\sim 10^7$ frequências como será discutido novamente no Capítulo 5.

Figura 4.3 - Número de frequências (N_f) versus tempo de observação total (T_{tot}) para alguns levantamentos astronômicos com dados fotométricos.



O número de frequências (N_f) é baseado em $1/(2\Delta x)$, onde Δx é o intervalo mediano entre as observações. A linha tracejada indica uma amostragem desejável de $f_{max} = 30 d^{-1}$, com δ_ϕ de acordo com a Equação 4.8. As linhas ponto-tracejada e pontilhada correspondem a fatores de sobre-amostragem de 10 e 1, ou δ_ϕ de 0,1 e 1 respectivamente. O símbolo * marca diferentes combinações de cadências e tempo total de observação.

Fonte: Carmo et al. (2020).

A detecção da variabilidade orbital em 4 sistemas binários do tipo EA_{up} reportada em [Lopes et al. \(2018\)](#) é um exemplo de proveitos da utilização da sistemática de sobre-amostragem. Pode-se ver que é benéfico o uso de uma grade de frequências aumentada (em termos de limite e de resolução) para a busca de sinais periódicos em estrelas do tipo EA com períodos ainda não determinados. Aquele estudo é ampliado na presente tese para toda a amostra das EA_{up} catalogadas por [Drake et al. \(2014\)](#) (para maior detalhes ver Capítulo 3). De fato, [Drake et al. \(2014\)](#) usou a grade de frequências natural correspondente a $\delta_\phi = 1$ de acordo com a Equação 4.8. Dessa forma, como discutimos acima, um certo número de EAs pode ter sido perdido em tal busca.

Por fim, dado que a curva de luz de sistemas do tipo EA tem um forte primeiro harmônico (pela presença de eclipses primário e secundário) os métodos de busca de sinais periódicos (especialmente DFT e congêneres) geralmente encontram valores que são a metade do período correto (aquele que facilmente identificamos ao inspecionar o diagrama de fases). Esse problema é conhecido e discutido na literatura ([RICHARDS et al., 2012a](#); [DRAKE et al., 2014](#)). Considerando esse problema, em todos os casos a curva de luz em fase foi inspecionada visualmente e o melhor período para cada curva de luz foi determinado.

4.1.1 Testes da metodologia de busca de sinais periódicos em EAs

A amostra de binárias eclipsantes do CTRS, com os períodos revisados de [Papageorgiou et al. \(2018\)](#) contendo 3456 sistemas binários separados (ver Capítulo 3), foi utilizada para estimar a eficiência da metodologia de busca destes sinais particulares. O teste foi aplicado nessa amostra seguindo a descrição da Seção 4.1. Para os três métodos de busca de sinais periódicos (LSG, STR, PDM) usamos $\delta_\phi = 0,01$ que corresponde em média a $N_f = 8 \times 10^6$ de acordo com a Equação 4.8.

O pico de maior proeminência encontrado no teste tem período chamado de período estimado P_{est} e o período de referência é o valor de catálogo escrito como P_{ref} . Os períodos estimados no teste são separados em Acertos, Múltiplos, ou Perdidos, de acordo com o seguinte critério:

- Acerto se $|P_{ref} - P_{est}| < \epsilon \cdot P_{ref}$;
- Múltiplo se $P_{est} > P_{ref}$ e $|P_{est}/P_{ref} - \lfloor P_{est}/P_{ref} \rfloor| < \epsilon$, ou se $P_{est} < P_{ref}$ e $|P_{ref}/P_{est} - \lfloor P_{ref}/P_{est} \rfloor| < \epsilon$;

- Perdidos representam qualquer condição diferente das duas anteriores.

Aqui $\lfloor x \rfloor$ é equivalente ao maior número inteiro menor ou igual a x , e o valor do erro é $\epsilon = 0,01$ (1% do período). A taxa de acertos para cada método é apresentada na Tabela 4.1.

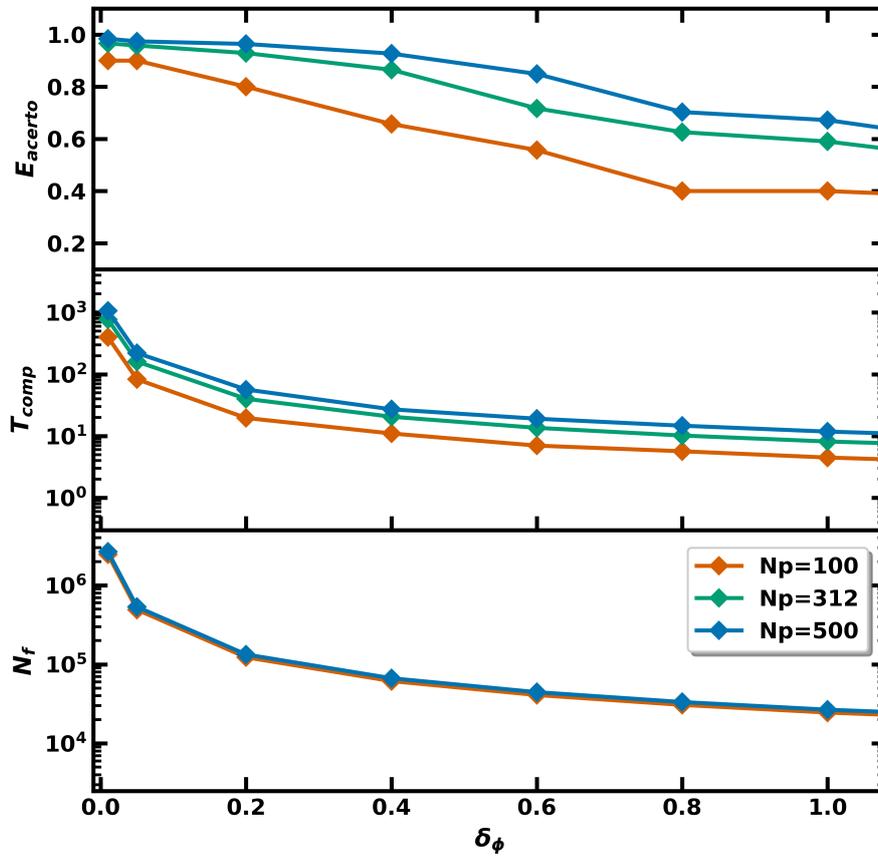
Tabela 4.1 - Desempenho da estimativa de período para os métodos LSG, PDM e STR. Acertos são considerados quando a diferença relativa entre o período identificado e o catalogado é menor que 1%. Múltiplos são casos em que o período encontrado resulta da multiplicação ou divisão por números inteiros, incluindo combinações como 2/3, etc. A amostra usada contém 3456 curvas de luz sistemas binários do tipo separado fornecidas por Papageorgiou et al. (2018).

Método	Acertos (%)	Múltiplos (%)	Perdidos (%)
LSG	2	84	14
PDM	11	82	7
STR	50	33	17

O método LSG tem acerto direto para $\sim 2\%$ dos casos. Esse resultado muito pobre não é surpreendente, visto que as curvas de luz das EAs são altamente não-senoidais. Métodos como o PDM desempenham melhor em relação ao LSG acertando 11% dos casos. Esse valor também não é expressivo face ao desempenho obtido em situações mais gerais na literatura, mas deve-se levar em conta que aqui temos uma amostra com pequeno número de pontos e possíveis lacunas nos diagramas de fase. O método que mais acertou diretamente os períodos quando comparado com os de catálogo foi o STR com 50%. Se somarmos o acerto com a detecção de múltiplos para o método STR temos uma taxa de acerto de $E_{acerto}=83\%$. A contagem de sucessos nesta forma é ainda melhor para PDM e LSG com $E_{acerto}=93\%$ e $E_{acerto}=86\%$, respectivamente. Os três métodos combinados permitiram recuperar 98% dos períodos do catálogo.

Um segundo teste foi realizado com a finalidade de se obter o tempo médio gasto na busca de sinais periódicos considerando um determinado δ_ϕ de acordo com a Equação 4.8. O tempo total para a busca em uma curva de luz considera a execução dos três métodos: LSG, PDM e STR, tendo sido realizado em uma máquina comum do tipo core i5 com 8Gb de memória RAM. A Figura 4.4 mostra em mais detalhes a relação de δ_ϕ com o número de frequências (N_f), tempo de execução (T_{comp}) e a taxa de acerto (E_{acerto}). O intervalo total T_{tot} é fixo. Os principais resultados estão resumidos abaixo:

Figura 4.4 - Teste envolvendo δ_ϕ , N_f , tempo computacional e taxa de acertos para sinais de EAs.



O número de frequências (N_f), tempo computacional em segundos (T_{comp}) e taxa de acerto (E_{acerto}) em função de δ_ϕ para uma amostra teste de EAs. As cores indicam diferentes números de pontos (N_p) na curva de luz.

Fonte: Produção do autor.

- Uma curva com 312 observações tem valores de T_{comp} de 8,2 segundos e 12,8 minutos para $\delta_\phi = 1$ ($N_f = 2,7 \times 10^4$) e $\delta_\phi = 0,01$ ($N_f = 2,7 \times 10^6$), respectivamente.
- Considerando $N_p = 312$ pontos na curva de luz, E_{acerto} foi de $\sim 58\%$ para $\delta_\phi = 1$ e 98% para $\delta_\phi = 0,01$.
- Em termos de T_{comp} , conjuntos de dados com 500 pontos são, em média, 29% mais lentos que conjuntos com 312 pontos e 63% mais lentos que para 100 pontos.

- As fontes no catálogo que apresentam resultados discrepantes dos nossos representam $\sim 2\%$ do total e foram inspecionadas visualmente. Nesses casos os períodos encontrados por Papageorgiou et al. (2018) são melhores que os encontrados por nós, porém utilizam dados adicionais. Ainda assim, nos casos de CSS J225621.0-185358 e CSS J161910.1-144628, os nossos valores de 3,58132 d e de 0,497986 d, respectivamente, são mais adequados. Deve-se lembrar, no entanto, que os dados para esses dois objetos são de baixa qualidade (em termos de relação sinal/ruído e número de observações).

O teste mostra que o tempo de execução acima de centenas de segundos pode tornar inviável buscas em grande escala. Dessa forma, a identificação prévia de candidatas a EAs é importante antes de uma busca em bases massivas de dados. No Capítulo 5 essa questão será abordada novamente com indicações e perspectivas para sua solução.

4.2 Critérios de identificação de sistemas binários de baixa massa

Os parâmetros mais acessíveis e mais comumente utilizados para a seleção de estrelas de baixa massa envolvem índices de cor fotométricos. As regras de seleção são baseadas em Hartman et al. (2011), Lépine e Gaidos (2011), Zhong et al. (2015) e correspondem ao mesmo critério usado por Papageorgiou et al. (2018). As magnitudes no infravermelho foram obtidas do catálogo 2MASS (CUTRI; et al., 2003) e a magnitude V é resultado da transformação da magnitude V do CRTS para o sistema Johnson.

A seleção é baseada nos seguintes índices de cor:

- $V - K_S > 3,0$ mag,
- $0,35 < J - H < 0,8$ mag,
- $H - K_S \leq 0,45$ mag.

Embora a princípio o uso de cores fotométricas na seleção de estrelas de baixa massa possa incluir estrelas gigantes ou estrelas quentes avermelhadas pela extinção interestelar, as faixas de índices de cor usadas neste trabalho visam minimizar essa contaminação (HARTMAN et al., 2011; LÉPINE; GAIDOS, 2011; ZHONG et al., 2015).

A restrição de cor $V - K_S$ corresponde a estrelas de tipo espectral mais tardio que K6 (BESSELL; BRETT, 1988). Estrelas do tipo sub-anãs têm valores de $V - K_S$ mais azuis e devem ficar fora da seleção para o valor escolhido acima. As magnitudes H e K_S de estrelas do tipo M tendem a ter um menor fluxo por conta de bandas de água intrínsecas³, e isso faz com que o índice de cor $H - K_S$ pareça mais azul do que em gigantes (HARTMAN et al., 2011). Além disso, para as anãs do tipo M o índice de cor $J - H$ deve ser menor que 0,7 enquanto que as gigantes mostram geralmente valores maiores (mais avermelhados).

A transformação das magnitudes observadas V_{CSS} para V de Johnson é feita conforme Drake et al. (2013), usando a seguinte expressão:

$$V = V_{CSS} + 0,31 \times (B - V)^2 + 0,04, \quad (4.12)$$

onde o sub-escrito CSS faz referência ao *Catalina Schmidt Survey* (ver Capítulo 3) e os valores de índice de cor $(B - V)$ usados na Equação 4.12 têm origem no catálogo APASS (HENDEN et al., 2016). Para objetos sem valores de $(B - V)$ no APASS, uma transformação de cores 2MASS para o sistema Johnson-Cousins é usada (equação 16 de BILIR et al., 2008).

A obtenção e manipulação dos dados da literatura foi realizada por meio de códigos computacionais desenvolvidos na linguagem Python com o suporte de suas livrarias. O pacote Astropy⁴ contém o módulo *astroquery* (PALETOU; ZOLOTUKHIN, 2014) que permite importar dados do Vizier⁵ – a biblioteca mais completa de catálogos astronômicos publicados, onde os catálogos são armazenados no CDS (Centro de dados astronômicos de Estrasburgo, ou do inglês *Strasbourg astronomical Data Center*).

As informações de movimento próprio podem ser combinadas com índices de cor e magnitudes absolutas a fim de descontar contaminações por estrelas gigantes na seleção de candidatas a objetos de baixa massa (LÉPINE; GAIDOS, 2011; HARTMAN et al., 2011; ZHONG et al., 2015). Isso reduz o número de estrelas a serem examinadas na amostra. Estrelas do tipo M, mesmo para dados não corrigidos de avermelhamento, apresentam regiões bem definidas em diagramas como $J - H$ versus $H - K_S$

³As anãs do tipo M emitem a maior parte de sua radiação na região do infravermelho próximo, onde o vapor de água é uma importante fonte de opacidade em suas atmosferas (JONES et al., 1995)

⁴<http://www.astropy.org>

⁵<https://vizier.u-strasbg.fr/>

onde uma distância limite é considerada, como por exemplo, < 100 pc em [Lépine e Gaidos \(2011\)](#). Por um lado, esse critério eliminaria a possibilidade de um objeto muito distante e avermelhado ser selecionado, por outro, também descartaria algumas estrelas tardias de interesse que estão mais distantes. Neste trabalho não há seleção por movimento próprio sendo que os índices de cor usados foram corrigidos do avermelhamento interestelar com base nas distâncias fornecidas por [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#) que têm como base distâncias do Gaia DR2.

O valor do avermelhamento A_V é calculado usando os valores de $E(B-V)$ fornecidos por [Green et al. \(2018\)](#) e razão de extinção total/seletiva $R_V = 3,1$. O pacote *dustmaps*⁶ ([GREEN et al., 2015](#)) nos permite usar o melhor ajuste (densidade de probabilidade máxima) correspondente à cada distância. Para as bandas J , H e K_S , a extinção interestelar foi calculada usando o pacote *mw dust*⁷ ([BOVY et al., 2016](#)), que suporta a combinação dos seguintes catálogos: [Drimmel et al. \(2003\)](#), [Marshall et al. \(2006\)](#) e [Green et al. \(2015\)](#).

A informação de distância usada para cada sistema binário foi obtida de [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#), que fornecem valores precisos para as 1,33 bilhões de fontes presentes no Gaia DR2. As distâncias são obtidas considerando um modelo tridimensional da Galáxia, com base no próprio Gaia DR2, de forma a se obter valores que variam de maneira mais suave e realista em função do sistema de coordenadas galácticas. O Gaia DR3 fornece uma lista atualizada de fontes e conta com uma melhoria significativa tanto da precisão e exatidão astrométrica quanto na fotometria ([COLLABORATION et al., 2021](#)). Esses dados só estarão completamente disponíveis em 2022, e por isso não foram utilizados neste trabalho.

As cores Gaia também foram calculadas com a intenção de se construir diagramas de cor comparativos com outras amostras de EAs. Os valores de extinção A_G e $E(G_{BP} - G_{RP})$ são obtidos diretamente do catálogo. Entretanto, alguns dos objetos estudados neste trabalho apresentam magnitudes Gaia mas não apresentam estimativas de A_G e $E(G_{BP} - G_{RP})$. Para esses casos é usada uma correção com base em $A_V = 3,1 E(B - V)$ (Equação 1, [GAIA COLLABORATION et al., 2018a](#)), que equivale a $E(G_{BP} - G_{RP}) \propto E(B - V)$, sendo esta última informação obtida do catálogo APASS.

⁶<https://doi.org/10.21105/joss.00695>

⁷<https://github.com/jobovy/mwdust>

4.3 Modelagens de curvas de luz de sistemas binários

Feita a seleção de candidatos a sistemas binários de baixa massa de acordo com a descrição anterior, o passo subsequente é o ajuste das curvas de luz para se obter parâmetros individuais das componentes. O ajuste das curvas de luz é feito usando o código WD versão 2004 (WILSON; DEVINNEY, 1971) otimizado com o método de Markov Chain Monte Carlo (MCMC, METROPOLIS et al., 1953). O código WD é amplamente usado na astronomia para a análise de dados de binárias eclipsantes. Ele gera curvas de luz sintéticas tendo como entrada parâmetros individuais das estrelas e do sistema. O método de Markov Chain Monte Carlo (MCMC, METROPOLIS et al., 1953) explora o espaço de parâmetros fornecendo um valor modal e uma distribuição de parâmetros *a posteriori*. A procura da solução ótima usando MCMC e o código WD foi escrita pelo Dr. Francisco José Jablonski no ambiente `c1` do IRAF⁸.

As barras de erro das curvas de luz devem passar por uma correção antes do ajuste. Esse procedimento é requerido porque as incertezas fotométricas nos dados originais do CSS foram determinadas considerando uma relação empírica entre o fluxo da fonte e a dispersão fotométrica observada. Entretanto essa incerteza fotométrica se mostra superestimada quando comparada com estrelas padrões em Landolt (2007), Landolt (2009), principalmente para objetos azuis. Sendo assim, as barras de erros devem ser corrigidas e devem possuir valores menores em módulo em comparação com o valor de catálogo. Graham et al. (2017) apresentam na Figura 1 de seu trabalho um fator corretivo para compensar esse problema. Papageorgiou et al. (2018) reproduzem o resultado de Graham et al. (2017) como um ajuste analítico. A expressão de Papageorgiou et al. (2018) foi usada neste trabalho para corrigir as barras de erro do conjunto de objetos selecionados. Ela é escrita como:

$$f_{corr} = a \left[1 + \frac{(V - b)^2}{c^2 d} \right]^{-\frac{d}{2} + \frac{1}{2}}. \quad (4.13)$$

As constantes do modelo assumem os valores $a = 1,350$, $b = 19,491$, $c = 3,006$ e $d = 0,275$ se $14.0 < V_{CSS} < 19.5$ mag. Por outro lado, para $V_{CSS} < 14.0$ e $V_{CSS} > 19.50$ mags um valor fixo é assumido de $f_{corr} = 0,26$ e $f_{corr} = 1,35$, respectivamente.

Corrigidas as incertezas nos dados, um primeiro ajuste é realizado onde quatro parâmetros são deixados livres: temperatura da secundária (T_2), potenciais de Kopal

⁸<http://iraf.noao.edu/>

modificados (Ω_1, Ω_2) e inclinação orbital (i). A temperatura da primária, T_1 , foi assumida como correspondendo ao valor de T_{eff} fornecido no *Gaia* DR2. Caso não exista valor para T_{eff} , a temperatura T_1 é definida com base na magnitude absoluta *Gaia* (combinada para as duas estrelas) e a relação de profundidade de eclipses, conforme explicado abaixo. A razão de massas e excentricidade foram fixadas nesse primeiro momento, de modo que $q = 1$ e $e = 0$.

Para restringir o intervalo de parâmetros no ajuste do modelo, usamos a magnitude total do sistema como uma restrição adicional. A magnitude aparente total prevista fora dos eclipses é estimada levando em consideração a extinção interestelar e a distância. A distância adotada foi a fornecida por Bailer-Jones et al. (2018) com as revisões de GAIA COLLABORATION et al. (2018a) e o avermelhamento de Green et al. (2018). Valores iniciais para a razão de luminosidades foram obtidos através de um simples ajuste de Gaussianas aos eclipses, utilizando código LMfit-py⁹ (NEWVILLE et al., 2016), que usa uma rotina de mínimos quadrados para otimização. O modelo usado conta com duas gaussianas, uma para o eclipse primário e outra para o secundário mais um termo constante. Considera-se que a proporção das profundidades dos eclipses é proporcional à proporção das luminosidades individuais: $\Delta I_1/\Delta I_2 \propto L_1/L_2$. Com essas informações, o tipo espectral de cada componente é estimado uma vez aplicadas as correções bolométricas dependentes da temperatura, a partir de estrelas padrão na sequência principal do catálogo de Pecaut e Mamajek (2013). Isso fornece um ponto de partida para encontrar uma solução com o código WD e ajuda a definir o intervalo de busca para cada parâmetro. A proporção das profundidades dos eclipses também é usada por outros autores para estimar temperaturas, como por exemplo em Armstrong et al. (2014).

Outros parâmetros necessários para o ajuste da curva de luz no código WD foram fixados de acordo com as premissas a seguir. Os albedos foram assumidos como $A_1 = A_2 = 0,5$, os coeficientes de escurecimento de gravidade foram adotados como $g_1 = g_2 = 0,32$ considerando estrelas com envelopes convectivos de acordo com Lucy (1967), e o escurecimento de bordo foi definido com lei linear. O parâmetro da terceira luz foi definido como $l_3 = 0$. O código WD é executado no modo 2, adequado para sistemas separados (EA). A convergência de parâmetros ocorre em ~ 50000 iterações do procedimento MCMC.

Como descrito acima, a temperatura da primária é definida como sendo o valor vindo do levantamento *Gaia* e a temperatura da secundária é deixada como parâ-

⁹<http://doi.org/10.5281/zenodo.11813>

metro livre. A princípio isso pode parecer incorreto, visto que a temperatura efetiva registrada pelo *Gaia* corresponde ao sistema binário como um todo e não apenas à temperatura da estrela primária. Entretanto o que é de interesse nesse primeiro ajuste são a razão de temperaturas e a razão de raios. A razão desses parâmetros obtida do ajuste da curva de luz é muito confiável, porém existe uma grande degenerescência na determinação dos valores absolutos de cada componente.

Nessa situação, previsão de o que seriam os espectros individuais não é possível. Mesmo se uma SED fotométrica estivesse disponível, o erro associado à temperatura efetiva é grande. A temperatura efetiva fornecida pelo *Gaia* conta com uma acurácia de 324 K para as fontes mais brilhantes que $G = 17$ mag com temperaturas na faixa $T_{eff} = 3000 - 10000$ K (ANDRAE; et al., 2018). Outro problema a ser levado em conta é o desconhecimento a respeito de qual era a fase da binária durante a observação espectroscópica do *Gaia*.

Uma maneira de contornar o problema da combinação de SEDs/luminosidades é uma abordagem que envolve três quantidades: T_{eff} observada para o sistema binário, razões de parâmetros obtidas do ajuste das curvas de luz e razão de temperaturas baseada em modelos teóricos (COUGHLIN et al., 2011). Admitindo que as estrelas emitem como corpos negros e que cada uma delas contribui para a temperatura efetiva (T_{eff}) na mesma proporção que suas luminosidades (L_1 e L_2), é possível escrever:

$$\begin{aligned} T_{eff} &= \frac{L_1 T_1 + L_2 T_2}{L_1 + L_2}, \\ T_{eff} &= \frac{(L_1/L_2) T_1 + T_2}{L_1/L_2 + 1}, \\ T_{eff} &= \frac{L_r T_1 + T_2}{L_r + 1}. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Temos T_1 e T_2 como as temperaturas individuais e $L_r = L_1/L_2$ é a razão de luminosidades. L_r pode ainda ser reescrita de forma que:

$$\begin{aligned} L_r &= \frac{L_1}{L_2} = \frac{4\pi\sigma r_1^2 T_1^4}{4\pi\sigma r_2^2 T_2^4}, \\ L_r &= \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^4, \end{aligned} \quad (4.15)$$

onde $r_1 = R_1/a$ e $r_2 = R_2/a$, com a sendo o semi-eixo maior e R_1 e R_2 sendo os raios das estrelas.

A Equação 4.14 contém duas quantidades observadas que são T_{eff} e L_r e duas incógnitas que são T_1 e T_2 . O valor de T_{eff} vem diretamente de medidas *Gaia* e L_r da Equação 4.15 pode ser calculada dos parâmetros vindos do ajuste da curva de luz. Deve haver então um valor de $L_{r(teórico)}$ que seja igual ao valor L_r observado e satisfaça a Equação 4.14.

Na prática, o cálculo das temperaturas ocorre conforme a descrição a seguir. É gerada uma grade de valores $L_{r(teórico)}$ usando $T_{1(teórico)}$ e $T_{2(teórico)}$ baseados em Baraffe et al. (1998) para massa de $0.075M_{\odot} < M < 1M_{\odot}$, idade e metalicidade correspondentes a 5 bilhões de anos e $[M/H] = 0$, respectivamente. A última escolha (idade e metalicidade) nos modelos teóricos é feita tentando-se usar uma idade compatível com a de estrelas evoluídas e metalicidade solar (COUGHLIN et al., 2011; GARRIDO et al., 2019). A grade utilizada para as temperaturas tem 10^5 valores entre 1500-5900K, produzindo valores de $(L_{r(teórico)} - L_r)/L_{r(teórico)}$ geralmente muito pequenos ($< 0.01\%$).

Obtidos os valores teóricos de temperatura, massa e raio (e as respectivas faixas de incerteza) para cada componente do sistema binário, um segundo ajuste da curva é realizado usando o código WD. Nessa etapa, os parâmetros inclinação orbital e potenciais reduzidos são refinados. Tanto no ajuste 1 da aplicação do código WD quanto no ajuste 2, espera-se que os valores de r_1/r_2 e T_1/T_2 sejam relativamente próximos e consistentes.

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo são apresentados os resultados da análise da amostra EA_{up} do CRTS (dados descritos no Capítulo 3). A primeira Seção é referente à busca de períodos conforme o procedimento descrito na Seção 4.1. Seguem-se os resultados do procedimento apresentado na Seção 4.2, onde a amostra de sistemas binários com estrelas de baixa massa é examinada com os métodos de busca de sinais periódicos. A caracterização das componentes dos sistemas binários de baixa massa e interpretação dos resultados no contexto de inflação de raios ocorrem em uma terceira etapa, seguindo o que foi mostrado na Seção 4.3. Os resultados apresentados foram publicados em Carmo et al. (2020) pela autora desta tese e colaboradores.

5.1 Busca de sinais periódicos

Como apresentado na Seção 4.1, a busca de sinais periódicos na amostra EA_{up} do CRTS (Capítulo 3) consiste do uso de três diferentes métodos (LSG, PDM, e STR) com uma grade de frequências aumentada (em termos de resolução e f_{max}) com relação à grade de frequências natural. Os valores utilizados na Equação 4.8 foram de $(f_{max} - f_{min}) = 30d^{-1}$ e $\delta_\phi = 0,01$ (que equivale a uma sobre-amostragem de um fator 100), produzindo uma grade de $N_f = 8 \times 10^6$ frequências. Os períodos encontrados pelos três métodos e seus harmônicos e sub-harmônicos foram inspecionados visualmente. O STR teve o melhor desempenho e encontrou período para 42% das EA_{up} . O PDM foi capaz de encontrar período para 24% da amostra e o LSG 6%. Alguns sistemas tiveram períodos encontrados por mais de um método. Um exemplo são as 5 binárias que tiveram períodos encontrados pelo LSG, que foram igualmente encontrados pelo STR ou PDM. Como resultado final, o período para 56% dos objetos da classe EA_{up} foi determinado, o que corresponde a 87 fontes. A amostra com o período determinado é agora chamada de iEA, onde a letra “i” refere-se a *identificadas*. Parte dos valores de períodos encontrados são apresentados na Tabela 5.1. A tabela completa pode ser encontrada no Apêndice A como Tabela A.1.

A Figura 5.1 mostra quatro exemplos de iEAs com seus respectivos diagramas de fase e periodogramas referentes aos métodos LSG, PDM e STR. Na figura, os periodogramas são centrados nos períodos P e $P/2$, com duas grades de frequências diferentes. Ao comparar os periodogramas produzidos com uma grade fina (linha preta) com os de uma grade mais grosseira (cruzes azuis) é possível perceber a importância da definição da grade. Uma grade de frequências grosseira pode produzir picos fracos na figura de mérito devido ao fato de que esses máximos não coincidem

com a grade amostral (ver faixa amarela em destaque na Figura 5.1). Uma grade fina de frequências fornece uma melhor estimativa dos máximos no periodograma, uma vez que frequências muito próximas da frequência correta são examinadas.

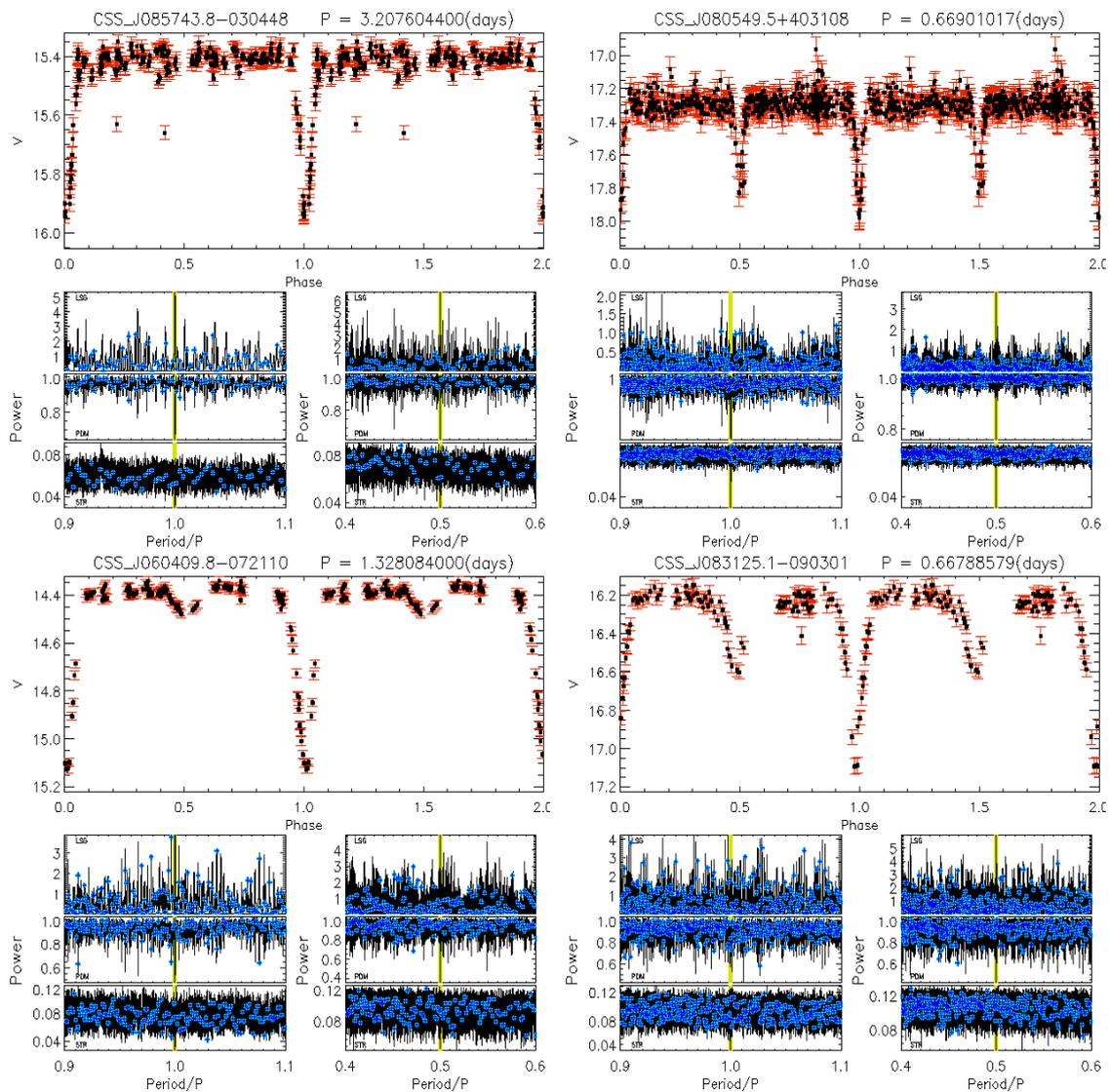
Tabela 5.1 - Tabela parcial com períodos encontrados na amostra de EA_{up} . O $V_{(CSS)}$ é a magnitude e N_{obs} é número de observações. A época T_0 e o período P são apresentados com suas respectivas incertezas. A tabela completa está no Apêndice A como Tabela A.1.

Nome	ID	$V_{CSS}(\text{mag})$	$T_0(\text{d})$	$P(\text{d})$	N_{obs}
CSS J041810.3-024627	1001023001367	15,16	54506,1550(20)	1,2694880(52)	252
CSS J045516.1-004733	1001027059794	15,19	54383,4670(50)	3,745050(45)	246
CSS J081331.4-013918	1001044045564	14,17	53753,3110(70)	3,168950(35)	145
CSS J101000.7-010213	1001055041139	14,51	53860,1660(10)	1,836059(16)	276
CSS J045308.6-032953	1004027058266	12,38	55893,369(10)	1,822800(12)	200
CSS J060321.6-040517	1004033064604	16,03	54555,1320(10)	1,3358600(72)	111
CSS J085743.8-030448	1004048073006	15,44	55946,332(10)	3,207600(39)	222
CSS J163922.3-031006	1004089097007	14,17	54227,4018(30)	1,974600(14)	235
CSS J060409.8-072110	1007033044347	14,48	55145,4850(10)	1,3280900(66)	107
CSS J083118.6-081856	1007046006121	14,86	54863,2686(10)	0,6063250(78)	129

Ainda na Figura 5.1, são mostrados dois exemplos de curvas de luz comuns em EAs: as que têm o eclipses primário bem profundo com o secundário raso ou praticamente imperceptível; e as que têm eclipses primários e secundários distinguíveis (pela diferença de profundidade ou formato). É possível perceber que as curvas de luz com eclipses primários e secundários distinguíveis (segunda coluna) evidenciam melhor o pico em período $P/2$ do que em período P . Como mencionado na Seção 4.1 esse é um problema frequentemente abordado na literatura e tem origem no fato de que o 1° harmônico na curva de luz de tais sistemas é pronunciado, correspondendo a dois eclipses por ciclo.

A partir dos histogramas mostrados na Figura 5.2 é possível analisar as características das iEAs em relação às EAs previamente identificadas por Drake et al. (2014). Os histogramas de (a) a (e) comparam janela de observação, número de observações, magnitude V_{CSS} , amplitude do eclipse primário e período. O painel (f) adiciona na comparação de períodos EAs dos catálogos AAVSO (WATSON et al., 2006) e ASAS (RICHARDS et al., 2012a). Os principais resultados dessa comparação são:

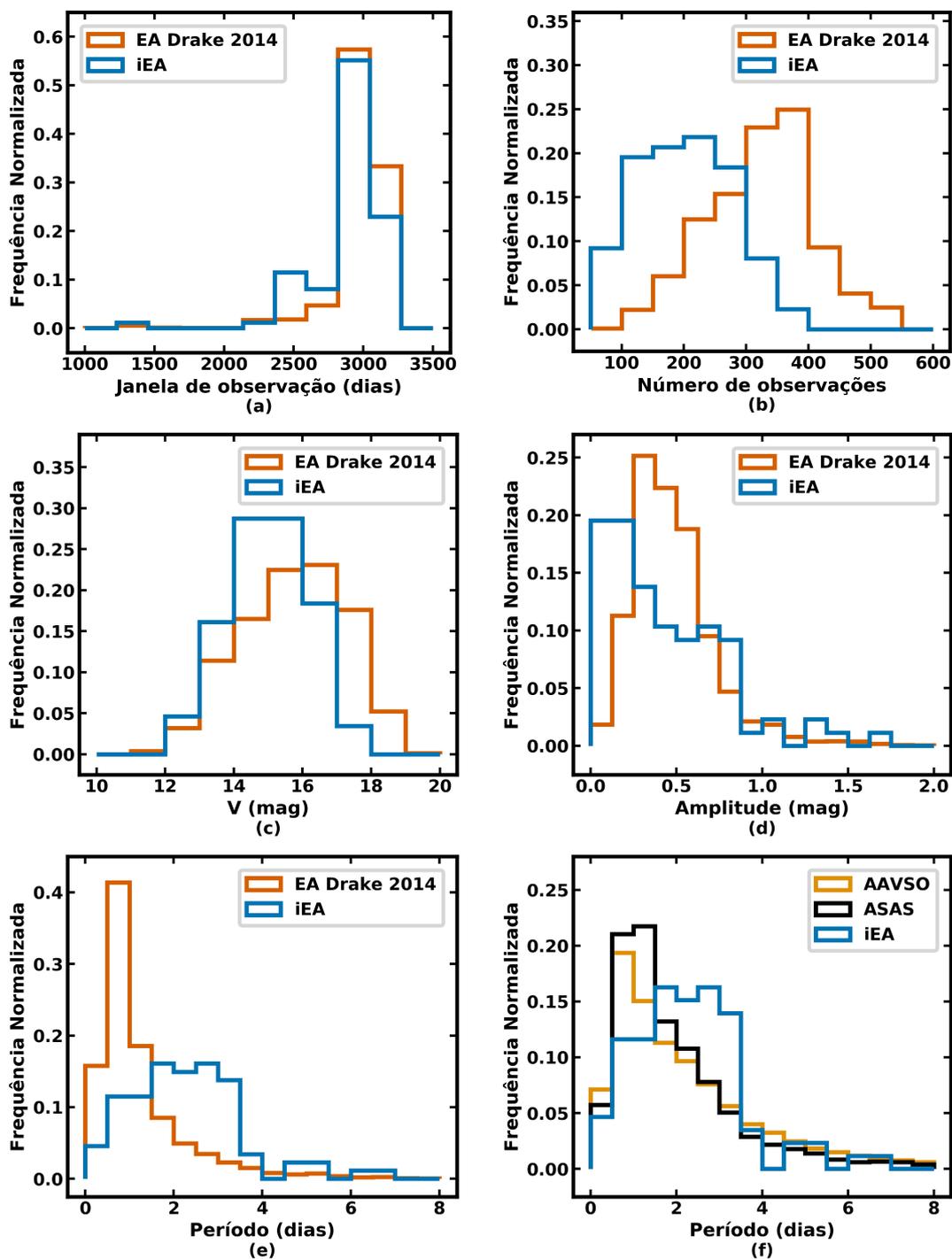
Figura 5.1 - Diagramas de fase e periodogramas para quatro objetos iEAs.



Para cada objeto, os painéis inferiores mostram os periodogramas GLS, PDM e STR para o principal período de variabilidade P e seu primeiro harmônico $P/2$ (painéis à esquerda e à direita abaixo de cada diagrama de fases). Uma linha amarela vertical destaca o principal período de variabilidade. O periodograma em preto utiliza a grade de frequências para $\delta_\phi = 0,01$. As cruces azuis mostram o periodograma usando uma grade mais grossa ($\delta_\phi = 1$). O nome do objeto e o período encontrado são mostrados na parte superior de cada diagrama.

Fonte: Carmo et al. (2020).

Figura 5.2 - Amostra das iEAs comparada ao catálogo de EAs de Drake et al. (2014).



Os painéis (a) a (e) comparam a amostra das iEAs com o catálogo de EAs com períodos conhecidos de Drake et al. (2014). O Painel (f) compara a distribuição de períodos das iEAs com outros objetos de catálogos da literatura (AAVSO e ASAS).

Fonte: Adaptado de Carmo et al. (2020).

- (a) As janelas de observação das amostras iEA e EA não apresentam diferenças significativas, como era de esperar, uma vez que provêm do mesmo levantamento;
- (b) As iEAs possuem um número menor de observações em comparação com as EAs. As medianas das observações são 200 e 332, respectivamente. Em outras palavras, as iEAs têm cerca de 40% menos observações do que as EAs;
- (c) As magnitudes medianas são 15,08 mag e 15,85 mag para a amostra iEA e EA, respectivamente. Isso significa que a amostra iEA contém objetos mais brilhantes que a de EAs, em média 0,77 mag;
- (d) A amostra iEA tem valor mediano de amplitudes (profundidades de eclipses) de 0,25 mag mais rasas do que a amostra de EA.
- (e) A distribuição de períodos de iEA e EA mostra valores médios de períodos de 2,12 dias e 0,87 dias, respectivamente. A interpretação para essa diferença não é óbvia mas é equivalente a dizermos que o conjunto de objetos mais bem amostrado (as EAs) oferecem mais facilidade na determinação de períodos curtos. De outro modo, poder-se-ia dizer que para as iEAs a amostragem é tal que a chance de aparecerem pontos separados por intervalos relativamente pequenos no diagrama de fase é maior para períodos longos, o que facilita a detecção do fenômeno periódico.
- (f) O mesmo comportamento encontrado no painel (e) também é encontrado no painel (f), para o qual foram usados outros catálogos. A média de período para os catálogos AAVSO e ASAS é de 1,49 d e 1,50 dentro do intervalo $[0, 8]$ dias. Sistemas binários com períodos maiores que 8 dias contribuem pouco ($\leq 5\%$) considerando a amostra total.

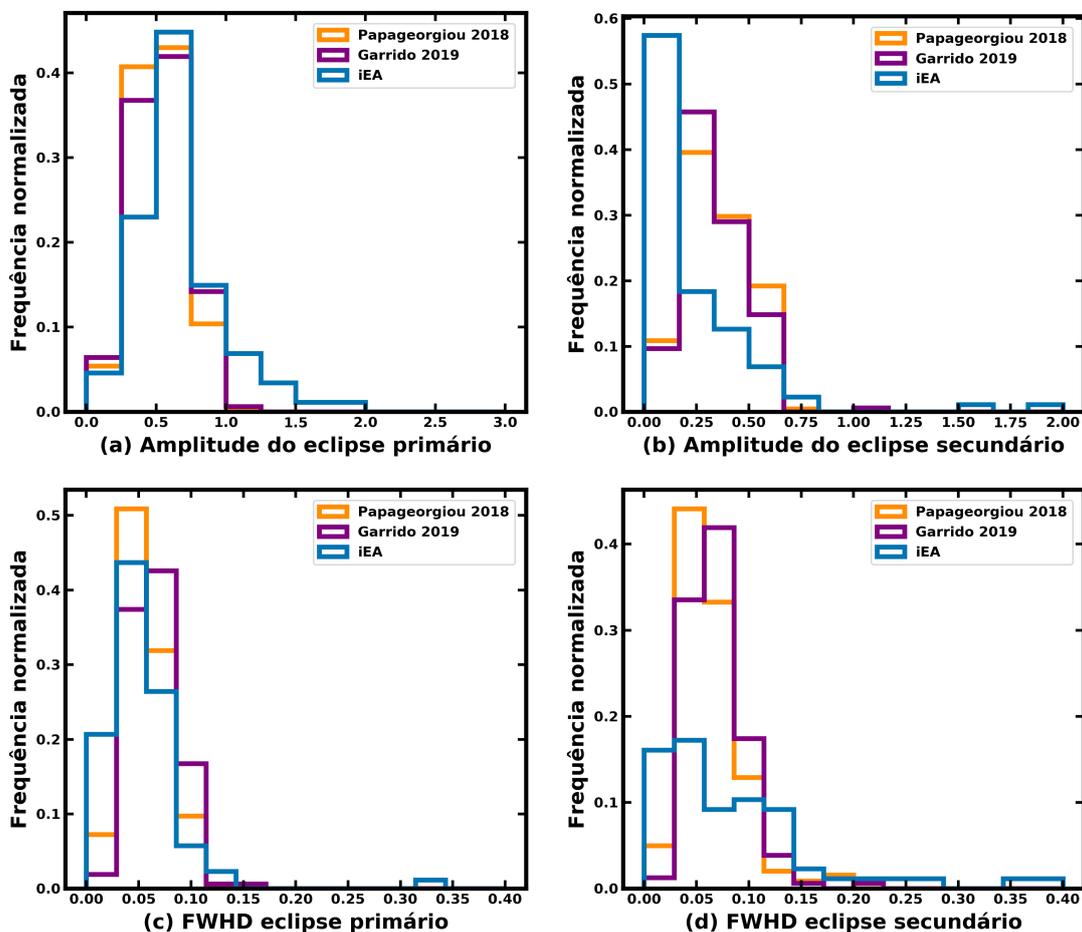
O teste estatístico Mann-Whitney (teste U) foi utilizado para avaliar se os histogramas da Figura 5.2 resultam de uma mesma população-mãe. O teste mostra que as distribuições mais parecidas são as do painel (a). Por outro lado, para os painéis (b), (d) e (e) o teste indica que as populações geradoras são distintas. O significado porém, não é de que a diferença provenha de populações distintas de binárias, e sim dos vieses introduzidos pela amostragem pobre. No caso do painel (b), por exemplo, a diferença de populações é "por construção", ou seja, foram selecionados objetos com menor número de observações. A janela de observações, no entanto (painel a), não tem razão para ser radicalmente diferente, uma vez que trata-se do mesmo

levantamento. Nota-se que o teste estatístico dá uma probabilidade 25 ordens de grandeza menor para o painel (b) com relação ao painel (a). No caso do painel (e), a mesma comparação diz que são distintas à uma razão de probabilidades de 13 ordens de grandeza.

Na Figura 5.3 características morfológicas das iEAs foram comparadas com as demais EAs do CRTS como em Papageorgiou et al. (2018) e Garrido et al. (2019). Em (a) algumas EA encontradas neste trabalho apresentam profundidade de eclipse primário maior que em Papageorgiou et al. (2018) e Garrido et al. (2019). O teste-U revela que as EAs de Papageorgiou et al. (2018) e Garrido et al. (2019) pertencem à mesma população no que diz respeito a esse parâmetro, mas a hipótese é rejeitada (com nível de confiança de 95%) quando as iEAs são comparadas com cada uma dessas amostras da literatura. Uma explicação possível é que entre os sistemas mais mal-estudados por conterem pequeno número de pontos, destacam-se aqueles que tenham amplitude do eclipse primário grande.

O viés introduzido pela amostragem mais pobre, afeta também a distribuição de profundidades do eclipse secundário. Na Figura 5.3 (b) as iEAs apresentam eclipses secundários mais rasos em comparação com os dados da literatura. O teste U confirma a hipótese de que, no que diz respeito a esse parâmetro, as iEAs não correspondem à amostra de Papageorgiou et al. (2018) e Garrido et al. (2019) com um nível de confiança de 95%. Novamente, com os critérios de seleção adotados neste trabalho, sistemas com secundárias menos luminosas (e portanto, eclipses mais rasos) foram amostradas. Como será apresentado na Seção 5.4, os períodos de 6 iEAs foram atualizados para $2 \times P$ quando analisados em conjunto com dados do TESS ou Kepler. Isso significa que uma curva de luz que anteriormente tinha a suspeita de um eclipse secundário raso, com a correção de período para $2 \times P$, passa ter um eclipse secundário tão profundo quanto o primário. Casos de indeterminação por um fator 2 na busca de períodos não são inesperados e há discussões na literatura, como foi mencionado na Seção 4.1 e também na análise da Figura 5.1. Os valores medianos para a amplitude dos eclipses primários são 0.53, 0.56, 0.60, e dos secundários, 0.33, 0.31, 0.13, para Papageorgiou et al. (2018), Garrido et al. (2019) e iEA respectivamente. Vale ressaltar que os dados de Papageorgiou et al. (2018) incluem objetos de Drake et al. (2014) com 10% dos períodos re-determinados (ver Capítulo 3).

Figura 5.3 - Amostra iEA comparada com Papageorgiou et al. (2018) e Garrido et al. (2019) quanto à amplitude e largura de eclipses.



Histogramas (a) e (b) para as amplitudes (profundidades) dos eclipses primário e secundário respectivamente. As larguras de eclipses são estimadas com base na largura à meia profundidade (FWHD de Gaussianas) e são mostradas nos histogramas (c) e (d) para o eclipse primário e secundário respectivamente. Dados de Papageorgiou et al. (2018) estão em laranja, Garrido et al. (2019) em roxo e as iEAs em azul.

Fonte: Produção do autor.

Quanto à largura de eclipse primário, Figura 5.3 (c), as medianas dos dados de Papageorgiou et al. (2018) e das iEA não apresentam diferença significativa de acordo com o teste-U. O mesmo não acontece quando a amostra de Papageorgiou et al. (2018) ou das iEA é comparada com Garrido et al. (2019). Para o eclipse secundário, Figura 5.3 (d), a diferença entre as medianas é significativa quando as três amostras

são comparadas aos pares. Ou seja, quanto à largura dos eclipses secundários, as três amostras tem a probabilidade de não pertencerem à mesma população com um nível de confiança de 95%. Essa análise pode sofrer do mesmo viés causado pela incerteza P ou $2 \times P$ de período que afeta o histograma (b). A mediana das larguras à meia profundidade (FWHD) em fase do eclipse primário é de 0,050, 0,062, 0,052 e do eclipse secundário, 0,058, 0,065 e 0,103, para Papageorgiou et al. (2018), Garrido et al. (2019) e iEA, respectivamente.

A abordagem adotada neste trabalho para a procura de binárias eclipsantes entre objetos classificados como *sem período* ou com *períodos desconhecidos* como foi o caso das EA_{up} no CRTS, pode ser aplicada de forma promissora a outros levantamentos. Como discutido anteriormente, as EAs podem não estar sendo encontradas em grandes levantamentos devido à certas características do tipo de sinal, como eclipses estreitos e muitas vezes pouco amostrados. Encontrar períodos em EAs exige uma grade de frequências mais fina que o indicado para sinais senoidais igualmente espaçados, com um número maior de períodos a serem testados, e com o tempo computacional de pesquisa podendo chegar a minutos a depender do número de pontos na curva de luz e do fator de sobre-amostragem. Uma estratégia viável para aplicar a metodologia descrita neste trabalho é restringir a busca à amostra dos objetos que não tiveram períodos encontrados pelas rotinas padrão do levantamento. Além disso, essas curvas de luz devem se mostrar promissoras a terem periodicidade, no sentido de conterem um conjunto substancial de medidas longe da mediana da observações, e apresentarem variabilidade para magnitudes maiores, característica do que se espera quando existirem eclipses. Estimativas da mediana e dos quartiles da distribuição de pontos na curva de luz são computacionalmente rápidas e podem ser usadas para avaliar se a curva dita *sem período* é promissora para ser examinada com a metodologia aqui desenvolvida.

5.2 Binárias eclipsantes de baixa massa

Como apresentado no Capítulo 1, a busca por sistemas binários do tipo EA é relevante no estudo da astrofísica estelar uma vez que as estrelas encontram-se separadas (não preenchendo completamente seus lóbulos de Roche) o que permite comparar os parâmetros fundamentais com os previstos por modelos teóricos. Neste trabalho, o foco é voltado a identificar binárias do tipo EA que não foram detectadas em grandes levantamentos, com interesse particular nos sistemas de baixa massa.

Sendo assim, o procedimento descrito na Seção 4.2 foi usado para buscar as estrelas de baixa massa dentro da amostra de iEA. A correção da magnitude V_{CSS} para a

magnitude V Johnson usou índice de cor ($B - V$) do levantamento APASS. Entretanto não foi possível obter ($B - V$) no APASS para 22 sistemas binários. Para esses casos, foi usada uma transformação de cores 2MASS para o sistema Johnson-Cousins, conforme descrito por [Bilir et al. \(2008\)](#), Equação 16. Para os catálogos APASS e 2MASS a busca por correspondências foi realizada dentro de um raio de 2 arco-segundos na posição de cada objeto iEA.

O avermelhamento em A_V foi estimado com base em uma razão de extinção total para seletiva de $R_V = 3,1$ e dos valores de $E(B - V)$ fornecidos por [Green et al. \(2018\)](#). Para o infravermelho, a correção devido à extinção interestelar foi realizada com base na combinação de três modelos de extinção: [Drimmel et al. \(2003\)](#), [Marshall et al. \(2006\)](#), [Green et al. \(2015\)](#) via [Bovy et al. \(2016\)](#). Depois da correção de extinção interestelar, as restrições de índices de cor foram aplicadas para selecionar as estrelas de baixa massa na amostra de iEAs de acordo com os seguintes limites: $V - K_S > 3,0$ mag, $0,35 < J - H < 0,8$ mag e $H - K_S \leq 0,45$ mag.

Como resultado, 8 sistemas binários de baixa massa foram selecionados. A tabela 5.2 mostra esses objetos com seus respectivos valores de período e época de referência. A Figura 5.4 apresenta o diagrama de $J - H$ versus $V - K_S$ com escala de cores de acordo com $H - K_S$. Os sistemas de baixa massa que identificamos são destacados como quadrados enquanto as outras iEAs são representadas como círculos. Todos os três índices de cor usados na seleção estão representados nesse diagrama. O topo superior da figura mostra uma escala de tipo espectral baseada em valores de $V - K_S$ presentes na tabela de estrelas da sequência principal de [Pecaut e Mamajek \(2013\)](#). Note que as estrelas de baixa massa selecionadas ocupam a região de objetos de tipo espectral K5 a M3, como é esperado. O vetor de avermelhamento foi calculado a partir do valor médio da extinção de toda a amostra e está representado na figura.

Tabela 5.2 - Nome, ID, época e período das estrelas de baixa massa encontradas neste trabalho.

Nome	ID	Época(dias)	Período (dias)
CSS J003441.8-135033	1012004004843	55456.3075(10)	1.974209(13)
CSS J162549.3+102124	1109087063294	55649.4270(10)	2.070150(14)
CSS J084835.6+253918	1126043006161	54394.4600(20)	2.435052(27)
CSS J080549.5+403108	1140034027271	54389.4814(10)	0.6690102(21)
CSS J145100.7+052841	1104080068168	54510.4519(10)	5.066555(84)
CSS J020021.5+213412	1121011041164	54381.3353(10)	2.323857(28)
CSS J071357.1+342138	1135032018057	54535.2344(10)	4.873760(86)
CSS J090355.3+533131	1152031059450	54946.2264(10)	0.6632747(17)

Figura 5.4 - Diagrama cor-cor no infravermelho próximo para as 87 iEA.

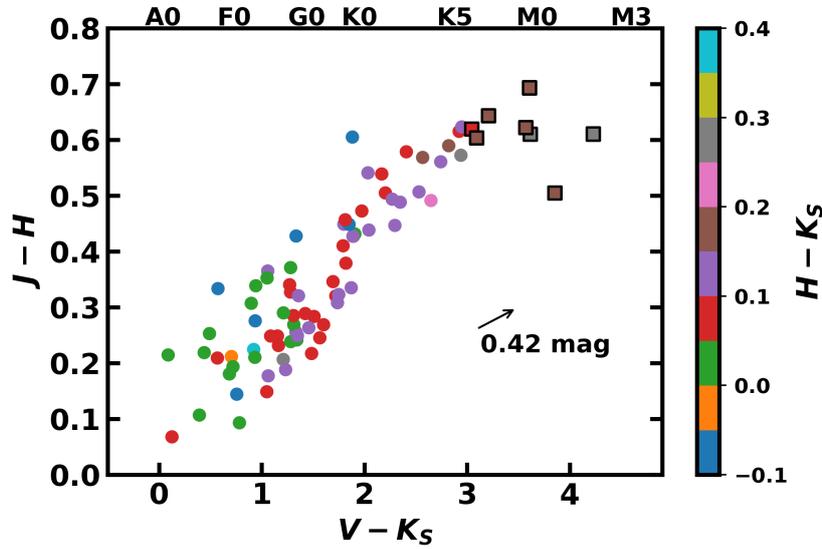


Diagrama $J - H$ versus $V - K_S$ para a amostra de iEAs. O eixo superior mostra o tipo espectral correspondente para um determinado $V - K_S$ de acordo com Pecaut e Mamajek (2013). A escala de cor mostra a variação com base em $H - K_S$. Os quadrados representam os 8 sistemas binários de baixa massa selecionados. A seta indica o módulo e a direção do valor médio da extinção para todos os pontos.

Fonte: Adaptado de Carmo et al. (2020).

Com as informações disponíveis no *Gaia* foi possível construir um diagrama magnitude absoluta G versus $BP - RP$ com diferentes amostras de EAs (Figura 5.5). Os 8 sistemas binários de baixa massa encontrados neste trabalho compartilham a mesma região no diagrama que os sistemas de baixa massa encontrados por Papageorgiou et al. (2018). A correção da extinção foi feita usando valores A_G e $E(G_{BP} - G_{RP})$ presentes no próprio catálogo *Gaia* DR2. Quando esses valores eram ausentes, uma correção baseada em $E(B - V)$ foi aplicada conforme descrito na Seção 4.2.

A combinação desses procedimentos confirmou a subamostra de 8 binárias eclipsantes de baixa massa. De fato, as binárias de baixa massa encontradas na amostra iEA populam a mesma região que os sistemas de baixa massa encontrados por Papageorgiou et al. (2018) na Figura 5.4 e 5.5, estando entre os tipos espectrais de K a M com temperaturas ~ 4000 K. Essas correspondências mostram que as binárias de baixa massa encontradas entre as iEAs são consistentes em termos de cores no infravermelho próximo e magnitudes *Gaia*, bem como com suas temperaturas *Gaia*.

Figura 5.5 - Diagrama magnitude absoluta G versus cor para a amostra de EAs.

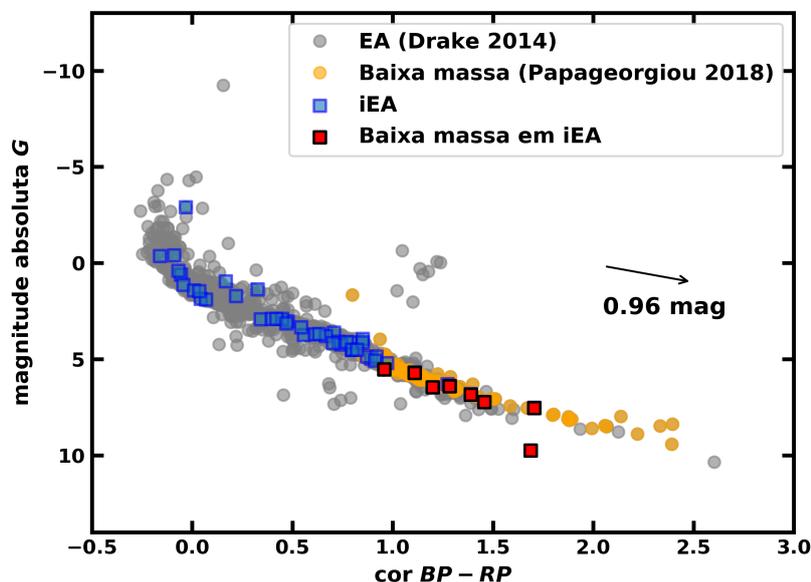


Diagrama G versus $BP - RP$ para as EAs do CRTS. Os objetos do catálogo Drake et al. (2014) são representados como círculos cinza. Os objetos em amarelo são as EAs selecionadas por Papageorgiou et al. (2018) como sistemas binários de baixa massa. Os quadrados mostram as iEAs, sendo que as binárias de baixa massa estão em vermelho e as demais em azul. O vetor de extinção foi calculado a partir do valor médio da extinção para a amostra iEA.

Fonte: Adaptado de Carmo et al. (2020).

Selecionados os sistemas binários de baixa massa, o próximo passo é encontrar os parâmetros individuais de cada estrela como descrito na Seção 4.3. Primeiramente as curvas de luz passaram por uma correção das suas barras de erros, pois as incertezas originais haviam sido superestimadas (detalhes na Seção 4.3 e Equação 4.13). Em seguida as curvas de luz foram modeladas com o código WD. Em um primeiro ajuste, a temperatura da estrela primária foi fixada como o valor vindo do *Gaia*. Somente o objeto CSS J080549.6+403108 não apresentou temperatura efetiva no *Gaia*. Para esse caso a temperatura T_1 foi definida com base na magnitude absoluta *Gaia* e na razão de profundidades de eclipses, conforme explicado na Seção 4.3. O resultado do primeiro ajuste é apresentado na Tabela 5.3.

Tabela 5.3 - Os parâmetros obtidos no primeiro ajuste das curvas de luz. A primeira linha apresenta o nome do objeto, seguido pelo ID do CSS, temperatura da primária T_1 e razão de temperaturas T_1/T_2 , soma dos raios fracionários $(R_1 + R_2)/a$, inclinação orbital i e potencial de Kopal modificado Ω_1 e Ω_2 .

Nome	CSS J003441.8-135033	CSS J145100.7+052843	CSS J162549.4+102124	CSS J020021.5+213412
CSS ID	1012004004843	1104080068168	1109087063294	1121011041164
T_1 (fixo)	3919	3963	3852	3820
T_2/T_1	0.98 ± 0.01	0.97 ± 0.01	0.95 ± 0.01	0.99 ± 0.01
$(R_1 + R_2)/a$	0.15 ± 0.02	0.07 ± 0.01	0.15 ± 0.01	0.16 ± 0.01
i°	88.71 ± 0.52	89.79 ± 0.12	89.57 ± 0.26	89.67 ± 0.26
Ω_1	13.97 ± 1.54	31.62 ± 4.04	14.68 ± 0.88	13.57 ± 0.64
Ω_2	14.27 ± 1.58	30.59 ± 3.97	14.30 ± 0.74	13.53 ± 0.65
Nome	CSS J084835.7+253917	CSS J071357.2+342138	CSS J080549.6+403108	CSS J090355.4+533132
CSS ID	1126043006161	1135032018057	1140034027271	1152031059450
T_1 (fixo)	4585	3892	3517	3963
T_2/T_1	0.88 ± 0.01	0.96 ± 0.01	0.98 ± 0.01	1.00 ± 0.01
$(R_1 + R_2)/a$	0.15 ± 0.03	0.10 ± 0.01	0.21 ± 0.02	0.38 ± 0.04
i°	88.24 ± 0.72	89.82 ± 0.16	88.99 ± 0.55	88.62 ± 0.93
Ω_1	15.22 ± 3.09	21.39 ± 1.33	10.44 ± 0.87	6.34 ± 0.48
Ω_2	13.76 ± 1.64	20.96 ± 1.29	10.28 ± 0.70	6.34 ± 0.51

Tabela 5.4 - Os parâmetros obtidos no segundo ajuste das curvas de luz. As temperaturas e massas das componentes foram definidas conforme descrito na Seção 5.2 e o modelo ajustado à curva de luz foi refeito para melhorar parâmetros como Ω_1 , Ω_2 e i . As colunas são Nome, ID do CSS, razão de temperaturas T_1/T_2 , soma dos raios fracionários $(R_1 + R_2)/a$, inclinação i , potencial de Kopal modificado Ω_1 e Ω_2 e distância estimada a partir dos parâmetros do ajuste, $dist$.

Nome	CSS J003441.8-135033	CSS J145100.7+052843	CSS J162549.4+102124	CSS J020021.5+213412
CSS ID	1012004004843	1104080068168	1109087063294	1121011041164
T_2/T_1 (fixed)	0.99	1.00	0.99	1.00
$(R_1 + R_2)/a$	0.15 ± 0.02	0.07 ± 0.01	0.15 ± 0.02	0.15 ± 0.02
i°	88.80 ± 0.47	89.92 ± 0.06	89.90 ± 0.10	89.60 ± 0.27
Ω_1	13.84 ± 1.48	29.82 ± 2.50	14.25 ± 0.54	14.21 ± 0.79
Ω_2	13.90 ± 1.46	29.69 ± 2.76	13.74 ± 0.47	14.26 ± 0.80
$dist$	276 ± 65	291 ± 60	499 ± 130	547 ± 140
Nome	CSS J084835.7+253917	CSS J071357.2+342138	CSS J080549.6+403108	CSS J090355.4+533132
CSS ID	1126043006161	1135032018057	1140034027271	1152031059450
T_2/T_1 (fixed)	0.96	0.99	1.00	1.00
$(R_1 + R_2)/a$	0.15 ± 0.02	0.11 ± 0.01	0.21 ± 0.03	0.37 ± 0.07
i°	88.96 ± 0.49	89.95 ± 0.05	89.14 ± 0.48	88.40 ± 0.78
Ω_1	13.75 ± 1.20	20.16 ± 1.18	10.49 ± 0.66	6.30 ± 0.43
Ω_2	14.01 ± 1.22	19.55 ± 1.11	10.00 ± 0.62	6.44 ± 0.39
$dist$	958 ± 180	802 ± 207	265 ± 97	404 ± 86

Os valores de T_1/T_2 e r_1/r_2 obtidos no primeiro ajuste da curva de luz são combinados com as temperaturas efetivas do *Gaia* de acordo com as Equações 4.14 e 4.15. A finalidade é associar T_1/T_2 , r_1/r_2 e T_{eff} com o modelo teórico de Baraffe et al. (1998) para encontrar os parâmetros individuais das estrelas como temperaturas, massas e raios. A T_{eff} (*Gaia*) tem uma precisão típica de 324 K, para fontes mais brilhantes que $G=17$ mag e com T_{eff} na faixa de 3000 a 10000 K (GAIA COLLABORATION et al., 2018a). Esse erro foi usado para todas as 8 binárias de baixa massa,

mesmo para CSS J003441.8-135033 e CSS J080549.6+403108, cujas magnitudes são de aproximadamente $G = 17,3$ mag.

Encontrados os parâmetros individuais das estrelas, um segundo ajuste da curva de luz é realizado. As temperaturas são então fixadas e parâmetros como potenciais, inclinação são deixados como parâmetros livres. O resultado é mostrado Tabela 5.4. As figuras apresentadas no Apêndice B mostram as densidades de probabilidade *a posteriori* de diferentes parâmetros obtidas em cada ajuste. O primeiro e segundo ajustes da curva de luz (Tabela 5.3 e 5.4 respectivamente) produzem razões de temperaturas T_1/T_2 e raios r_1/r_2 consistentes dentro de 9%. Potenciais e inclinação apresentam agora valores finais refinados.

O ajuste final da curva de luz é mostrado na Figura 5.6 e os parâmetros absolutos obtidos estão na Tabela 5.5. Os sistemas binários CSS J145100.7+052843 e CSS J071357.2+342138 apresentam os eclipses mais estreitos da amostra, tendo valores de potenciais na Tabela 5.4 relativamente altos. Pelo menos em um caso, isso pode estar relacionado com o fato de haver poucos pontos fotométricos no eclipse, o que pode levar a valores subestimados da soma dos raios relativos. O objeto CSS J071357.2+342138, por exemplo, não apresenta pontos na metade direita do eclipse secundário. Mais observações são desejáveis para confirmar os resultados encontrados.

Estrelas de baixa massa podem apresentar variações de longo prazo (~ 5 -10 anos) na profundidade dos eclipses que estão relacionadas à atividade magnética estelar ou à presença de um terceiro corpo no sistema que induza variação na inclinação orbital (exemplos, APPLEGATE, 1992, MORALES et al., 2010, BOURS; et al., 2016, LOPES et al., 2015b, ALMEIDA et al., 2019). As curvas de luz dos sistemas de baixa massa foram corrigidas da variação fotométrica secular fora dos eclipses por uma função linear, parabólica ou senoidal. Correções similares também foram realizadas em outros trabalhos com binárias do tipo EA reportadas por Papageorgiou et al. (2018) e W UMa por Marsh et al. (2017). Além disso, sistemas binários com terceiro corpo não visível em uma órbita excêntrica podem apresentar eclipses que ficam mais rasos/profundos ao longo da série temporal, podendo até mesmo desaparecer (GRACZYK et al., 2011; JURYŠEK et al., 2018). Embora três dos sistemas de baixa massa (CSS J084835.7+253917, CSS J020021.5+213412 e CSS J071357.2+342138) tenham apresentado suspeitas de tal variabilidade, estas variações são consistentes com a combinação da cadência das observações e o próprio período orbital. Isto pode ser testado de forma bem simples, utilizando uma curva sintética com os parâmetros

do modelo que seja amostrada exatamente nos pontos observacionais da curva de dados. Qualquer tendência devido à amostragem, será vista na curva de luz ao longo do tempo. O procedimento é realizado como o LMfit-py (NEWVILLE et al., 2016).

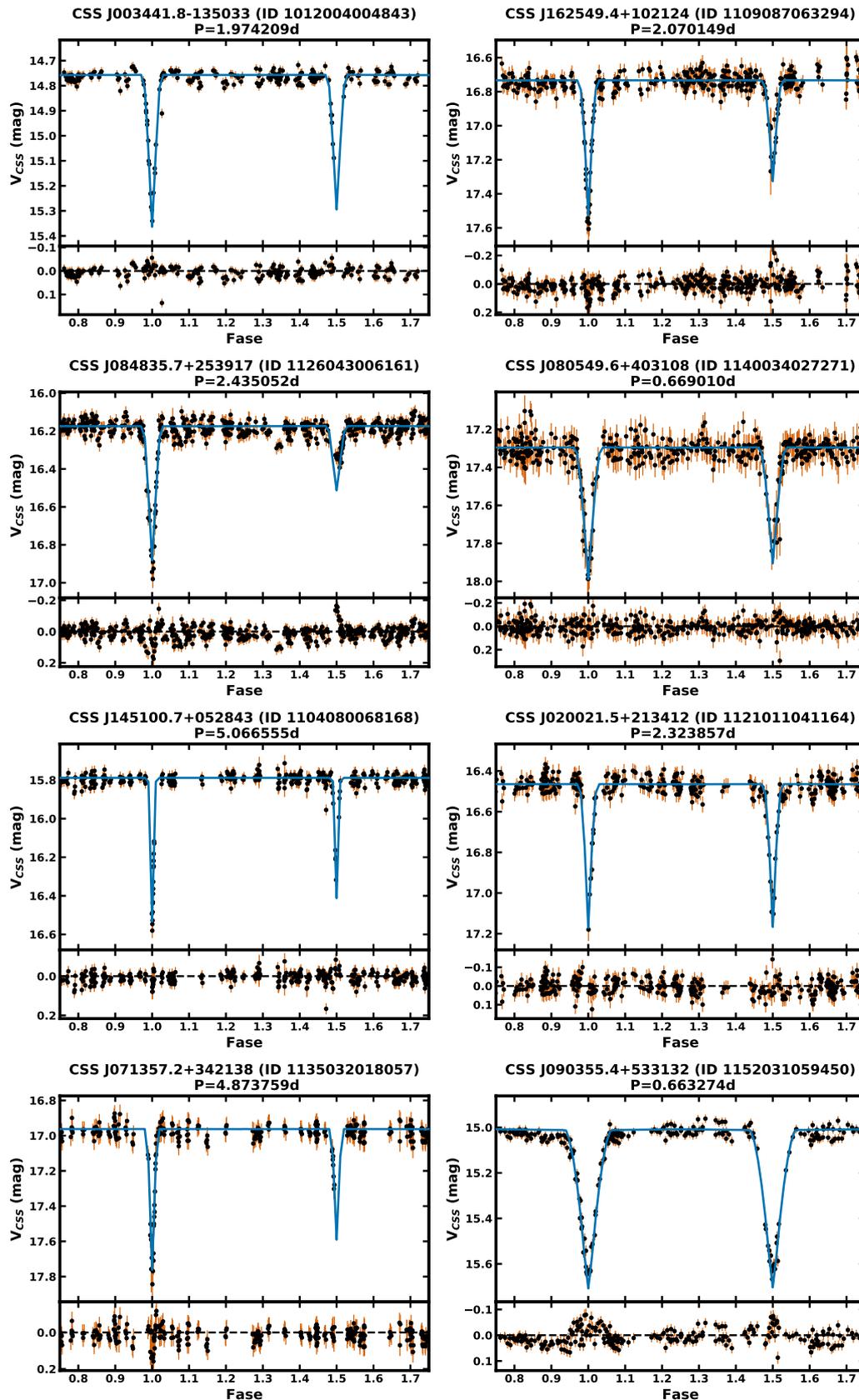
Tabela 5.5 - Parâmetros absolutos das componentes dos sistemas de baixa massa. Os erros foram estimados considerando uma acurácia na temperatura efetiva de ~ 324 K vinda do Gaia.

Nome	CSS J003441.8-135033	CSS J145100.7+052843	CSS J162549.4+102124	CSS J020021.5+213412
ID	1012004004843	1104080068168	1109087063294	1121011041164
T_{eff} (K)	3896	3954	3828	3819
T_1 (K)	3919	3963	3852	3821
T_2 (K)	3870	3945	3800	3817
M_1 (M_{\odot})	$0.61^{+0.16}_{-0.09}$	$0.62^{+0.13}_{-0.09}$	$0.59^{+0.20}_{-0.10}$	$0.58^{+0.20}_{-0.10}$
M_2 (M_{\odot})	$0.59^{+0.16}_{-0.09}$	$0.62^{+0.13}_{-0.09}$	$0.57^{+0.20}_{-0.10}$	$0.57^{+0.20}_{-0.10}$
R_1 (R_{\odot})	$0.54^{+0.05}_{-0.03}$	$0.44^{+0.03}_{-0.02}$	$0.54^{+0.07}_{-0.03}$	$0.62^{+0.08}_{-0.03}$
R_2 (R_{\odot})	$0.53^{+0.05}_{-0.03}$	$0.44^{+0.03}_{-0.02}$	$0.52^{+0.07}_{-0.03}$	$0.62^{+0.08}_{-0.03}$
a (R_{\odot})	$7.04^{+0.69}_{-0.35}$	$13.33^{+1.03}_{-0.62}$	$7.17^{+0.93}_{-0.38}$	$7.74^{+1.05}_{-0.41}$

Nome	CSS J084835.7+253917	CSS J071357.2+342138	CSS J080549.6+403108	CSS J090355.4+533132
ID	1126043006161	1135032018057	1140034027271	1152031059450
T_{eff} (K)	4510	3868	3512	3962
T_1 (K)	4585	3893	3518	3964
T_2 (K)	4409	3840	3506	3960
M_1 (M_{\odot})	$0.78^{+0.08}_{-0.08}$	$0.60^{+0.17}_{-0.10}$	$0.40^{+0.23}_{-0.19}$	$0.62^{+0.13}_{-0.09}$
M_2 (M_{\odot})	$0.74^{+0.08}_{-0.08}$	$0.58^{+0.18}_{-0.09}$	$0.38^{+0.22}_{-0.19}$	$0.62^{+0.13}_{-0.09}$
R_1 (R_{\odot})	$0.68^{+0.02}_{-0.03}$	$0.65^{+0.07}_{-0.03}$	$0.32^{+0.08}_{-0.04}$	$0.65^{+0.05}_{-0.03}$
R_2 (R_{\odot})	$0.63^{+0.02}_{-0.02}$	$0.62^{+0.07}_{-0.03}$	$0.31^{+0.08}_{-0.05}$	$0.64^{+0.05}_{-0.03}$
a (R_{\odot})	$8.76^{+0.32}_{-0.31}$	$12.80^{+1.40}_{-0.65}$	$2.96^{+0.76}_{-0.42}$	$3.44^{+0.26}_{-0.16}$

Investigamos se os parâmetros individuais das componentes obtidos no ajuste da curva de luz produzem distâncias consistentes com as fornecidas por Bailer-Jones et al. (2018). Para calcular as distâncias, corrigimos a magnitude V Johnson usando a extinção fornecida por Green et al. (2018) e $R_V = 3, 1$. As distâncias calculadas (ver Tabela 5.4) estão de acordo com as encontradas por Bailer-Jones et al. (2018). Para CSS J162549.3 + 102124 a distância é subestimada em cerca de 22%, enquanto nos outros casos essa diferença é menor que 10%. Tais diferenças podem estar relacionadas à estimativa de T_{eff} , uma vez que a luminosidade é proporcional a T_{eff}^4 . Por exemplo, a distância de Gaia para CSS J162549.3 + 102124 é recuperada se assumirmos uma temperatura ~ 250 K superior à estimada neste trabalho. Os valores de distância fornecidos por Bailer-Jones et al. (2018) concordam com as atualizações no *Gaia* DR3 com diferença mediana de 2,36% numa faixa de [0,2%-5,6%].

Figura 5.6 - Diagramas em fase das binárias de baixa massa com ajustes sobrepostos.



Os pontos pretos com barras de erro coloridas são os pontos originais do CRTS. A linha azul representa a melhor solução de ajuste. As Tabelas 5.5 e 5.4 mostram os parâmetros do modelo.

5.3 Binárias de baixa massa e o problema da inflação de raios

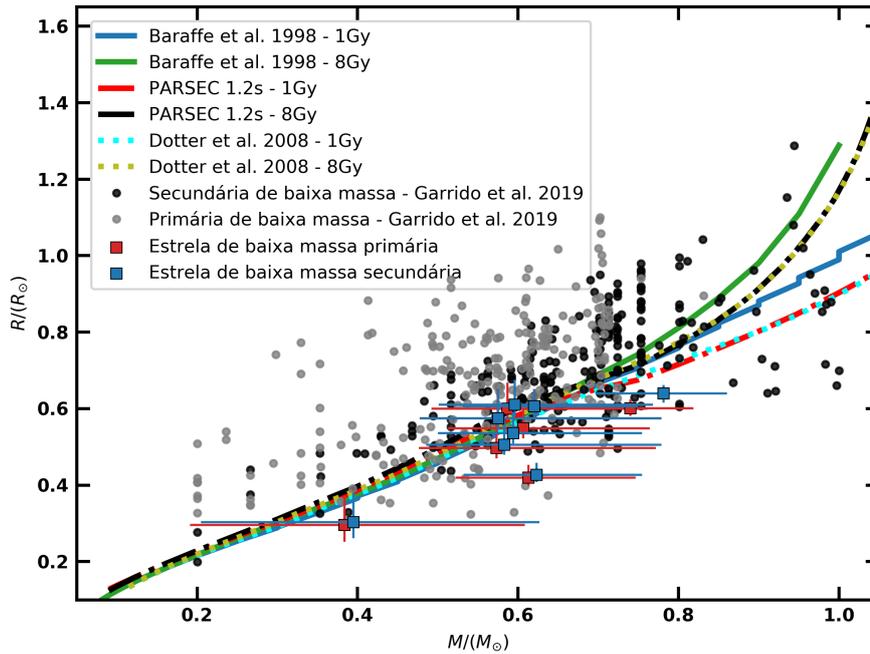
Caracterizada a amostra de sistemas de baixa massa, o passo seguinte é avaliar se os raios e massas encontrados correspondem ao que se espera dos modelos teóricos. A Figura 5.7 mostra o diagrama de raio em função da massa para estrelas de baixa massa em binárias EA, onde as estrelas encontradas neste trabalho são mostradas em vermelho e azul. Dados do CRTS publicados por Garrido et al. (2019) também são incluídos para comparação e estão em preto e cinza. As linhas representam diferentes modelos teóricos de estrelas de baixa massa para metalicidade solar com idades de 1 e 8 bilhões de anos. Para a faixa de massas analisada neste trabalho, $[0.08 - 0.8]M_{\odot}$, as diferenças entre os modelos não são visualmente significativas e o modelo de Baraffe et al. (1998) é escolhido para comparação. O valor mediano da diferença de raios medida para as iEAs de baixa massa com relação ao modelo de Baraffe et al. (1998) para 5 Gy é de cerca de 4,8%. As barras de erros são assimétricas e maiores para valores positivos.

A inflação de raios para as estrelas de baixa massa na literatura é de 5-10%, como reportado por Feiden e Chaboyer (2012). Alguns autores consideram que o principal responsável pela inflação de raios seja a atividade magnética em sistemas de período curto, porque nesses casos os períodos devem estar sincronizados com órbitas circulares e como consequência, isso tenderia a aumentar a atividade magnética (KRAUS et al., 2011; COUGHLIN et al., 2011; BIRKBY; et al., 2012; CRUZ et al., 2018). Visando testar essa hipótese, a amostra do Garrido et al. (2019) tem 230 estrelas que fazem parte de sistemas binários com períodos $P < 2$ d, massas $M \leq 1 M_{\odot}$ e temperaturas abaixo de 5720 K. Se campos magnéticos são de fato intensificados em sistemas de período curto, não é esperado que esse comportamento também seja observado para os 8 sistemas binários de baixa massa que encontramos neste trabalho, pois apenas 3 binárias têm períodos iguais ou inferiores a dois dias.

Em um trabalho recente, Morrell e Naylor (2019) usam uma amostra com mais de 15 mil estrelas isoladas do tipo M para determinar as relações empíricas entre luminosidade, temperatura e raio. Como resultado, os autores mostram uma inflação de raios de 3-7% em comparação com os modelos teóricos. Ainda de acordo com esses autores, o raio observado pode ter uma precisão de até 2,4%, sendo que esse valor é limitado pela precisão com que se conhece a metalicidade, que contribui com 1,7% para a dispersão média nos valores de raio. Além disso, os mesmos autores apresentam evidências de que o magnetismo estelar sozinho não é capaz de explicar a inflação de raios em estrelas do tipo M. A dispersão encontrada por Morrell e

Naylor (2019) de 3-7% é compatível com a dispersão de -4,8% encontrada neste trabalho. Entretanto, os mecanismos responsáveis pela observada inflação de raios em estrelas de baixa ainda ainda são uma questão aberta.

Figura 5.7 - Raio versus massa para componentes primárias e secundárias de EAs.



Quadrados azuis e vermelhos representam as estrelas de baixa massa encontradas na amostra iEA. Pontos pretos e cinza representam dados de Garrido et al. (2019). O modelo de Baraffe et al. (1998) está representado em linhas azul e verde; o modelo de Dotter et al. (2008) em linhas pontilhadas em azul ciano e amarelo, e o modelo PARSEC 1.2s (CHEN; et al., 2014; MARIGO et al., 2017) em vermelho e preto.

Fonte: Adaptado de Carmo et al. (2020).

De uma maneira geral, as estrelas de baixa massa encontradas nesse trabalho estão bem distribuída em torno das previsões de massa e raio do modelo teórico de 1 a 8 bilhões de anos de Baraffe et al. (1998) e não apresentam evidências claras de raios inflados, tanto nos componentes primários quanto nos secundários. Observações adicionais com velocidades radiais ajudariam a restringir e refinar as soluções individuais das componentes.

5.4 Dados adicionais disponíveis na literatura

Realizamos uma busca na literatura por conjuntos adicionais de dados para os objetos iEA identificados neste trabalho. Nos levantamentos TESS e Kepler (K2)¹ encontramos correspondência para 15 sistemas binários. Nenhum desses sistemas, porém, é binária de baixa massa.

Por meio da inspeção visual, os dados adicionais foram comparados aos dados do CRTS, sendo os períodos de 8 objetos redefinidos. Entre eles, 6 mostram-se com períodos equivalentes ao dobro do que encontramos em nossa análise.

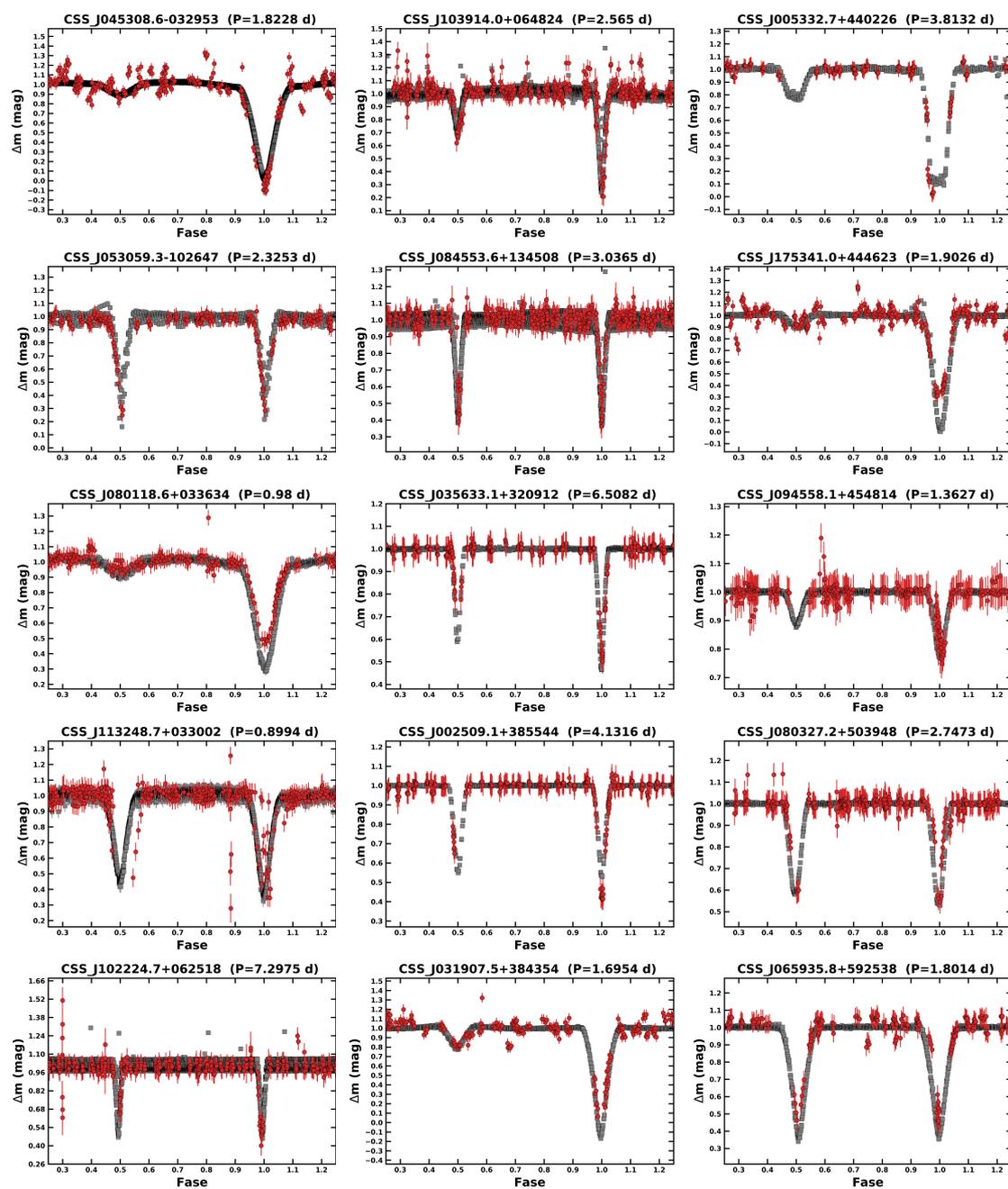
A Figura 5.8 apresenta os diagramas de fase construídos com dados TESS/K2 aos quais foram sobrepostos aos dados do CRTS, para comparação. A Tabela 5.6 mostra períodos encontrados inicialmente para as iEAs e os fatores de correção (ou multiplicidade) necessários para compatibilizar os períodos novos, que levem em consideração os dados TESS/K2. A Tabela A.1 apresenta os períodos recalculados, iguais aos apresentados na Figura 5.8.

Algumas dessas fontes apresentam variabilidade evidente fora dos eclipses nos dados de alta qualidade. Provavelmente estão associadas a fenômenos intrínsecos adicionais, como pulsações (CSS J053059.3-102647) ou modulações de longo prazo (CSS J102224.7+062518 e CSS J084553.6+134508). Em raros casos, as curvas de luz TESS/K2 apresentam efeitos de contaminação por objetos não resolvidos na fotometria de abertura ou de efeitos instrumentais. Objetos como o CSS J005332.7+440226 e CSS J002509.1+385544 apresentam ainda diferenças de profundidade nos eclipses, considerando os diferentes levantamentos. Esse efeito pode estar relacionado com as diferenças de bandas fotométricas de cada levantamento. A Figura 5.9 mostra a resposta espectral das bandas fotométricas do CRTS, TESS e Kepler com base no dados obtidos do *SVO Filter Profile Service*². O CRTS cobre uma faixa mais ampla em comprimento de onda quando comparado ao TESS e Kepler. Os comprimentos de onda de referência são $\lambda_{ref} = 5913 \text{ \AA}$ para o CRTS, $\lambda_{ref} = 6303 \text{ \AA}$ para o Kepler e $\lambda_{ref} = 7698 \text{ \AA}$ para o TESS – este último apresenta o maior deslocamento de λ_{ref} quando comparado com o CRTS.

¹Os dados foram obtidos através do portal MAST (*Mikulski Archive for Space Telescopes*) em <https://mast.stsci.edu/>, tendo sido a pesquisa de correspondência realizada para um raio de 2 arco-segundos da posição de cada objeto iEA.

²<http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/fps/>

Figura 5.8 - Diagramas de fase das binárias eclipsantes encontradas neste trabalho que têm contrapartidas nas bases de dados TESS/K2.



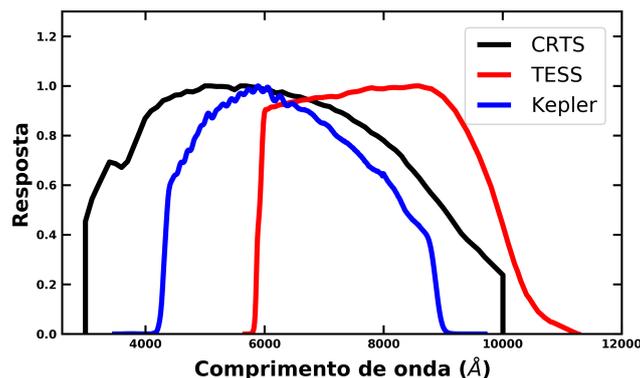
Diagramas de fase de iEAs que possuem observações em outros levantamentos. Os dados do CRTS estão em vermelho e os dados TESS/K2 em cinza. As curvas de luz foram deslocadas para um nível arbitrário de 1 mag fora dos eclipses, e os períodos utilizados são os apresentados na Tabela 5.6.

Fonte: Produção do autor.

Tabela 5.6 - Fator de correção para os períodos das iEAs de acordo com dados TESS/K2. As duas primeiras colunas correspondem ao identificador e nome no CRTS. A terceira coluna mostra o período calculado inicialmente neste trabalho. A última coluna mostra o fator multiplicativo necessário para retificar o período de cada objeto baseado nos dados novos vindos do TESS ou K2. A Tabela A.1, no Apêndice A, contém os períodos atualizados desses objetos.

Nome	CSS ID	Período iEA	Levantamento	Fator de correção
1160020006856	CSS J065935.8+592538	1.801418	TESS	1
1009030025196	CSS J053059.3-102647	1.162655	TESS	2
1132019043113	CSS J035633.1+320912	3.254113	TESS	2
1138002068806	CSS J002509.1+385544	2.065798	TESS	2
1138015076246	CSS J031907.5+384354	1.695402	TESS	1
1143071083083	CSS J175341.0+444623	1.902618	TESS	1
1143004058539	CSS J005332.7+440226	1.906584	TESS	2
1104062014528	CSS J113248.7+033002	1.349110	K2	2/3
1112047057788	CSS J084553.6+134508	3.036498	K2	1
1004027058266	CSS J045308.6-032953	5.468327	TESS	1/3
1107055016261	CSS J102224.7+062518	3.648755	K2	2
1107057022731	CSS J103914.0+064824	2.565007	K2	1
1149029061534	CSS J080327.2+503948	1.373631	TESS	2
1146037011758	CSS J094558.1+454814	0.681328	TESS	2
1104043031307	CSS J080118.6+033634	0.980020	TESS	1

Figura 5.9 - Resposta das bandas fotométricas para diferentes levantamentos



A curva em preto representa a resposta para os dados do CRTS. Os levantamentos TESS e Kepler estão representados em vermelho e azul respectivamente. Dados obtidos do *SVO Filter Profile Service*.

Fonte: Produção do autor.

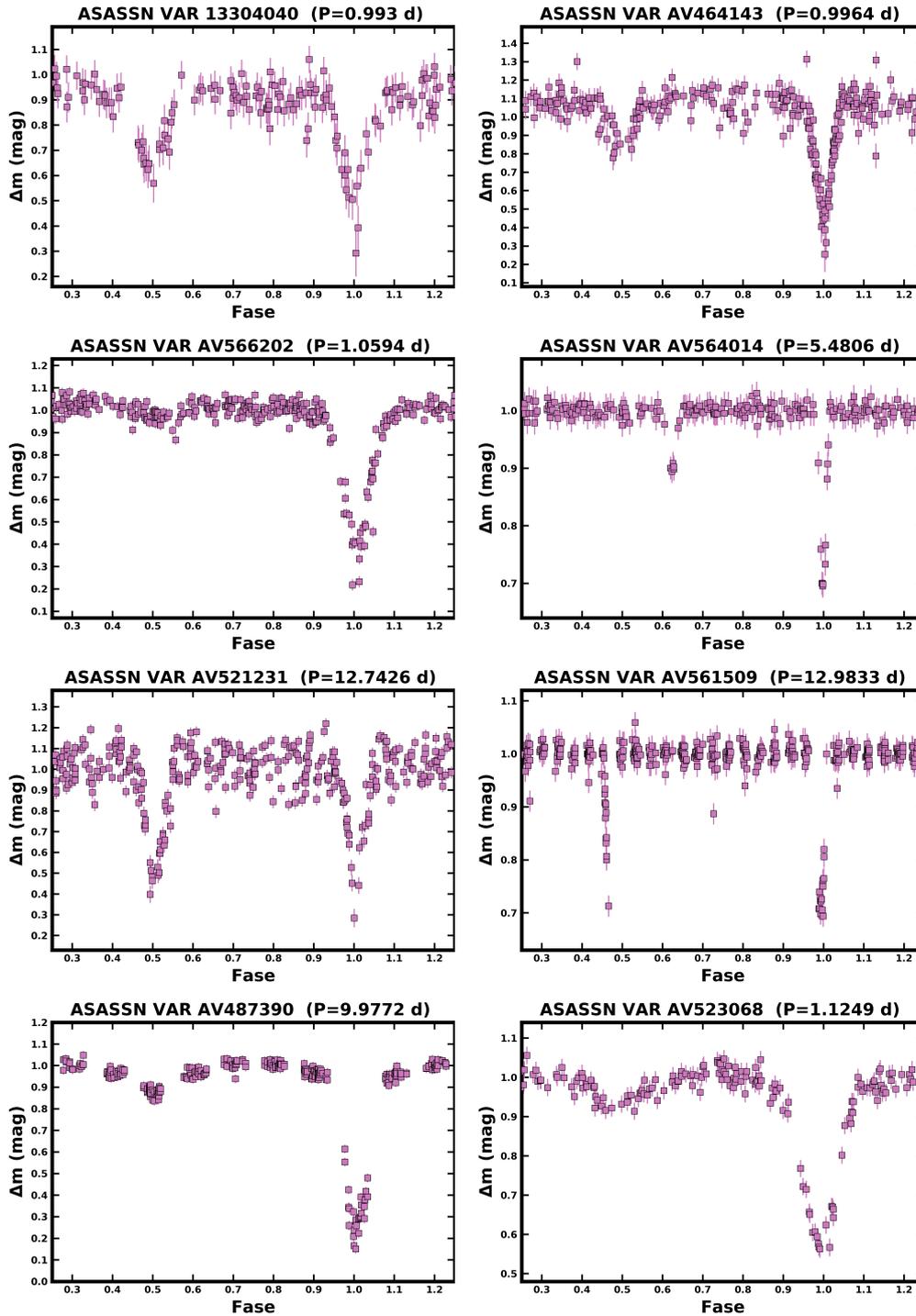
6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Este trabalho apresenta um projeto para identificação de sinais de EAs em levantamento de dados fotométricos. Em particular, um estudo de caso foi realizado nos dados do CRTS. Por conseguinte, foram determinados de períodos de 87 EAs inicialmente rotuladas como sendo binárias de período desconhecido no CRTS. Além disso, foram encontrados os parâmetros físicos estelares para uma subamostra de 8 sistemas binários de baixa massa contendo anãs do tipo K e M. Esses resultados foram analisados no cenário de inflação de raios de estrelas de baixa massa em sistemas binários.

Conforme foi apresentado no Capítulo 1, os sistemas binários representam uma via importante para obtenção de parâmetros estelares como massas, raios e luminosidades. A precisão na estimativa desses parâmetros depende principalmente de dispormos de diferentes tipos de observações para um mesmo objeto, pois assim é possível restringir as soluções individuais. No caso das EAs, as componentes estão gravitacionalmente ligadas sem, a princípio, trocarem matéria ou se deformarem por conta dessa interação. Essas características permitem que as estrelas de sistemas binários sejam aproximadas para o caso de estrelas isoladas, e dessa forma, podem ser comparadas com modelos teóricos de evolução estelar.

Entretanto, objetos de tal importância podem estar sendo perdidos em grandes levantamentos fotométricos devido à algumas características inerentes ao próprio tipo de sinal e de como os algoritmos de busca de sinais são comumente utilizados. Como mostrado no Capítulo 4, as EAs possuem eclipses estreitos e podem ter poucas observações durante esses eventos, além de poderem ser afetadas por outros fatores comuns a quaisquer curvas de luz como baixa relação sinal/ruído e poucos ciclos observados na série temporal. Dessa forma, a busca de periodicidade com as grades de frequência comumente usadas na literatura produzem espectros de potência cujos o sinais em algumas EAs não são detectados. O uso de uma grade de frequência mais fina, ou seja, com um número maior de frequências teste, aumenta a significância estatística dos sinais das EAs. De fato, a grade de frequência (ou número de frequências) necessários para detectar os sinais das EAs deve ser inversamente proporcional à largura do eclipse (Figura 4.1 e 4.2), e pode ser relacionado ao parâmetro δ_ϕ na Equação 4.8. Assim, essa interpretação conecta o tipo de variabilidade com a grade de frequências requerida para que uma das frequências teste seja suficientemente próxima do sinal relevante e uma correta significância estatística do sinal seja calculada.

Figura 6.1 - Diagramas de fase de sistemas binários encontrados na classe VAR do *The ASAS-SN Catalog of Variable Stars: IX*.



Exemplos de sistemas binários com períodos determinados para a classe VAR do levantamento *The ASAS-SN Catalog of Variable Stars: IX*. Este é um resultado preliminar.

Fonte: Produção do autor.

O sinal de cerca de 56% da amostra das EA_{up} foi detectado. Isso indica que levantamento de dados similares ao CRTS pode ter uma percentagem semelhante de sinais de EAs não detectados. Um exemplo é o catálogo ASAS-SN (*All-Sky Automated Survey for Supernovae*) que identificou ~ 426 mil objetos variáveis (SHAPPEE; et al., 2014; JAYASINGHE et al., 2018; JAYASINGHE et al., 2019a; JAYASINGHE et al., 2019b; JAYASINGHE et al., 2020; JAYASINGHE et al., 2021). O levantamento possui uma classe de variáveis genéricas (VAR) que contém mais de 48 mil objetos com períodos não identificados¹ sendo uma amostra promissora para estudos futuros. Em uma análise preliminar, buscamos períodos na classe VAR dos dados do *The ASAS-SN Catalog of Variable Stars: IX* (JAYASINGHE et al., 2021) que contém mais de 6mil objetos. A partir da inspeção visual dessa amostra foram identificados cerca de 110 possíveis EAs. Alguns desses objetos encontrados são mostrados na Figura 6.1.

Se para o CRTS a percentagem de objetos recuperados em relação ao número total de EAs encontradas pelo mesmo levantamento é $87/4836 \sim 1,8\%$, para o dados dos ASAS-SN (IX) esse valor é algo em torno de $110/14711 \sim 0,7\%$. Considerando todo o catálogo ASAS, que contém 50 mil EAs já catalogadas, a primeira estimativa é de que cerca de 350 EAs possam ser recuperadas neste catálogo. Esse número pode ser ainda maior quando consideramos grandes levantamentos como o futuro LSST, que deve gerar informações para bilhões de estrelas. O LSST vai escanear quase a metade do céu em seis bandas fotométricas por um período de 10 anos. A missão tem previsão de iniciar ao final de 2023².

Dessa forma, concluímos que a abordagem apresentada neste trabalho consegue resgatar sistemas binários que não puderam ser encontrados pelas rotinas padrões dos levantamentos fotométricos, sendo essa sistemática aplicável em outros bancos de dados. No entanto, para usar a metodologia descrita nesse trabalho em outros levantamentos de dados fotométricos é preciso propor um conjunto de indicadores que indiquem a presença de um sinal de um EA uma vez que, como discutido na Seção 4.1.1 esse processo pode ser computacionalmente custoso. Medidas de assimetria dos dados, número de *outliers*, excursões para magnitudes mais altas do que o valor mediano, e quartiles estão sendo testados com uma estatística descritiva pra identificar possíveis sinais de EAs. Isto posto, esse trabalho funciona como um projeto piloto com o potencial de ser replicado em outros levantamentos.

Oito sistemas binários de baixa massa foram encontrados usando os critérios ba-

¹De acordo com a atualização do banco de dados de 22/10/2019 consultada em <https://asas-sn.osu.edu/variables>

²Fonte:<https://www.lsst.org/about/project-status>

seados em cores fotométricas (para maior detalhe ver Seção 4.2). Os parâmetros individuais de cada componente foram encontrados por meio de uma relação entre razões de parâmetros oriundas do ajuste da curva de luz, temperatura efetiva *Gaia* e informações de modelo teórico (ver Seção 4.3). De uma maneira geral as estrelas de baixa massa encontradas se apresentam bem distribuídas em torno das previsões do modelo teórico e, considerando as barras de erro envolvidas, não apresentam evidências claras de raios inflados, tanto nos componentes primários quanto nos secundários. Isto indica que os modelos teóricos estão de acordo com os dados observacionais e os valores estimados para estrelas individuais podem ser usados como bons preditores de parâmetros físicos para estrelas binárias do tipo EAs. Dados adicionais como de velocidades radiais ajudariam a restringir e refinar as soluções individuais das componentes. O estudo das discrepâncias dos parâmetros físicos reportados na literatura exigem estimativas mais precisas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABBOTT, B. P.; et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. **Physical Review Letters**, v. 116, n. 6, p. 061102, fev. 2016. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2016PhRvL.116f1102A>>. 6

ABBOTT, B. P.; et al. GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral. **Physical Review Letters**, v. 119, n. 16, p. 161101, out. 2017. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017PhRvL.119p1101A>>. 6

ABBOTT, R.; et al. GW190814: gravitational waves from the coalescence of a 23 solar mass black hole with a 2.6 solar mass compact object. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 896, n. 2, p. L44, jun. 2020. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2020ApJ...896L..44A>>. 6

ABELL, P. A.; et al. LSST science book, Version 2.0. **arXiv e-prints**, dez. 2009. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2009arXiv0912.0201L>>. 30, 40, 41

ADAMS, F. C.; GRAVES, G. J. M.; LAUGHLIN, G. Red dwarfs and the end of the main sequence. In: **Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series**. [s.n.], 2004. v. 22, p. 46–49. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2004RMxAC...22...46A>>. 25

ALLARD, F.; HAUSCHILDT, P. H. Model atmospheres for m (sub)dwarf stars. i. the base model grid. **The Astrophysical Journal**, v. 445, p. 433, maio 1995. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995ApJ...445..433A>>. 29

ALLARD, F.; HAUSCHILDT, P. H.; ALEXANDER, D. R.; STARRFIELD, S. Model atmospheres of very low mass stars and brown dwarfs. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 35, p. 137–177, jan. 1997. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1997ARA&A...35..137A>>. 34

ALLARD, F.; HOMEIER, D.; FREYTAG, B. Models of very-low-mass stars, brown dwarfs and exoplanets. **Royal Society of London Philosophical Transactions Series A**, v. 370, p. 2765–2777, jun. 2012. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2012RSPTA.370.2765A>>. 35

ALLER, L. H. Proton-proton reactions in red dwarf stars. **The Astrophysical Journal**, v. 111, p. 173, jan. 1950. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1950ApJ...111..173A>>. 27

ALLER, L. H.; CHAMBERLAIN, J. W.; LEWIS, E. M.; LILLER, W. C.; MCDONALD, J. K.; POTTER, W. H.; WEBER, N. E. A note on energy generation in red dwarf stars. **The Astrophysical Journal**, v. 115, p. 328, mar. 1952. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1952ApJ...115..328A>>. 27

ALMEIDA, L. A.; ALMEIDA, L. de; DAMINELI, A.; RODRIGUES, C. V.; CASTRO, M.; FERREIRA LOPES, C. E.; JABLONSKI, F.; NASCIMENTO J. D., J. do; PEREIRA, M. G. Orbital period variation of KIC 10544976: applegate mechanism versus light travel time effect. **Astronomical Journal**, v. 157, n. 4, p. 150, abr. 2019. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019AJ...157..150A>>. 81

ANDERSEN, J. Accurate masses and radii of normal stars. **Astronomy and Astrophysics Review**, v. 3, p. 91–126, 1991. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/1991A%26ARv...3...91A>>. 4, 28, 29

ANDRAE, R.; et al. Gaia data release 2: first stellar parameters from Apsis. **Astronomy and Astrophysics**, v. 616, p. A8, Aug 2018. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018A&A...616A...8A>>. 66

APPLEGATE, J. H. A mechanism for orbital period modulation in close binaries. **The Astrophysical Journal**, v. 385, p. 621, fev. 1992. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1992ApJ...385..621A>>. 81

ARGYLE, B.; ARGYLE, R. More than one sun. In: ARGYLE, R. W. E. (Ed.). **Observing and measuring visual double stars**. [S.l.]: Springer, 2012. p. 71–75. 2

ARMSTRONG, D. J.; CHEW, Y. G. M.; FAEDI, F.; POLLACCO, D. A catalogue of temperatures for Kepler eclipsing binary stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 437, p. 3473–3481, fev. 2014. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2014MNRAS.437.3473A>>. 65

BAILER-JONES, C. A. L.; RYBIZKI, J.; FOUESNEAU, M.; MANTELET, G.; ANDRAE, R. Estimating distance from parallaxes. iv. distances to 1.33 billion stars in gaia data release 2. **Astronomical Journal**, v. 156, p. 58, ago. 2018.

Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2018AJ...156...58B>>. 63, 65, 82

BALDWIN, M. E. Minima of eclipsing binary stars, VI. **Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO)**, v. 7, n. 1, p. 28–42, out. 1978. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1978JAVSO...7...28B>>. 28

BARAFFE, I.; CHABRIER, G.; ALLARD, F.; HAUSCHILDT, P. H. New evolutionary tracks for very low mass stars. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 446, p. L35, jun. 1995. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995ApJ...446L..35B>>. 29

_____. Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars: mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams. **Astronomy and Astrophysics**, v. 337, p. 403–412, set. 1998. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1998A%26A...337..403B>>. 4, 30, 32, 33, 34, 36, 41, 67, 80, 84, 85

BATE, R. R.; MUELLER, D. D.; WHITE, J. E. **Fundamentals of astrodynamics**. [s.n.], 1971. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1971fuas.book....B>>. 20

BATTEN, A. H. Two centuries of study of algol systems. **Space Science Reviews**, v. 50, n. 1-2, p. 1–8, jun. 1989. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989SSRv...50....1B>>. 1

_____. Stellar evolution in binary systems. **Reports on Progress in Physics**, v. 58, n. 8, p. 885–928, ago. 1995. 1

BELLE, G. T. van. Interferometric observations of rapidly rotating stars. **The Astronomy and Astrophysics Review**, v. 20, n. 1, p. 51, 2012. 22

BELLM, E. C.; et al. The zwicky transient facility: system overview, performance, and first results. **The Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 131, n. 995, p. 018002, jan. 2019. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019PASP...131a8002B>>. 40

BENACQUISTA, M. **An introduction to the evolution of single and binary stars**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2012. 11

- BENEST, D.; DUVENT, J. L. Is Sirius a triple star? **Astronomy and Astrophysics**, v. 299, p. 621, jul. 1995. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995A&A...299..621B>>. 2
- BERGER, D.; et al. First results from the chara array. iv. the interferometric radii of low-mass stars. **The Astrophysical Journal**, v. 644, n. 1, p. 475, 2006. 31
- BERTIN, E.; ARNOUITS, S. SExtractor: software for source extraction. **Astronomy and Astrophysics**, v. 117, p. 393–404, jun. 1996. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1996A%26AS...117..393B>>. 43
- BESSELL, M. S.; BRETT, J. M. JHKLM photometry: standard systems, passbands, and intrinsic colors. **The Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 100, p. 1134, set. 1988. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1988PASP...100.1134B>>. 62
- BILIR, S.; AK, S.; KARAALI, S.; CABRERA-LAVERS, A.; CHONIS, T. S.; GASKELL, C. M. Transformations between 2MASS, SDSS and BVRI photometric systems: bridging the near-infrared and optical. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 384, p. 1178–1188, mar. 2008. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2008MNRAS.384.1178B>>. 62, 77
- BIRKBY, J.; et al. Discovery and characterization of detached M dwarf eclipsing binaries in the WFCAM transit survey. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 426, p. 1507–1532, out. 2012. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2012MNRAS.426.1507B>>. 37, 84
- BÖHM-VITENSE, E. Über die wasserstoffkonvektionszone in sternern verschiedener effektivtemperaturen und leuchtkräfte. mit 5 textabbildungen. **J Zeitschrift fur Astrophysik**, v. 46, p. 108, jan. 1958. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1958ZA.....46..108B>>. 28, 36
- BONFILS, X.; DELFOSSE, X.; UDRY, S.; SANTOS, N. C.; FORVEILLE, T.; SÉGRANSAN, D. Metallicity of M dwarfs. I. a photometric calibration and the impact on the mass-luminosity relation at the bottom of the main sequence. **Astronomy and Astrophysics**, v. 442, n. 2, p. 635–642, nov. 2005. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005A&A...442..635B>>. 31
- BORUCKI, W. J.; et al. Kepler planet-detection mission: introduction and first results. **Science**, v. 327, p. 977, fev. 2010. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2010Sci...327..977B>>. 30, 40, 41

BOURS, M. C. P.; et al. Long-term eclipse timing of white dwarf binaries: an observational hint of a magnetic mechanism at work. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 460, n. 4, p. 3873–3887, ago. 2016. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2016MNRAS.460.3873B>>. 81

BOVY, J.; RIX, H.-W.; GREEN, G. M.; SCHLAFLY, E. F.; FINKBEINER, D. P. On galactic density modeling in the presence of dust extinction. **The Astrophysical Journal**, v. 818, p. 130, fev. 2016. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2016ApJ...818..130B>>. 63, 77

BRACEWELL, R. **The fourier transform and its applications**. [S.l.: s.n.], 1965. 52

BRETT, J. M. Opacity sampling model photospheres for M dwarfs. I. computations, sensitivities and comparisons. **Astronomy and Astrophysics**, v. 295, p. 736, mar. 1995. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995A&A...295..736B>>. 35

BROWN, R. H.; DAVIS, J.; LAKE, R. J. W.; THOMPSON, R. J. The effects of limb darkening on measurements of angular size with an intensity interferometer. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 167, p. 475–484, jun. 1974. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1974MNRAS.167..475H>>. 22

BROWNING, M. K. Simulations of dynamo action in fully convective stars. **The Astrophysical Journal**, v. 676, n. 2, p. 1262–1280, abr. 2008. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008ApJ...676.1262B>>. 4

BROWNING, M. K.; WEBER, M. A.; CHABRIER, G.; MASSEY, A. P. Theoretical limits on magnetic field strengths in low-mass stars. **The Astrophysical Journal**, v. 818, n. 2, p. 189, fev. 2016. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2016ApJ...818..189B>>. 39

BROŽ, M.; MOURARD, D.; BUDAJ, J.; HARMANEC, P.; SCHMITT, H.; TALLON-BOSC, I.; BONNEAU, D.; BOŽIĆ, H.; GIES, D.; ŠLECHTA, M. Optically thin circumstellar medium in the β Lyr A system. **Astronomy and Astrophysics**, v. 645, p. A51, jan. 2021. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2021A&A...645A..51B>>. 17

BURROWS, A.; HUBBARD, W. B.; SAUMON, D.; LUNINE, J. I. An expanded set of brown dwarf and very low mass star models. **The Astrophysical Journal**,

v. 406, p. 158, mar. 1993. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1993ApJ...406..158B>>. 29

BURROWS, A.; SHARP, C. M. Chemical equilibrium abundances in brown dwarf and extrasolar giant planet atmospheres. **The Astrophysical Journal**, v. 512, n. 2, p. 843–863, fev. 1999. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1999ApJ...512..843B>>. 34

CARMO, A.; LOPES, C. E. F.; PAPAGEORGIOU, A.; JABLONSKI, F. J.; RODRIGUES, C. V.; DRAKE, A. J.; CROSS, N. J. G.; CATELAN, M.

Recovering variable stars in large surveys: EA_{up} Algol-type class in the Catalina survey. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 498, n. 2, p. 2833–2844, ago. 2020. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2020MNRAS.498.2833C>>. 17, 57, 69, 71, 72, 78, 79, 83, 85

CARNEY, B. W.; LATHAM, D. W.; LAIRD, J. B.; AGUILAR, L. A. A survey of proper motion stars. 12: an expanded sample. **The Astronomical Journal**, v. 107, p. 2240–2289, 1994. 30

CARROLL, B. W.; OSTLIE, D. A. **An introduction to modern astrophysics**. [S.l.]: Pearson Education Limited, 2014. 22

CATELAN, M.; et al. Stellar variability in the VVV survey. **arXiv e-prints**, out. 2013. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013arXiv1310.1996C>>. 40

CHABRIER, G.; BARAFFE, I. CM Draconis and YY Geminorum: Agreement Between Theory and Observation. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 451, p. L29, set. 1995. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995ApJ...451L..29C>>. 29

_____. Structure and evolution of low-mass stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 327, p. 1039–1053, Nov 1997. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1997A&A...327.1039C>>. 30, 31, 36

CHABRIER, G.; GALLARDO, J.; BARAFFE, I. Evolution of low-mass star and brown dwarf eclipsing binaries. **Astronomy and Astrophysics**, v. 472, n. 2, p. L17–L20, Sep 2007. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007A&A...472L..17C>>. 30, 36, 37, 38

CHEN, Y.; et al. Improving PARSEC models for very low mass stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 444, n. 3, p. 2525–2543, nov. 2014. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014MNRAS.444.2525C>>. 30, 41, 85

CHEW, Y. G. M.; MORALES, J. C.; FAEDI, F.; GARCÍA-MELENDO, E.; HEBB, L.; RODLER, F.; DESHPANDE, R.; MAHADEVAN, S.; MCCORMAC, J.; BARNES, R.; TRIAUD, A. H. M. J.; LOPEZ-MORALES, M.; SKILLEN, I.; CAMERON, A. C.; JONER, M. D.; LANEY, C. D.; STEPHENS, D. C.; STASSUN, K. G.; CARGILE, P. A.; MONTAÑÉS-RODRÍGUEZ, P. The EBLM project. II. A very hot, low-mass M dwarf in an eccentric and long-period, eclipsing binary system from the SuperWASP survey. **Astronomy and Astrophysics**, v. 572, p. A50, dez. 2014. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014A&A...572A..50G>>. 19

CLARET, A. Comprehensive tables for the interpretation and modeling of the light curves of eclipsing binaries. **Astronomy and Astrophysics Supplement Series**, v. 131, n. 3, p. 395–400, 1998. 18

_____. Gravity-darkening exponents for neutron and non-relativistic stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 577, p. A87, maio 2015. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015A&A...577A..87C>>. 18

_____. Theoretical gravity darkening as a function of optical depth. a first approach to fast rotating stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 588, p. A15, abr. 2016. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2016A&A...588A..15C>>. 18

CLARET, A.; CUKANOVAITE, E.; BURDGE, K.; TREMBLAY, P. E.; PARSONS, S.; MARSH, T. R. Gravity and limb-darkening coefficients for compact stars: DA, DB, and DBA eclipsing white dwarfs. **Astronomy and Astrophysics**, v. 634, p. A93, fev. 2020. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2020A&A...634A..93C>>. 18

COLLABORATION, G.; BROWN, A. G. A.; VALLENARI, A.; PRUSTI, T.; et al. Gaia early data release 3. Summary of the contents and survey properties.

Astronomy and Astrophysics, v. 649, p. A1, maio 2021. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2021A&A...649A...1G>>. 63

COUGHLIN, J. L.; LÓPEZ-MORALES, M.; HARRISON, T. E.; ULE, N.; HOFFMAN, D. I. Low-mass eclipsing binaries in the initial Kepler data release.

Astronomical Journal, v. 141, n. 3, p. 78, Mar 2011. Disponível em:
 <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2011AJ....141...78C>>. 38, 66, 67, 84

CRUZ, P.; DIAZ, M.; BIRKBY, J.; BARRADO, D.; SIPÖCZ, B.; HODGKIN, S.
 Low-mass eclipsing binaries in the WFCAM transit survey: the persistence of the
 M-dwarf radius inflation problem. **Monthly Notices of the Royal
 Astronomical Society**, v. 476, n. 4, p. 5253–5267, jun. 2018. Disponível em:
 <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018MNRAS.476.5253C>>. 37, 84

CUTRI, R. M.; et al. **2MASS all sky catalog of point sources**. [s.n.], 2003.
 Disponível em:
 <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003tmc..book....C>>. 61

DAMERDJI, Y.; KLOTZ, A.; BOËR, M. The TAROT suspected variable star
 catalog. **Astronomical Journal**, v. 133, p. 1470–1477, abr. 2007. Disponível em:
 <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2007AJ....133.1470D>>. 52

DAVIS, J.; TANGO, W. J.; BOOTH, A. J. Limb-darkening corrections for
 interferometric uniform disc stellar angular diameters. **Monthly Notices of the
 Royal Astronomical Society**, v. 318, n. 2, p. 387–392, out. 2000. Disponível em:
 <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2000MNRAS.318..387D>>. 22

DE MEDEIROS, J. R.; et al. Overview of semi-sinusoidal stellar variability with
 the CoRoT satellite. **Astronomy and Astrophysics**, v. 555, p. A63, jul. 2013.
 Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2013A%26A...555A..63D>>.
 52

DEBOSSCHER, J.; SARRO, L. M.; AERTS, C.; CUYPERS, J.;
 VANDENBUSSCHE, B.; GARRIDO, R.; SOLANO, E. Automated supervised
 classification of variable stars. I. Methodology. **Astronomy and Astrophysics**,
 v. 475, p. 1159–1183, dez. 2007. Disponível em:
 <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2007A%26A...475.1159D>>. 52, 54

DELEUIL, M.; et al. Planets, candidates, and binaries from the CoRoT/Exoplanet
 programme. The CoRoT transit catalogue. **Astronomy and Astrophysics**,
 v. 619, p. A97, nov. 2018. Disponível em:
 <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2018A%26A...619A..97D>>. 30, 40, 41

DELFOSSÉ, X.; FORVEILLE, T.; PERRIER, C.; MAYOR, M. Rotation and
 chromospheric activity in field M dwarfs. **Astronomy and Astrophysics**, v. 331,
 p. 581–595, mar. 1998. 34

DEVOR, J. Solutions for 10,000 eclipsing binaries in the bulge fields of OGLE II using DEBiL. **The Astrophysical Journal**, v. 628, n. 1, p. 411–425, jul. 2005.

Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005ApJ...628..411D>>. 44

DIAZ-CORDOVES, J.; GIMÉNEZ, A. A new nonlinear approximation to the limb-darkening of hot stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 259, p. 227–231, 1992. 18

DORMAN, B.; NELSON, L. A.; CHAU, W. Y. Theoretical models of low-mass stars and brown dwarfs. I. The lower main Sequence. **The Astrophysical Journal**, v. 342, p. 1003, jul. 1989. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989ApJ...342.1003D>>. 29

DOTTER, A.; CHABOYER, B.; JEVREMOVIĆ, D.; KOSTOV, V.; BARON, E.; FERGUSON, J. W. The dartmouth stellar evolution database. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 178, n. 1, p. 89–101, set. 2008.

Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008ApJS...178...89D>>. 41, 85

DRAKE, A. J.; CATELAN, M.; DJORGOVSKI, S. G.; TORREALBA, G.; GRAHAM, M. J.; BELOKUROV, V.; KOPOSOV, S. E.; MAHABAL, A.; PRIETO, J. L.; DONALEK, C.; WILLIAMS, R.; LARSON, S.; CHRISTENSEN, E.; BESHORE, E. Probing the outer galactic halo with RR Lyrae from the Catalina surveys. **The Astrophysical Journal**, v. 763, p. 32, jan. 2013.

Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2013ApJ...763...32D>>. 62

DRAKE, A. J.; et al. The first data release of the catalina surveys. In:

AMERICAN ASTRONOMICAL SOCIETY MEETING ABSTRACTS.

[s.n.], 2012. v. 219, p. 428–20. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2012AAS...21942820D>>. 43

DRAKE, A. J.; GRAHAM, M. J.; DJORGOVSKI, S. G.; CATELAN, M.; MAHABAL, A. A.; TORREALBA, G.; GARCÍA-ÁLVAREZ, D.; DONALEK, C.; PRIETO, J. L.; WILLIAMS, R.; LARSON, S.; SEN, E. C.; BELOKUROV, V.; KOPOSOV, S. E.; BESHORE, E.; BOATTINI, A.; GIBBS, A.; HILL, R.; KOWALSKI, R.; JOHNSON, J.; SHELLY, F. The Catalina surveys periodic variable star catalog. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 213, p. 9, jul. 2014. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJS...213....9D>>. xiii, 43, 44, 45, 58, 70, 72, 74, 79

DRIMMEL, R.; CABRERA-LAVERS, A.; LÓPEZ-CORREDOIRA, M. A three-dimensional Galactic extinction model. **Astronomy and Astrophysics**, v. 409, p. 205–215, out. 2003. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003A%26A...409..205D>>. 63, 77

DUFFY, C.; et al. Evidence that short-period AM CVn systems are diverse in outburst behaviour. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 502, n. 4, p. 4953–4962, abr. 2021. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2021MNRAS.502.4953D>>. 53

DWORETSKY, M. M. A period-finding method for sparse randomly spaced observations of 'How long is a piece of string?'. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 203, p. 917–924, jun. 1983. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/1983MNRAS.203..917D>>. 49

EDDINGTON, A. S. The reflection effect in eclipsing variables. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 86, p. 320–327, 1926. 19

EGGLETON, P. P. Aproximations to the radii of Roche lobes. **The Astrophysical Journal**, v. 268, p. 368–369, maio 1983. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1983ApJ...268..368E>>. 13

EYER, L.; BARTHOLDI, P. Variable stars: which Nyquist frequency? **Astronomy and Astrophysics**, v. 135, p. 1–3, fev. 1999. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/1999A%26AS...135....1E>>. 52, 53

FEIDEN, G. A. **Dartmouth magnetic evolutionary stellar tracks and relations**. Tese (Doutorado) — Dartmouth College, 2013. 25, 34, 35, 36

FEIDEN, G. A. Eclipsing binary systems as tests of low-mass stellar evolution theory. In: RUCINSKI, S. M.; TORRES, G.; ZEJDA, M. (Ed.). **Living together: planets, host stars and binaries**. [s.n.], 2015. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 496), p. 137. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2015ASPC...496..137F>>. 3, 4, 23, 26, 28, 30, 41

FEIDEN, G. A.; CHABOYER, B. Reevaluating the mass-radius relation for low-mass, main-sequence stars. **The Astrophysical Journal**, v. 757, p. 42, set. 2012. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJ...757...42F>>. 4, 23, 26, 84

_____. Magnetic inhibition of convection and the fundamental properties of low-mass stars. I. Stars with a radiative core. **The Astrophysical Journal**, v. 779, n. 2, p. 183, dez. 2013. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013ApJ...779..183F>>. 35

_____. Magnetic inhibition of convection and the fundamental properties of low-mass stars. II. Fully convective main-sequence stars. **The Astrophysical Journal**, v. 789, p. 53, jul. 2014. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...789...53F>>. 39

FRANK, J.; KING, A.; RAINE, D. **Accretion power in astrophysics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2002. 51–52 p. 14

GAIA COLLABORATION; BABUSIAUX, C.; LEEUWEN van; BARSTOW, M. A.; et al. Gaia data release 2. Observational Hertzsprung-Russell diagrams. **Astronomy and Astrophysics**, v. 616, p. A10, ago. 2018. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2018A%26A...616A..10G>>. 32, 41, 63, 65, 80

GAIA COLLABORATION; BROWN, A. G. A.; VALLENARI, A.; PRUSTI, T.; et al. Gaia data release 2. Summary of the contents and survey properties.

Astronomy and Astrophysics, v. 616, p. A1, ago. 2018. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018A&A...616A...1G>>. 25, 40

GAIA COLLABORATION; BROWN, A. G. A.; VALLENARI, A.; PRUSTI, T.; BRUIJNE, J. H. J. de; BABUSIAUX, C.; BIERMAN, M. Gaia early data release 3: summary of the contents and survey properties. **arXiv e-prints**, dez. 2020.

Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2020arXiv201201533G>>. 25

GAIA COLLABORATION; PRUSTI, T.; BRUIJNE, J. H. J. de; BROWN, A. G. A.; et al. The Gaia mission. **Astronomy and Astrophysics**, v. 595, p. A1, nov. 2016. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2016A&A...595A...1G>>. 30, 40

GAIDOS, E.; MANN, A. W.; LÉPINE, S.; BUCCINO, A.; JAMES, D.; ANSDELL, M.; PETRUCCI, R.; MAUAS, P.; HILTON, E. J. Trumpeting M dwarfs with CONCH-SHELL: a catalogue of nearby cool host-stars for habitable exoplanets and life. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 443, n. 3, p. 2561–2578, set. 2014. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014MNRAS.443.2561G>>. 35

GALLENNE, A.; PIETRZYŃSKI, G.; GRACZYK, D.; PILECKI, B.; STORM, J.; NARDETTO, N.; TAORMINA, M.; GIEREN, W.; TKACHENKO, A.; KERVELLA, P.; MÉRAND, A.; WEBER, M. The Araucaria project: high-precision orbital parallax and masses of eclipsing binaries from infrared interferometry. **Astronomy and Astrophysics**, v. 632, p. A31, dez. 2019.

Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019A&A...632A..31G>>. 3, 4, 23, 41

GARRIDO, H. E.; CRUZ, P.; DIAZ, M. P.; AGUILAR, J. F. The radius inflation problem in short-period low-mass binaries: a large sample analysis. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 482, n. 4, p. 5379–5388, 2019.

Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1093/mnras/sty3006>>. xiii, 4, 67, 74, 75, 76, 84, 85

GILBERT, E. A.; et al. The first habitable-zone earth-sized planet from TESS. i. validation of the TOI-700 system. **Astronomical Journal**, v. 160, n. 3, p. 116, set. 2020. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2020AJ...160..116G>>. 26

GOLUB, L. Quiescent coronae of active chromosphere stars. In: CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS. **INTERNATIONAL ASTRONOMICAL UNION COLLOQUIUM**. [S.l.], 1983. v. 71, p. 83–108. 37

GRACZYK, D.; PIETRZYŃSKI, G.; THOMPSON, I. B.; GIEREN, W.; PILECKI, B.; KONORSKI, P.; VILLANOVA, S.; GÓRSKI, M.; SUCHOMSKA, K.; KARCZMAREK, P.; STEPIEŃ, K.; STORM, J.; TAORMINA, M.; KOŁACZKOWSKI, Z.; WIELGÓRSKI, P.; NARLOCH, W.; ZGIRSKI, B.; GALLENNE, A.; OSTROWSKI, J.; SMOLEC, R.; UDALSKI, A.; SOSZYŃSKI, I.; KERVELLA, P.; NARDETTO, N.; SZYMAŃSKI, M. K.; WYRZYKOWSKI, Ł.; ULACZYK, K.; POLESKI, R.; PIETRUKOWICZ, P.; KOZŁOWSKI, S.; SKOWRON, J.; MRÓZ, P. The late-type eclipsing binaries in the large magellanic cloud: catalog of fundamental physical parameters. **The Astrophysical Journal**, v. 860, n. 1, p. 1, jun. 2018. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018ApJ...860....1G>>. 19

GRACZYK, D.; SOSZYŃSKI, I.; POLESKI, R.; PIETRZYŃSKI, G.; UDALSKI, A.; SZYMAŃSKI, M. K.; KUBIAK, M.; WYRZYKOWSKI, Ł.; ULACZYK, K. The optical gravitational lensing experiment. The OGLE-III catalog of variable stars. XII. Eclipsing binary stars in the large magellanic cloud. **Acta**

Astronomica, v. 61, n. 2, p. 103–122, jun. 2011. Disponível em:
<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2011AcA...61..103G>>. 81

GRAHAM, M. J.; DJORGOVSKI, S. G.; DRAKE, A. J.; STERN, D.; MAHABAL, A. A.; GLIKMAN, E.; LARSON, S.; CHRISTENSEN, E. Understanding extreme quasar optical variability with CRTS - I. major AGN flares. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 470, n. 4, p. 4112–4132, Oct 2017. Disponível em:
<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017MNRAS.470.4112G>>. 64

GRAHAM, M. J.; DRAKE, A. J.; DJORGOVSKI, S. G.; MAHABAL, A. A.; DONALEK, C.; DUAN, V.; MAKER, A. A comparison of period finding algorithms. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 434, p. 3423–3444, out. 2013. Disponível em:
<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2013MNRAS.434.3423G>>. 50, 52

GREEN, G. M.; SCHLAFLY, E. F.; FINKBEINER, D.; RIX, H.-W.; MARTIN, N.; BURGETT, W.; DRAPER, P. W.; FLEWELLING, H.; HODAPP, K.; KAISER, N.; KUDRITZKI, R.-P.; MAGNIER, E. A.; METCALFE, N.; TONRY, J. L.; WAINSCOAT, R.; WATERS, C. Galactic reddening in 3D from stellar photometry - an improved map. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 478, p. 651–666, jul. 2018. Disponível em:
<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2018MNRAS.478..651G>>. 63, 65, 77, 82

GREEN, G. M.; SCHLAFLY, E. F.; FINKBEINER, D. P.; RIX, H.-W.; MARTIN, N.; BURGETT, W.; DRAPER, P. W.; FLEWELLING, H.; HODAPP, K.; KAISER, N.; KUDRITZKI, R. P.; MAGNIER, E.; METCALFE, N.; PRICE, P.; TONRY, J.; WAINSCOAT, R. A three-dimensional map of milky way dust. **The Astrophysical Journal**, v. 810, n. 1, p. 25, Sep 2015. Disponível em:
<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015ApJ...810...25G>>. 63, 77

HALL, P. D. **Binary star**. 2016. Disponível em:
<https://en.wikipedia.org/wiki/Binary_star>. Acesso em: Nov 2020. 15

HAN, E.; MUIRHEAD, P. S.; SWIFT, J. J.; BARANEC, C.; LAW, N. M.; RIDDLE, R.; ATKINSON, D.; MACE, G. N.; DEFELIPPIS, D. Magnetic Inflation and Stellar Mass. I. Revised Parameters for the Component Stars of the Kepler Low-mass Eclipsing Binary T-Cyg1-12664. **Astronomical Journal**, v. 154, n. 3, p. 100, set. 2017. Disponível em:
<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017AJ...154..100H>>. 37

HARMANEC, P. Stellar masses and radii based on modern binary data. **Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia**, v. 39, p. 329, dez. 1988.

Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1988BAICz...39..329H>>. 28

_____. The ever challenging emission-line binary beta Lyrae. **Astronomische Nachrichten**, v. 323, n. 2, p. 87–98, jul. 2002. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2002AN....323...87H>>. 17

HARTMAN, J. D.; BAKOS, G. Á.; NOYES, R. W.; SIPÓCZ, B.; KOVÁCS, G.; MAZEK, T.; SHPORER, A.; PÁL, A. A photometric variability survey of field K and M dwarf stars with HATNet. **Astronomical Journal**, v. 141, p. 166, maio 2011. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2011AJ....141..166H>>. 61, 62

HENDEN, A. A.; TEMPLETON, M.; TERRELL, D.; SMITH, T. C.; LEVINE, S.; WELCH, D. VizieR online data catalog: AAVSO photometric all sky survey (APASS) DR9 (Henden+, 2016). **VizieR Online Data Catalog**, v. 2336, jan. 2016. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2016yCat.2336....0H>>. 62

HENRY, T. J.; MCCARTHY DONALD W., J. The Mass-Luminosity Relation for Stars of Mass 1.0 to 0.08M(solar). **Astronomical Journal**, v. 106, p. 773, ago. 1993. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1993AJ....106..773H>>. 28

HENYEY, L.; VARDYA, M. S.; BODENHEIMER, P. Studies in stellar evolution. III. The calculation of model envelopes. **The Astrophysical Journal**, v. 142, p. 841, out. 1965. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1965ApJ...142..841H>>. 28

HENYEY, L. G.; FORBES, J. E.; GOULD, N. L. A new method of automatic computation of stellar evolution. **The Astrophysical Journal**, v. 139, p. 306, jan. 1964. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1964ApJ...139..306H>>. 28

HILDITCH, R. W. **An introduction to close binary stars**. [s.n.], 2001.

Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2001icbs.book.....H>>. 52

HORNE, J. H.; BALIUNAS, S. L. A prescription for period analysis of unevenly sampled time series. **The Astrophysical Journal**, v. 302, p. 757–763, mar. 1986. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1986ApJ...302..757H>>. 52

HOXIE, D. T. The structure and evolution of stars of very low mass. **The Astrophysical Journal**, v. 161, p. 1083, set. 1970. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1970ApJ...161.1083H>>. 4

_____. The low-mass main-sequence: the comparison between theory and observation. **Astronomy and Astrophysics**, v. 26, p. 437, ago. 1973. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1973A&A...26..437H>>. 4, 28, 29

HULSE, R. A.; TAYLOR, J. H. Discovery of a pulsar in a binary system. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 195, p. L51–L53, jan. 1975. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1975ApJ...195L..51H>>. 3

IVEZIĆ, Ž.; et al. LSST: from science drivers to reference design and anticipated data products. **The Astrophysical Journal**, v. 873, n. 2, p. 111, mar. 2019. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019ApJ...873..111I>>. 30, 41

JACKSON, R. J.; JEFFRIES, R. D. The effect of starspots on the radii of low-mass pre-main-sequence stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 441, n. 3, p. 2111–2123, jul. 2014. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014MNRAS.441.2111J>>. 38

JACKSON, R. J.; JEFFRIES, R. D.; MAXTED, P. F. L. The radii of M-dwarfs in the young open cluster NGC 2516. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 399, n. 1, p. L89–L93, out. 2009. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009MNRAS.399L..89J>>. 38

JAYASINGHE, T.; KOCHANÉK, C. S.; STANEK, K. Z.; SHAPPEE, B. J.; HOLOIEN, T. W. S.; THOMPSON, T. A.; PRIETO, J. L.; DONG, S.; PAWLAK, M.; SHIELDS, J. V.; POJMANSKI, G.; OTERO, S.; BRITT, C. A.; WILL, D. The ASAS-SN catalogue of variable stars I: the serendipitous survey. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 477, n. 3, p. 3145–3163, jul. 2018. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018MNRAS.477.3145J>>. 91

JAYASINGHE, T.; KOCHANÉK, C. S.; STANEK, K. Z.; SHAPPEE, B. J.; HOLOIEN, T. W. S.; THOMPSON, T. A.; PRIETO, J. L.; DONG, S.; PAWLAK,

M.; PEJCHA, O.; POJMANSKI, G.; OTERO, S.; HURST, N.; WILL, D. The ASAS-SN catalogue of variable stars IX: the spectroscopic properties of Galactic variable stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 503, n. 1, p. 200–235, maio 2021. 91

JAYASINGHE, T.; STANEK, K. Z.; KOCHANNEK, C. S.; SHAPPEE, B. J.; HOLOIEN, T. W. S.; THOMPSON, T. A.; PRIETO, J. L.; DONG, S.; PAWLAK, M.; PEJCHA, O.; SHIELDS, J. V.; POJMANSKI, G.; OTERO, S.; BRITT, C. A.; WILL, D. The ASAS-SN catalogue of variable stars - II. uniform classification of 412 000 known variables. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 486, n. 2, p. 1907–1943, jun. 2019. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019MNRAS.486.1907J>>. 91

JAYASINGHE, T.; STANEK, K. Z.; KOCHANNEK, C. S.; SHAPPEE, B. J.; HOLOIEN, T. W. S.; THOMPSON, T. A.; PRIETO, J. L.; DONG, S.; PAWLAK, M.; PEJCHA, O.; SHIELDS, J. V.; POJMANSKI, G.; OTERO, S.; HURST, N.; BRITT, C. A.; WILL, D. The ASAS-SN catalogue of variable stars III: variables in the southern TESS continuous viewing zone. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 485, n. 1, p. 961–971, maio 2019. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019MNRAS.485..961J>>. 91

_____. The ASAS-SN catalogue of variable stars - V. variables in the Southern hemisphere. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 491, n. 1, p. 13–28, jan. 2020. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2020MNRAS.491...13J>>. 91

JEFFERS, S. V.; CAMERON, A. C.; BARNES, J. R.; AUFDENBERG, J. P.; HUSSAIN, G. A. J. Direct evidence for a polar spot on SV Camelopardalis. **The Astrophysical Journal**, v. 621, n. 1, p. 425–431, mar. 2005. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005ApJ...621..425J>>. 38

JOHNSON, J. A.; APPS, K. On the metal richness of M dwarfs with planets. **The Astrophysical Journal**, v. 699, n. 2, p. 933–937, jul. 2009. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009ApJ...699..933J>>. 31

JONES, H. R. A.; LONGMORE, A. J.; ALLARD, F.; HAUSCHILDT, P. H.; MILLER, S.; TENNYSON, J. Water vapour in cool dwarf stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 277, n. 3, p. 767–776, dez. 1995. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995MNRAS.277..767J>>. 62

JURÝŠEK, J.; ZASCHE, P.; WOLF, M.; VRAŠTIL, J.; VOKROUHLICKÝ, D.; SKARKA, M.; LIŠKA, J.; JANÍK, J.; ZEJDA, M.; KURFÜRST, P.; PAUNZEN, E. New inclination changing eclipsing binaries in the Magellanic Clouds.

Astronomy and Astrophysics, v. 609, p. A46, jan. 2018. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018A&A...609A..46J>>. 81

KALLRATH, J.; MILONE, E. F. **Eclipsing binary stars: modeling and analysis**. [S.l.]: Springer, 2009. 17, 20

KARTTUNEN, H.; KRÖGER, P.; OJA, H.; POUTANEN, M.; DONNER, K. J. **Fundamental astronomy**. [S.l.]:Springer, 2016. Chapter 12. Disponível em:

<https://doi.org/10.1007/978-3-662-53045-0_12>. 5

_____. **Fundamental astronomy**. [s.n.], 2017. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017fuas.book.....K>>. 20

KASTING, J. F.; WHITMIRE, D. P.; REYNOLDS, R. T. Habitable zones around main sequence stars. **Icarus**, v. 101, n. 1, p. 108–128, jan. 1993. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1993Icar..101..108K>>. 26

KELLER, S. C.; et al. The SkyMapper Telescope and The Southern Sky Survey. **Publications of the Astronomical Society of Australia**, v. 24, n. 1, p. 1–12, maio 2007. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007PASA...24....1K>>. 40

KESSELI, A. Y.; MUIRHEAD, P. S.; MANN, A. W.; MACE, G. Magnetic inflation and stellar mass. ii. on the radii of single, rapidly rotating, fully convective m-dwarf stars. **Astronomical Journal**, v. 155, n. 6, p. 225, jun. 2018. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018AJ....155..225K>>. 39

KIRKPATRICK, J. D.; HENRY, T. J.; MCCARTHY DONALD W., J. A standard stellar spectral sequence in the red/near-infrared: classes K5 to M9. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 77, p. 417, nov. 1991. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1991ApJS...77..417K>>. 25, 31, 34

KLINGLESMTIH, D.; SOBIESKI, S. Nonlinear limb darkening for early-type stars. **The Astronomical Journal**, v. 75, p. 175–182, 1970. 18

KNIGGE, C.; BARAFFE, I.; PATTERSON, J. The evolution of cataclysmic variables as revealed by their donor stars. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 194, n. 2, p. 28, jun. 2011. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2011ApJS..194...28K>>. 39

KOCHANЕК, C. S.; et al. The all-Sky automated survey for supernovae (ASAS-SN) light curve server v1.0. **The Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 129, n. 980, p. 104502, out. 2017. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017PASP...129j4502K>>. 40

KOCHOSKA, A.; et al. Gaia eclipsing binary and multiple systems. a study of detectability and classification of eclipsing binaries with Gaia. **Astronomy and Astrophysics**, v. 602, p. A110, jun. 2017. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017A&A...602A.110K>>. 17

KOCHUKHOV, O. Magnetic fields of M dwarfs. **Astronomy and Astrophysics Review**, v. 29, n. 1, p. 1, dez. 2021. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2021A&ARv...29....1K>>. 39

KOCHUKHOV, O.; SHULYAK, D. Magnetic field of the eclipsing M-dwarf binary YY Gem. **The Astrophysical Journal**, v. 873, n. 1, p. 69, mar. 2019. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019ApJ...873...69K>>. 38

KONDO, I.; et al. OGLE-2018-BLG-1185b: a low-mass microlensing planet orbiting a low-mass dwarf. **Astronomical Journal**, v. 162, n. 2, p. 77, ago. 2021. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2021AJ....162...77K>>. 22

KOPAL, Z. The classification of close binary systems. **Annales d'Astrophysique**, v. 18, p. 379, jan. 1955. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1955AnAp...18..379K>>. 14, 16, 17

_____. Close binary systems. **The International Astrophysics Series, London: Chapman & Hall, 1959**, 1959. 10

KOVÁCS, G.; ZUCKER, S.; MAZEH, T. A box-fitting algorithm in the search for periodic transits. **Astronomy and Astrophysics**, v. 391, p. 369–377, ago. 2002. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2002A&A...391..369K>>. 44

KRAUS, A. L.; TUCKER, R. A.; THOMPSON, M. I.; CRAINE, E. R.; HILLENBRAND, L. A. The mass-radius(-rotation?) relation for low-mass stars. **The Astrophysical Journal**, v. 728, p. 48, fev. 2011. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2011ApJ...728...48K>>. 37, 38, 84

KUMAR, S. S. The structure of stars of very low Mass. **The Astrophysical Journal**, v. 137, p. 1121, maio 1963. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1963ApJ...137.1121K>>. 23

LACY, C. H. Absolute dimensions and masses of the remarkable spotted dM4e eclipsing binary flare star CM Draconis. **The Astrophysical Journal**, v. 218, p. 444–460, dez. 1977. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1977ApJ...218..444L>>. 29

LANDOLT, A. U. UBVRI photometric standard stars around the sky at -50 declination. **Astronomical Journal**, v. 133, n. 6, p. 2502–2523, jun. 2007. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007AJ....133.2502L>>. 64

_____. UBVRI photometric standard stars around the celestial equator: updates and additions. **Astronomical Journal**, v. 137, n. 5, p. 4186–4269, maio 2009. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009AJ....137.4186L>>. 64

LAUGHLIN, G.; BODENHEIMER, P.; ADAMS, F. C. The end of the main sequence. **The Astrophysical Journal**, v. 482, n. 1, p. 420–432, jun. 1997. 25

LEGGETT, S. K.; ALLARD, F.; DAHN, C.; HAUSCHILDT, P. H.; KERR, T. H.; RAYNER, J. Spectral energy distributions for disk and halo m dwarfs. **The Astrophysical Journal**, v. 535, n. 2, p. 965–974, jun. 2000. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2000ApJ...535..965L>>. 31

LÉPINE, S.; GAIDOS, E. An all-sky catalog of bright M dwarfs. **Astronomical Journal**, v. 142, p. 138, out. 2011. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2011AJ....142..138L>>. 61, 62, 63

LEUNG, K. C.; SCHNEIDER, D. P. YY Geminorum. I. photometry and absolute dimensions. **Astronomical Journal**, v. 83, p. 618–625, jun. 1978. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1978AJ....83..618L>>. 28, 38

LIMBER, D. N. The structure of the M dwarf stars. I. **The Astrophysical Journal**, v. 127, p. 363, mar. 1958. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1958ApJ...127..363L>>. 27, 28

_____. The structure of the M dwarf stars. II. **The Astrophysical Journal**, v. 127, p. 387, mar. 1958. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1958ApJ...127..387L>>. 27, 28

LODIEU, N.; PAUNZEN, E.; ZEJDA, M. Low-mass and sub-stellar eclipsing binaries in stellar clusters. In: _____. **Reviews in frontiers of modern astrophysics; from space debris to cosmology**. [s.n.], 2020. p. 213–243.

Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2020rfma.book..213L>>. 23

LOMB, N. R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data.

Astrophysics and Space Science, v. 39, p. 447–462, fev. 1976. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/1976Ap%26SS..39..447L>>. 47

LOPES, C. E. F.; CROSS, N. J. G.; JABLONSKI, F. New insights into time series analysis III: setting constraints on period analysis. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 481, n. 3, p. 3083–3097, Dec 2018. Disponível

em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018MNRAS.481.3083F>>. 45, 47, 50, 54, 55, 58

LOPES, C. E. F.; DÉKÁNY, I.; CATELAN, M.; CROSS, N. J. G.; ANGELONI, R.; LEÃO, I. C.; MEDEIROS, J. R. D. The WFCAM multiwavelength variable star catalog. **Astronomy and Astrophysics**, v. 573, p. A100, jan. 2015.

Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2015A%26A...573A.100F>>. 52

LOPES, C. E. F.; LEÃO, I. C.; FREITAS, D. B. de; MARTINS, B. L. C.; CATELAN, M.; MEDEIROS, J. R. D. Stellar cycles from photometric data: CoRoT stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 583, p. A134, nov. 2015.

Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2015A%26A...583A.134F>>. 81

LÓPEZ-MORALES, M. On the correlation between the magnetic activity levels, metallicities, and radii of low-mass stars. **The Astrophysical Journal**, v. 660, p. 732–739, maio 2007. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2007ApJ...660..732L>>. 31, 33, 38

LUCY, L. B. Gravity-darkening for stars with convective envelopes. **Zeitschrift fur Astrophysik**, v. 65, p. 89, Jan 1967. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1967ZA.....65...89L>>. 18, 65

MACDONALD, J.; MULLAN, D. J. Surface magnetic field strengths: new tests of magnetoconvective models of M dwarfs. **The Astrophysical Journal**, v. 787, n. 1, p. 70, maio 2014. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...787...70M>>. 38

_____. Magnetic modeling of inflated low-mass stars using interior fields no larger than ~ 10 kG. **The Astrophysical Journal**, v. 850, n. 1, p. 58, nov. 2017.

Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017ApJ...850...58M>>. 39

MACERONI, C. Binaries as astrophysical laboratories: an overview. **arXiv preprint astro-ph/0511176**, 2005. 21

MACIEL, S. C. **Sistemas binários eclipsantes na missão CoRoT**. Tese (Doutorado em Física) — Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Natal, 2011. Disponível em:

<<https://repositorio.ufrn.br/handle/123456789/18619>>. 5, 16

MACIEL, W. J. **Introdução à estrutura e evolução estelar vol. 24**. [S.l.]: Edusp, 1999. 24

MAGIC, Z.; WEISS, A.; ASPLUND, M. The stagger-grid: a grid of 3d stellar atmosphere models. iii. the relation to mixing length convection theory.

Astronomy and Astrophysics, v. 573, p. A89, jan. 2015. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015A&A...573A..89M>>. 36

MAINZER, A.; et al. Preliminary results from neowise: an enhancement to the wide-field infrared survey explorer for solar system science. **The Astrophysical Journal**, v. 731, n. 1, p. 53, 2011. 30, 41

MANDEL, K.; AGOL, E. Analytic light curves for planetary transit searches. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 580, n. 2, p. L171, 2002. 18

MARIGO, P.; GIRARDI, L.; BRESSAN, A.; ROSENFELD, P.; ARINGER, B.; CHEN, Y.; DUSSIN, M.; NANNI, A.; PASTORELLI, G.; RODRIGUES, T. S.; TRABUCCHI, M.; BLADH, S.; DALCANTON, J.; GROENEWEGEN, M. A. T.; MONTALBÁN, J.; WOOD, P. R. A new generation of PARSEC-COLIBRI stellar isochrones including the TP-AGB phase. **The Astrophysical Journal**, v. 835, n. 1, p. 77, jan. 2017. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017ApJ...835...77M>>. 30, 85

MARSH, F. M.; PRINCE, T. A.; MAHABAL, A. A.; BELLM, E. C.; DRAKE, A. J.; DJORGOVSKI, S. G. Characterization of 9380 contact binaries from the CRTS Variable Sources Catalogue. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 465, n. 4, p. 4678–4689, mar. 2017. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017MNRAS.465.4678M>>. 81

MARSHALL, D. J.; ROBIN, A. C.; REYLÉ, C.; SCHULTHEIS, M.; PICAUD, S. Modelling the Galactic interstellar extinction distribution in three dimensions. **Astronomy and Astrophysics**, v. 453, p. 635–651, jul. 2006. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006A%26A...453..635M>>. 63, 77

MAURO, M. P. D. A review on asteroseismology. In: **FRONTIER RESEARCH IN ASTROPHYSICS II (FRAPWS2016)**. [s.n.], 2016. p. 29. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2016frap.confE..29D>>. 3

MAXTED, P. F. L.; GAULME, P.; GRACZYK, D.; HELMINIAK, K. G.; JOHNSTON, C.; OROSZ, J. A.; PRŠA, A.; SOUTHWORTH, J.; TORRES, G.; DAVIES, G. R.; BALL, W.; CHAPLIN, W. J. The TESS light curve of AI phoenicis. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 498, n. 1, p. 332–343, jun. 2020. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2020MNRAS.498..332M>>. 3, 4, 23, 41

METCALFE, T. S.; MATHIEU, R. D.; LATHAM, D. W.; TORRES, G. The low-mass double-lined eclipsing binary cm draconis: a test of the primordial helium abundance and the mass-radius relation near the bottom of the main sequence. **The Astrophysical Journal**, v. 456, p. 356, jan. 1996. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996ApJ...456..356M>>. 30

METROPOLIS, N.; ROSENBLUTH, A. W.; ROSENBLUTH, M. N.; TELLER, A. H.; TELLER, E. Equation of state calculations by fast computing machines. **The Journal of Chemical Physics**, v. 21, p. 1087–1092, jun. 1953. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1953JChPh..21.1087M>>. 64

MILNE, E. The reflection effect in eclipsing binaries. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 87, p. 43–55, 1926. 19

MINNITI, D.; et al. VISTA variables in the via Lactea (VVV): the public ESO near-IR variability survey of the milky way. **New Astronomy**, v. 15, p. 433–443, jul. 2010. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2010NewA...15..433M>>. 30, 40, 41

MORALES, J. C.; GALLARDO, J.; RIBAS, I.; JORDI, C.; BARAFFE, I.; CHABRIER, G. The effect of magnetic activity on low-mass stars in eclipsing binaries. **The Astrophysical Journal**, v. 718, p. 502–512, jul. 2010. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2010ApJ...718..502M>>. 39, 81

MORRELL, S.; NAYLOR, T. Exploring the M-dwarf luminosity-temperature-radius relationships using Gaia DR2. **Monthly Notices**

of the **Royal Astronomical Society**, v. 489, n. 2, p. 2615–2633, out. 2019.

Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019MNRAS.489.2615M>>. 32, 35, 40, 84, 85

MULLAN, D. J.; MACDONALD, J. Are magnetically active low-mass M dwarfs completely convective? **The Astrophysical Journal**, v. 559, n. 1, p. 353–371, set. 2001. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2001ApJ...559..353M>>. 37, 39

NEVVILLE, M.; STENSITZKI, T.; ALLEN, D. B.; RAWLIK, M.; INGARGIOLA, A.; NELSON, A. **Lmfit: non-linear least-square minimization and curve-fitting for python**. jun. 2016. Astrophysics Source Code Library. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2016ascl.soft06014N>>. 65, 82

OSTERBROCK, D. E. The internal structure of red dwarf stars. **The Astrophysical Journal**, v. 118, p. 529, nov. 1953. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1953ApJ...118..529O>>. 27

PALETOU, F.; ZOLOTUKHIN, I. Using virtual observatory with python: querying remote astronomical databases. **arXiv e-prints**, ago. 2014. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2014arXiv1408.7026P>>. 62

PANCHAL, A.; JOSHI, Y. C. Photometric studies of three short-period eclipsing binaries. **Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege**, v. 88, p. 279–282, out. 2019. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019BSRSL...88..279P>>. 16

PAPAGEORGIOU, A.; CATELAN, M.; CHRISTOPOULOU, P.-E.; DRAKE, A. J.; DJORGOVSKI, S. An updated catalog of 4680 northern eclipsing binaries with algol-type light-curve morphology in the catalina sky surveys. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 238, n. 1, p. 4, 2018. xiii, 17, 44, 45, 58, 59, 61, 64, 74, 75, 76, 78, 79, 81

PARSONS, S. G.; GÄNSICKE, B. T.; MARSH, T. R.; ASHLEY, R. P.; BREEDT, E.; BURLEIGH, M. R.; COPPERWHEAT, C. M.; DHILLON, V. S.; GREEN, M. J.; HERMES, J. J.; IRAWATI, P.; KERRY, P.; LITTLEFAIR, S. P.; REBASSA-MANSERGAS, A.; SAHMAN, D. I.; SCHREIBER, M. R.; ZOROTOVIC, M. The scatter of the M dwarf mass-radius relationship. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 481, n. 1, p. 1083–1096, nov.

2018. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018MNRAS.481.1083P>>. 32, 34

PECAUT, M. J.; MAMAJEK, E. E. Intrinsic colors, temperatures, and bolometric corrections of pre-main-sequence stars. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 208, p. 9, set. 2013. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2013ApJS..208....9P>>. 24, 65, 77, 78

PERCY, J. R. **The study of variable stars using small telescopes**. [S.l.]: CUP Archive, 1986. 52

_____. **Understanding variable stars**. Cambridge University Press, 2007.

Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007uvs..book....P>>. 5

POJMANSKI, G. The all sky automated survey. catalog of variable stars. i. 0 h - 6 hquarter of the southern hemisphere. **Acta Astronomica**, v. 52, p. 397–427, dez. 2002. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2002AcA....52..397P>>. 40

POPPER, D. M. Determination of masses of eclipsing binary stars. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 5, p. 85, jan. 1967. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1967ARA&A...5...85P>>. 29

_____. Stellar masses. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 18, p. 115–164, jan. 1980. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1980ARA&A..18..115P>>. 28

_____. Error analysis of light curves of detached eclipsing binary systems.

Astronomical Journal, v. 89, p. 132–144, jan. 1984. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1984AJ.....89..132P>>. 28

POURBAIX, D. Resolved double-lined spectroscopic binaries: a neglected source of hypothesis-free parallaxes and stellar masses. **Astronomy and Astrophysics**, v. 145, p. 215–222, ago. 2000. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2000A&AS..145..215P>>. 23

PRESS, W. H.; RYBICKI, G. B. Fast algorithm for spectral analysis of unevenly sampled data. **The Astrophysical Journal**, v. 338, p. 277, mar. 1989. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989ApJ...338..277P>>. 52

PRESS, W. H.; TEUKOLSKY, S. A.; VETTERLING, W. T.; FLANNERY, B. P. Numerical recipes in c++. **The Art of Scientific Computing**, v. 2, p. 1002, 1992. 44

PRESS, W. H.; WILLIAM, H.; TEUKOLSKY, S. A.; SAUL, A.; VETTERLING, W. T.; FLANNERY, B. P. **Numerical recipes: the art of scientific computing**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2007. 52

PROTOPAPAS, P.; HUIJSE, P.; ESTÉVEZ, P. A.; ZEGERS, P.; PRÍNCIPE, J. C.; MARQUETTE, J.-B. A novel, fully automated pipeline for period estimation in the EROS 2 data set. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 216, n. 2, p. 25, fev. 2015. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015ApJS...216...25P>>. 45

RAPPAPORT, S.; JOSS, P. C. The lower main sequence and the nature of secondary stars in ultracompact binaries. **The Astrophysical Journal**, v. 283, p. 232–240, ago. 1984. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1984ApJ...283..232R>>. 23

RAUER, H.; et al. The PLATO 2.0 mission. **Experimental Astronomy**, v. 38, p. 249–330, nov. 2014. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2014ExA....38..249R>>. 30, 40, 41

RIBAS, I. Masses and radii of low-mass stars: theory versus observations. **Astrophysics and Space Science**, v. 304, n. 1-4, p. 89–92, 2006. 39

RICHARDS, J. W.; STARR, D. L.; MILLER, A. A.; BLOOM, J. S.; BUTLER, N. R.; BRINK, H.; CRELLIN-QUICK, A. Construction of a calibrated probabilistic classification catalog: application to 50k variable sources in the all-sky automated survey. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 203, n. 2, p. 32, Dec 2012. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJS...203...32R>>. 54, 58, 70

_____. VizieR Online Data Catalog: Machine-learned ASAS Classification Cat. (MACC) (Richards+, 2012). **VizieR Online Data Catalog**, v. 220, nov. 2012. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2012yCat...22030032R>>. 52

RICKER, G. R.; et al. Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS). **Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems**, v. 1, p. 014003, jan. 2015. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015JATIS...1a4003R>>. 26, 30, 41

- RUCINSKI, S. M. On the name “over-contact binary systems”. **Information Bulletin on Variable Stars**, v. 4460, p. 1, mar. 1997. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1997IBVS.4460...1R>>. 16
- SALPETER, E. E. Nuclear reactions in the stars. I. proton-proton chain. **Physical Review**, v. 88, n. 3, p. 547–553, nov. 1952. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1952PhRv...88..547S>>. 27
- SANA, H.; MINK, S. D.; KOTER, A. de; LANGER, N.; EVANS, C.; GIELES, M.; GOSSET, E.; IZZARD, R.; BOUQUIN, J.-B. L.; SCHNEIDER, F. Binary interaction dominates the evolution of massive stars. **Science**, v. 337, n. 6093, p. 444–446, 2012. 16
- SCALO, J.; et al. M stars as targets for terrestrial exoplanet searches and biosignature detection. **Astrobiology**, v. 7, n. 1, p. 85–166, fev. 2007. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007AsBio...7...85S>>. 26
- SCARGLE, J. D. Studies in astronomical time series analysis. II - statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. **The Astrophysical Journal**, v. 263, p. 835–853, dez. 1982. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1982ApJ...263..835S>>. 47
- SCHLAUFMAN, K. C.; LAUGHLIN, G. A physically-motivated photometric calibration of M dwarf metallicity. **Astronomy and Astrophysics**, v. 519, p. A105, set. 2010. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010A&A...519A.105S>>. 31
- SCHWARZENBERG-CZERNY, A. On the advantage of using analysis of variance for period search. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 241, p. 153–165, nov. 1989. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1989MNRAS.241..153S>>. 44
- _____. Fast and statistically optimal period search in uneven sampled observations. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 460, p. L107, abr. 1996. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1996ApJ...460L.107S>>. 52, 54
- _____. Optimum period search: quantitative analysis. **The Astrophysical Journal**, v. 516, p. 315–323, maio 1999. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1999ApJ...516..315S>>. 50

SCHWARZSCHILD, B. Russell Hulse and Joseph Taylor received the 1993 Nobel Prize in Physics. **Physics Today**, v. 46, n. 12, p. 17–19, dez. 1993. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1993PhT...461..17S>>. 3

SHAPPEE, B. J.; et al. The man behind the curtain: x-rays drive the uv through nir variability in the 2013 active galactic nucleus outburst in NGC 2617. **The Astrophysical Journal**, v. 788, n. 1, p. 48, jun. 2014. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...788...48S>>. 91

SHULYAK, D.; et al. Magnetic fields in M dwarfs from the CARMENES survey. **Astronomy and Astrophysics**, v. 626, p. A86, jun. 2019. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019A&A...626A..86S>>. 37

SKRUTSKIE, M. F.; et al. The two micron all sky survey (2MASS). **Astronomical Journal**, v. 131, p. 1163–1183, fev. 2006. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2006AJ...131.1163S>>. 40

SOMERS, G.; STASSUN, K. G. A measurement of radius inflation in the pleiades and its relation to rotation and lithium depletion. **Astronomical Journal**, v. 153, n. 3, p. 101, mar. 2017. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017AJ...153..101S>>. 38

SOSZYŃSKI, I.; STEPIEŃ, K.; PILECKI, B.; MRÓZ, P.; UDALSKI, A.; SZYMAŃSKI, M. K.; PIETRZYŃSKI, G.; WYRZYKOWSKI, Ł.; ULACZYK, K.; POLESKI, R.; KOZŁOWSKI, S.; PIETRUKOWICZ, P.; SKOWRON, J.; PAWLAK, M. Ultra-short-period binary systems in the OGLE fields toward the galactic bulge. **Acta Astronomica**, v. 65, n. 1, p. 39–62, mar. 2015. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015AcA...65...39S>>. 52

SOUTO, D.; et al. Stellar characterization of M dwarfs from the APOGEE survey: a calibrator sample for M-dwarf metallicities. **The Astrophysical Journal**, v. 890, n. 2, p. 133, fev. 2020. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2020ApJ...890..133S>>. 31

STELLINGWERF, R. F. Period determination using phase dispersion minimization. **The Astrophysical Journal**, v. 224, p. 953–960, set. 1978. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1978ApJ...224..953S>>. 45, 48

_____. Period determination of RR Lyrae stars. In: MCWILLIAN, A. (Ed.). **RR lyrae stars, metal-poor stars, and the galaxy**. Pasadena, CA: The

Observatories of the Carnegie Institution of Washington, 2011. v. 5, p. 47.
Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2011rrls.conf...47S>>. 48

STERKEN, C.; JASCHEK, C. **Light curves of variable stars, a pictorial atlas**. Cambridge: Cambridge University Press, 1996. Disponível em:
<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996lcvs.book....S>>. 9

STROMGREN, B. Evolution of stars. **Astronomical Journal**, v. 57, p. 65–83, jan. 1952. Disponível em:
<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1952AJ....57...65S>>. 27

TAYLOR, J. H.; WEISBERG, J. M. Further experimental tests of relativistic gravity using the binary pulsar PSR 1913+16. **The Astrophysical Journal**, v. 345, p. 434, out. 1989. Disponível em:
<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989ApJ...345..434T>>. 3

TERRIEN, R. C.; MAHADEVAN, S.; DESHPANDE, R.; BENDER, C. F. A near-infrared spectroscopic survey of 886 nearby M dwarfs. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 220, n. 1, p. 16, set. 2015. Disponível em:
<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015ApJS..220...16T>>. 35

TONRY, J. L.; et al. ATLAS: a high-cadence all-sky survey system. **The Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 130, n. 988, p. 064505, jun. 2018. Disponível em:
<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018PASP..130f4505T>>. 40

TORRES, G.; ANDERSEN, J.; GIMÉNEZ, A. Accurate masses and radii of normal stars: modern results and applications. **The Astronomy and Astrophysics Review**, v. 18, n. 1-2, p. 67–126, 2010. 3, 4, 30, 36, 41

TORRES, G.; RIBAS, I. Absolute dimensions of the M-type eclipsing binary YY Geminorum (Castor C): a challenge to evolutionary models in the lower main sequence. **The Astrophysical Journal**, v. 567, p. 1140–1165, mar. 2002. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2002ApJ...567.1140T>>. 3, 4, 30, 41

UDALSKI, A.; SZYMANSKI, M.; KALUZNY, J.; KUBIAK, M.; MATEO, M. The optical gravitational lensing experiment. **Acta Astronomica**, v. 42, p. 253–284, 1992. Disponível em:
<<http://adsabs.harvard.edu/abs/1992AcA....42..253U>>. 30, 41

VANDERPLAS, J. T. Understanding the lomb-scargle periodogram. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 236, p. 16, maio 2018. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2018ApJS...236...16V>>. 47, 52, 54

VANDERPLAS, J. T.; IVEZIĆ, Ž. Periodograms for multiband astronomical time series. **The Astrophysical Journal**, v. 812, p. 18, out. 2015. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2015ApJ...812...18V>>. 54

VON ZEIPEL, H. The radiative equilibrium of a slightly oblate rotating star. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 84, p. 684–701, 1924. 18

WATSON, C. L.; HENDEN, A. A.; PRICE, A. The international variable star index (VSX). **SOCIETY FOR ASTRONOMICAL SCIENCES ANNUAL SYMPOSIUM**, v. 25, p. 47, 2006. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2006SASS...25...47W>>. 70

WILSON, R. Close binary perspectives. **Galaxies**, v. 8, n. 3, p. 57, 2020. 16, 17

WILSON, R. E. Eccentric orbit generalization and simultaneous solution of binary star light and velocity curves. **The Astrophysical Journal**, v. 234, p. 1054–1066, dez. 1979. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1979ApJ...234.1054W>>. 16

WILSON, R. E.; DEVINNEY, E. J. Realization of accurate close-binary light curves: application to MR Cygni. **The Astrophysical Journal**, v. 166, p. 605, jun. 1971. 64

WILSON, R. E.; TWIGG, L. W. On the existence of double-contact binaries. In: PLAVEC, M. J.; POPPER, D. M.; ULRICH, R. K. (Ed.). **Close binary stars: observations and interpretation**. Berlin: Springer, 1980. v. 88, p. 263. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1980IAUS...88..263W>>. 16

WOOLF, V. M.; WALLERSTEIN, G. Metallicity measurements using atomic lines in M and K dwarf stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 356, n. 3, p. 963–968, jan. 2005. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005MNRAS.356..963W>>. 31

WRIGHT, E. L.; et al. The wide-field infrared survey explorer (WISE): mission description and initial on-orbit performance. **Astronomical Journal**, v. 140, n. 6,

p. 1868–1881, dez. 2010. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010AJ....140.1868W>>. 40

XIN, Y.-X.; et al. Astronomical site monitoring system at lijiang observatory.

Research in Astronomy and Astrophysics, v. 20, n. 9, p. 149, set. 2020.

Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2020RAA....20..149X>>. 40

YADAV, R. K.; CHRISTENSEN, U. R.; MORIN, J.; GASTINE, T.; REINERS, A.; POPPENHAEGER, K.; WOLK, S. J. Explaining the coexistence of large-scale and small-scale magnetic fields in fully convective stars. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 813, n. 2, p. L31, nov. 2015. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015ApJ...813L..31Y>>. 39

ZAHN, J. P. Reprint of 1977A&A....57..383Z. Tidal friction in close binary stars.

Astronomy and Astrophysics, v. 500, p. 121–132, maio 1977. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1977A&A....57..383Z>>. 37

ZAMPIERI, L.; RICHICHI, A.; NALETTO, G.; BARBIERI, C.; BURTOVOI, A.; FIORI, M.; GLINDEMANN, A.; UMBRIACO, G.; OCHNER, P.; DYACHENKO, V. V.; BARBIERI, M. Lunar occultations with Aqueye+ and Iqueye.

Astronomical Journal, v. 158, n. 5, p. 176, nov. 2019. Disponível em:

<<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019AJ....158..176Z>>. 22

ZECHMEISTER, M.; KÜRSTER, M. The generalised Lomb-Scargle periodogram. a new formalism for the floating-mean and Keplerian periodograms. **Astronomy and Astrophysics**, v. 496, p. 577–584, mar. 2009. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2009A%26A...496..577Z>>. 44, 48

ZHONG, J.; LÉPINE, S.; HOU, J.; SHEN, S.; YUAN, H.; HUO, Z.; ZHANG, H.; XIANG, M.; ZHANG, H.; LIU, X. Automated identification of 2612 Late-K and M dwarfs in the LAMOST commissioning data using classification template fits.

Astronomical Journal, v. 150, p. 42, ago. 2015. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2015AJ....150...42Z>>. 61, 62

APÊNDICE A - TABELA COMPLETA DE PERÍODOS ENCONTRA- DOS NA AMOSTRA EA_{UP}

Tabela A.1 - Períodos encontrados na amostra de EA_{up}. O $V_{(CSS)}$ é a magnitude e N_{obs} é número de observações. A época T_0 e o período P são apresentados com suas respectivas incertezas.

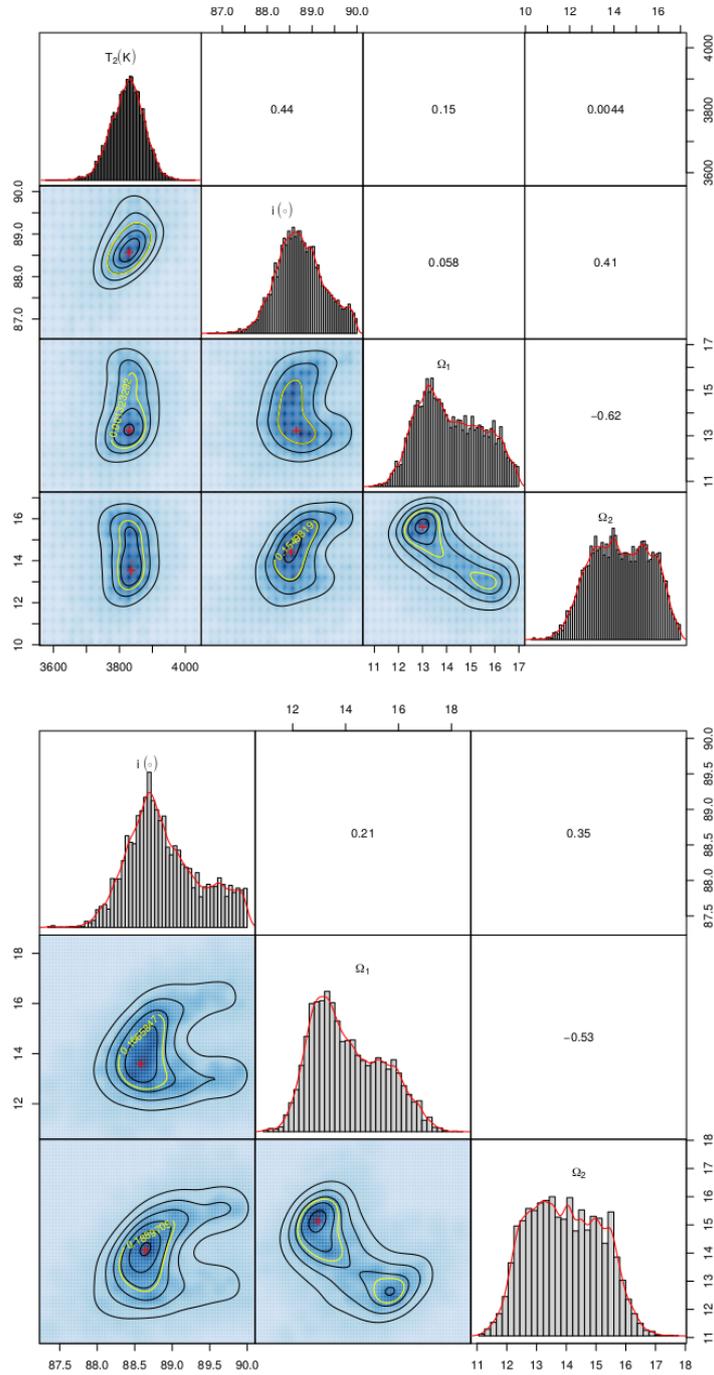
Nome	ID	V_{CSS} (mag)	T_0 (d)	P (d)	N_{obs}
CSS J045516.1-004732	1001027059794	15,19	54383,4670(50)	3,745050(45)	246
CSS J041810.3-024627	1001023001367	15,16	54506,1550(20)	1,2694880(52)	252
CSS J081331.4-013918	1001044045564	14,17	53753,3110(70)	3,168950(35)	145
CSS J101000.7-010213	1001055041139	14,51	53860,1660(10)	1,836059(16)	276
CSS J045308.6-032953	1004027058266	12,38	55893,369(10)	1,822800(12)	200
CSS J060321.6-040517	1004033064604	16,03	54555,1320(10)	1,3358600(72)	111
CSS J085743.8-030448	1004048073006	15,44	55946,332(10)	3,207600(39)	222
CSS J163922.3-031006	1004089097007	14,17	54227,4018(30)	1,974600(14)	235
CSS J060409.8-072110	1007033044347	14,48	55145,4850(10)	1,3280900(66)	107
CSS J083118.6-081856	1007046006121	14,86	54863,2686(10)	0,6063250(78)	129
CSS J084552.4-061418	1007047069269	15,7	54416,480(10)	3,014890(30)	172
CSS J205605.9-063809	1007111068824	17,1	55528,1100(20)	1,0779210(55)	264
CSS J053059.3-102647	1009030025196	13,36	55476,4540(10)	2,235320(12)	176
CSS J062419.5-103506	1009034029228	16,45	54424,4120(10)	0,7435000(25)	76
CSS J083125.1-090301	1009046074714	16,33	54173,2138(10)	0,6678880(27)	84
CSS J091430.0-111446	1009049001498	16,11	55575,3150(10)	4,26866(10)	124
CSS J222100.4-105449	1009119007958	15,53	54346,257(10)	4,198140(29)	253
CSS J003441.8-135032	1012004004843	14,79	55456,3075(10)	1,974209(13)	158
CSS J030246.9-121937	1012017031644	14,09	54093,1815(20)	3,157300(10)	164
CSS J050224.2-113916	1012027055410	13,51	54179,080(10)	3,184990(44)	175
CSS J053931.4-152107	1015030046451	14,89	53764,2870(20)	1,853600(14)	126
CSS J100846.9-160703	1015053020309	16,19	53798,355(20)	19,81408(71)	123
CSS J054951.2-180440	1018030049573	15,42	54768,4090(10)	0,6762600(18)	98
CSS J104916.3-175650	1018056052104	15,66	54173,2650(20)	1,5007700(75)	88
CSS J144057.5-191558	1018076014606	14,26	53563,2158(10)	1,0261400(35)	117
CSS J025414.6+002004	1101016006642	14,95	53798,1040(80)	6,71969(15)	232
CSS J042305.8+003947	1101024015099	15,63	54008,5096(20)	6,70239(10)	280
CSS J110309.4+014240	1101059033160	13,93	53464,0770(10)	2,540095(21)	223
CSS J170319.1+013946	1101091078780	16,29	56032,4728(50)	2,346820(26)	191
CSS J080118.6+033634	1104043031307	13,12	53481,1685(10)	0,9800200(34)	170
CSS J113248.7+033002	1104062014528	14,63	55856,1900(50)	0,899406(26)	244
CSS J145100.7+052841	1104080068168	15,81	54510,4519(10)	5,066555(84)	267
CSS J211507.1+042944	1104114060618	13,94	53875,4390(20)	4,682880(53)	302
CSS J043938.6+061238	1107025015001	14,35	55352,2920(30)	1,7847430(80)	307
CSS J054859.3+074331	1107031088494	16,33	55097,4845(20)	3,436820(48)	145
CSS J085050.6+073028	1107047046184	13,84	54422,3990(40)	5,219520(72)	341
CSS J102224.7+062518	1107055016261	16,26	54848,5106(40)	7,29752(13)	281
CSS J103914.0+064824	1107057022731	15,72	53773,3700(20)	2,565000(24)	277
CSS J225211.1+080336	1107122053355	15,73	53716,200(50)	63,178(21)	249
CSS J162549.3+102124	1109087063294	16,77	55649,4270(10)	2,070150(14)	288
CSS J050242.7+131025	1112027067865	14,46	55515,32454(50)	0,6493830(18)	291
CSS J052736.9+140215	1112029106758	16,24	53705,4100(10)	2,651830(22)	190
CSS J080331.2+135122	1112043077642	15,86	55321,1490(20)	2,364159(20)	282

(continua)

Nome	ID	V_{CSS} (mag)	T_0 (d)	P (d)	N_{obs}
CSS J084553.6+134508	1112047057788	15,67	53465,2200(20)	3,036488(34)	308
CSS J051644.2+144151	1115028023301	14,2	53731,3(00)	2,331667(22)	182
CSS J162004.6+145346	1115085025411	16,21	54346,1790(20)	6,07616(11)	307
CSS J164108.5+163433	1115087084745	14,13	56396,4250(20)	0,6980250(27)	313
CSS J225011.3+172418	1118118012346	15,36	54964,4500(10)	5,59554(15)	261
CSS J020021.5+213412	1121011041164	16,5	54381,3353(10)	2,323857(28)	232
CSS J035048.7+204955	1121020027665	16,6	55478,4835(10)	2,026900(19)	233
CSS J073807.8+221414	1121039083958	13,55	53480,161(10)	10,47264(43)	174
CSS J222615.0+211301	1121114043631	12,94	53559,4100(50)	2,713150(37)	264
CSS J001223.3+274350	1126001058284	16,03	55099,2589(10)	3,656920(50)	182
CSS J084835.6+253918	1126043006161	16,21	54394,4600(20)	2,435052(27)	372
CSS J173356.0+264846	1126085054223	14,11	54358,1850(40)	5,302000(80)	262
CSS J030604.9+282408	1129015005075	15,82	54764,3710(20)	1,556430(10)	269
CSS J050515.1+284725	1129024025367	15,55	54035,3818(60)	1,009420(14)	150
CSS J125153.5+293917	1129061031997	15,36	56297,4350(50)	6,32492(13)	225
CSS J233755.5+295554	1129112045306	15,39	55061,3456(20)	2,751030(33)	220
CSS J035633.1+320912	1132019043113	13,36	53793,1250(40)	6,50822(15)	218
CSS J041359.0+314056	1132020025973	14,97	53768,2400(20)	3,604260(50)	216
CSS J045258.7+331809	1132023104537	15,84	54010,4415(20)	2,469910(23)	80
CSS J074854.5+312748	1132036013362	14,47	53854,1785(20)	6,184310(79)	359
CSS J231824.8+310818	1132107003414	15,72	54831,0786(20)	2,816530(26)	228
CSS J232619.3+334509	1132108078607	16,17	55338,4465(20)	5,626260(97)	236
CSS J025355.2+353950	1135013058225	14,17	54423,7163(20)	3,065820(42)	138
CSS J032724.6+360153	1135016077708	13,76	53668,3124(10)	1,955230(14)	233
CSS J034625.6+354612	1135017070185	14,23	53742,2200(10)	3,451620(35)	213
CSS J071357.1+342138	1135032018057	17,01	54535,2344(10)	4,873760(86)	217
CSS J002509.1+385544	1138002068806	13,59	55348,4040(20)	4,131600(64)	188
CSS J031907.5+384354	1138015076246	12,98	55920,323(10)	1,695400(14)	167
CSS J043933.7+365854	1138020010359	14,28	56270,1720(20)	2,486130(25)	141
CSS J085656.0+382028	1138039038111	15,58	53757,2828(20)	2,093792(21)	274
CSS J003827.1+410334	1140003057540	14,41	53902,4627(20)	6,27828(11)	155
CSS J035654.8+395231	1140017014829	14,1	54771,3982(20)	2,726900(26)	85
CSS J080549.5+403108	1140034027271	17,33	54389,4814(10)	0,6690102(21)	304
CSS J232718.6+415044	1140097085598	14,69	55073,180(30)	2,631470(36)	134
CSS J005332.7+440226	1143004058539	13,82	55840,410(10)	3,813160(66)	85
CSS J175341.0+444623	1143071083083	12,8	56596,1180(20)	1,902620(15)	190
CSS J094558.1+454814	1146037011758	13,61	56334,3063(20)	1,3626560(40)	193
CSS J080327.2+503948	1149029061534	13,76	54267,219(10)	1,373620(24)	197
CSS J180743.0+502014	1149065077771	15,81	54267,3746(10)	0,9920600(42)	134
CSS J090355.3+533131	1152031059450	15,08	54946,2264(10)	0,6632747(17)	133
CSS J164404.4+574227	1157050034141	15,09	54716,2235(10)	0,49234000(90)	104
CSS J065935.8+592538	1160020006856	13,14	55868,4070(30)	1,801420(14)	107
CSS J070423.0+593108	1160020009253	14,6	55868,3923(10)	0,7592800(24)	107
CSS J061902.1+631324	1163016037148	15,79	55290,12990(50)	0,41939511(83)	70

APÊNDICE B - DISTRIBUIÇÃO DE PARÂMETROS

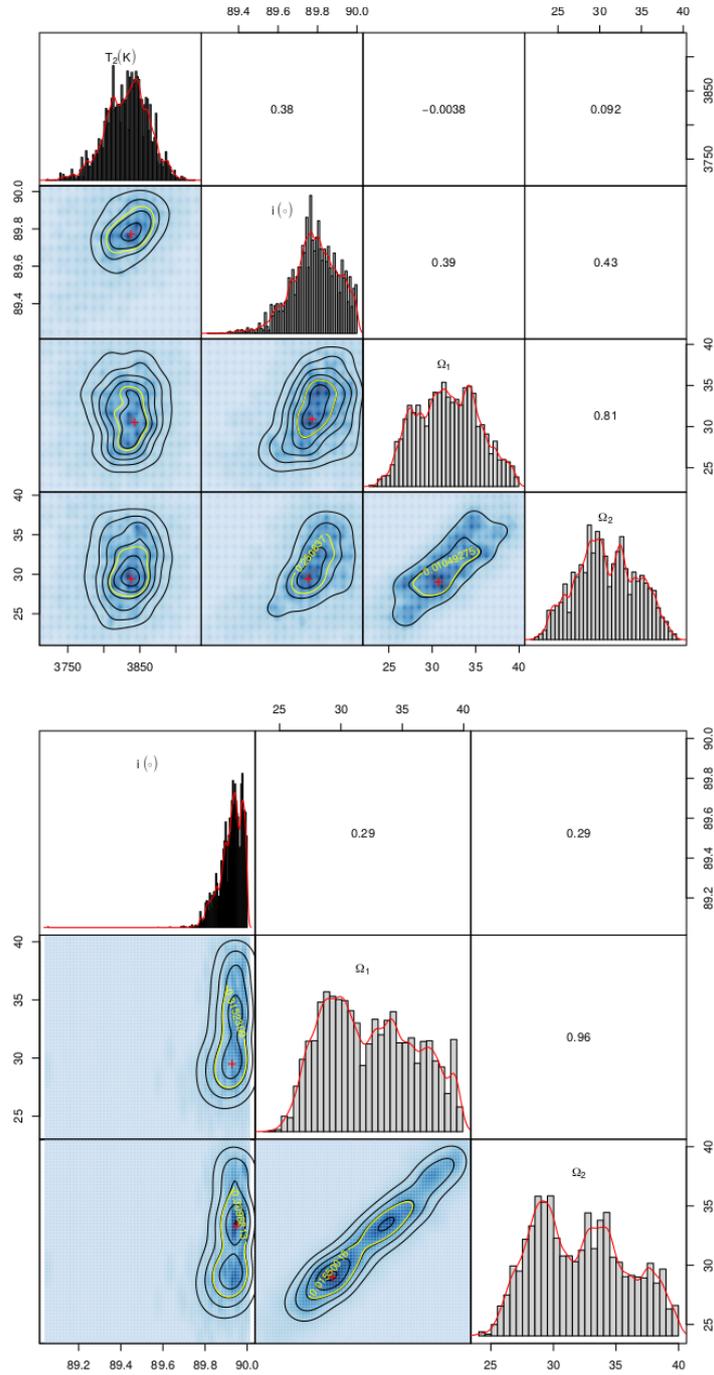
Figura B.1 - Densidade de probabilidade ID 1012004004843 no ajuste 1 e 2.



Densidade de probabilidade *a posteriori* de diferentes parâmetros do modelo para o ajuste 1 e 2 após ~ 50.000 interações de uma MCMC. Para cada par de parâmetro foram incluídos histogramas na diagonal e coeficientes de correlação. A cruz marca o valor modal da distribuição de probabilidade em 2D sendo o contorno amarelo uma região com a confiança de 95%.

Fonte: Produção do autor.

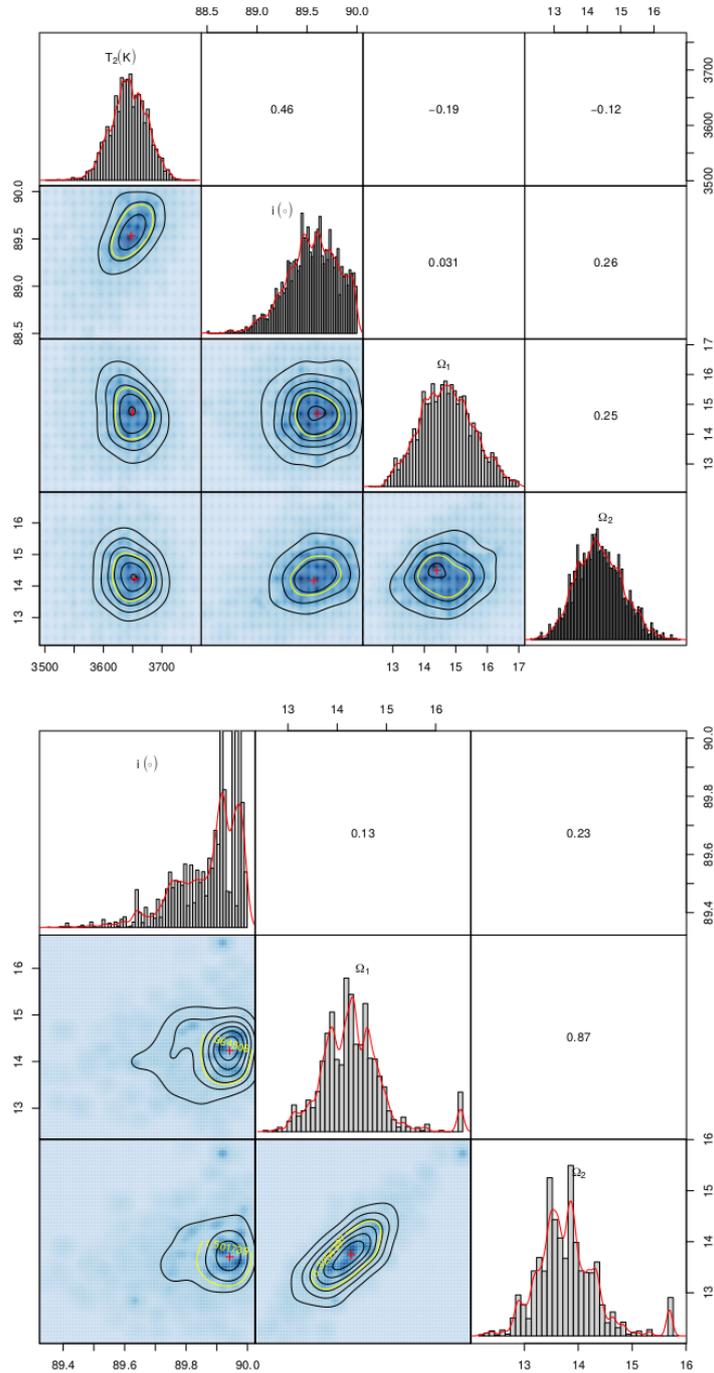
Figura B.2 - Densidade de probabilidade ID 1104080068168 no ajuste 1 e 2.



Densidade de probabilidade *a posteriori* de diferentes parâmetros do modelo para o ajuste 1 e 2 após ~ 50.000 interações de uma MCMC. Para cada par de parâmetro foram incluídos histogramas na diagonal e coeficientes de correlação. A cruz marca o valor modal da distribuição de probabilidade em 2D sendo o contorno amarelo uma região com a confiança de 95%.

Fonte: Produção do autor.

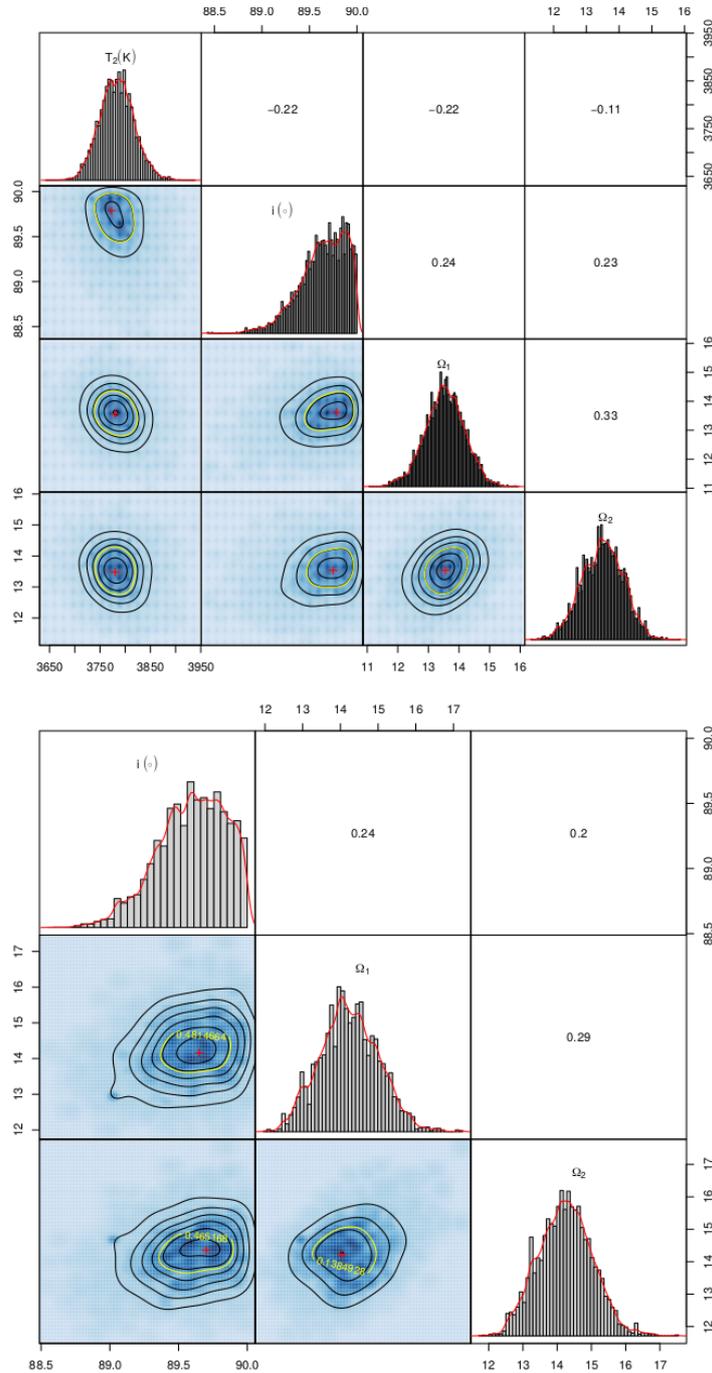
Figura B.3 - Densidade de probabilidade ID 1109087063294 no ajuste 1 e 2.



Densidade de probabilidade *a posteriori* de diferentes parâmetros do modelo para o ajuste 1 e 2 após ~ 50.000 interações de uma MCMC. Para cada par de parâmetro foram incluídos histogramas na diagonal e coeficientes de correlação. A cruz marca o valor modal da distribuição de probabilidade em 2D sendo o contorno amarelo uma região com a confiança de 95%.

Fonte: Produção do autor.

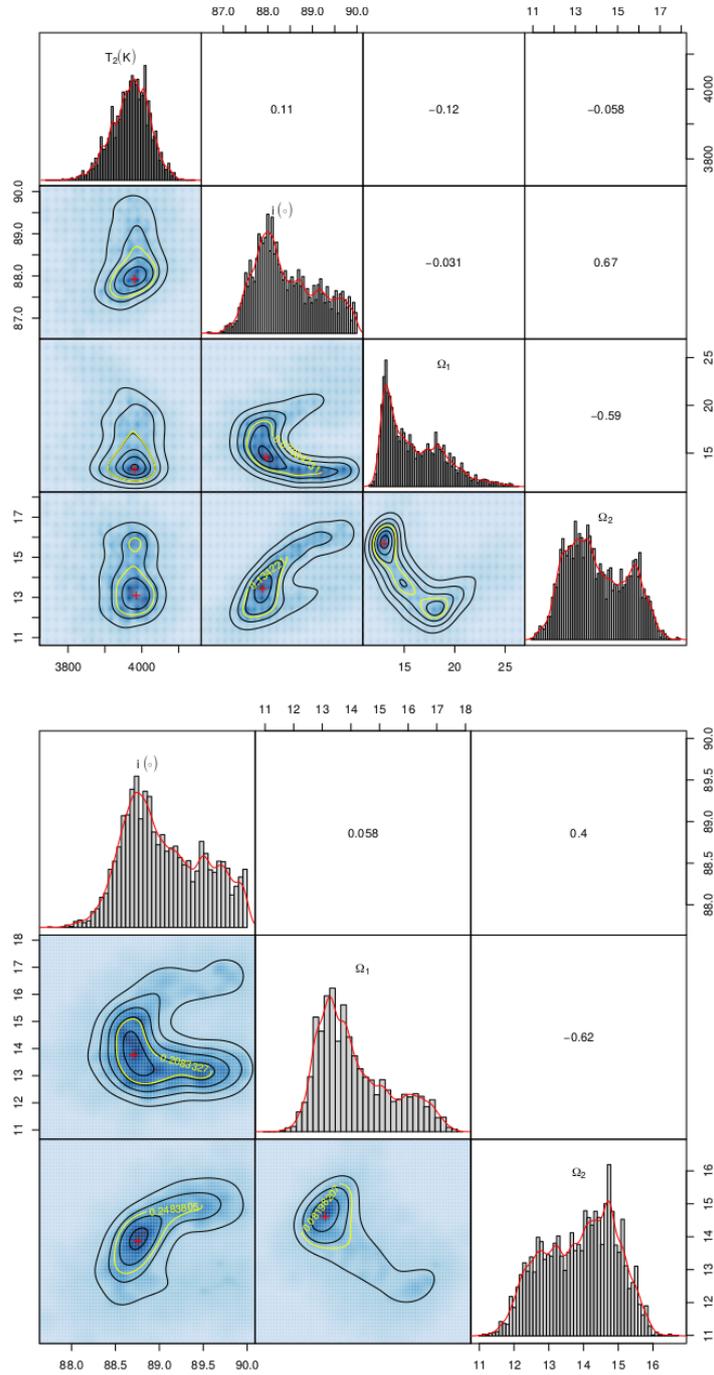
Figura B.4 - Densidade de probabilidade ID 1121011041164 no ajuste 1 e 2.



Densidade de probabilidade *a posteriori* de diferentes parâmetros do modelo para o ajuste 1 e 2 após ~ 50.000 interações de uma MCMC. Para cada par de parâmetro foram incluídos histogramas na diagonal e coeficientes de correlação. A cruz marca o valor modal da distribuição de probabilidade em 2D sendo o contorno amarelo uma região com a confiança de 95%.

Fonte: Produção do autor.

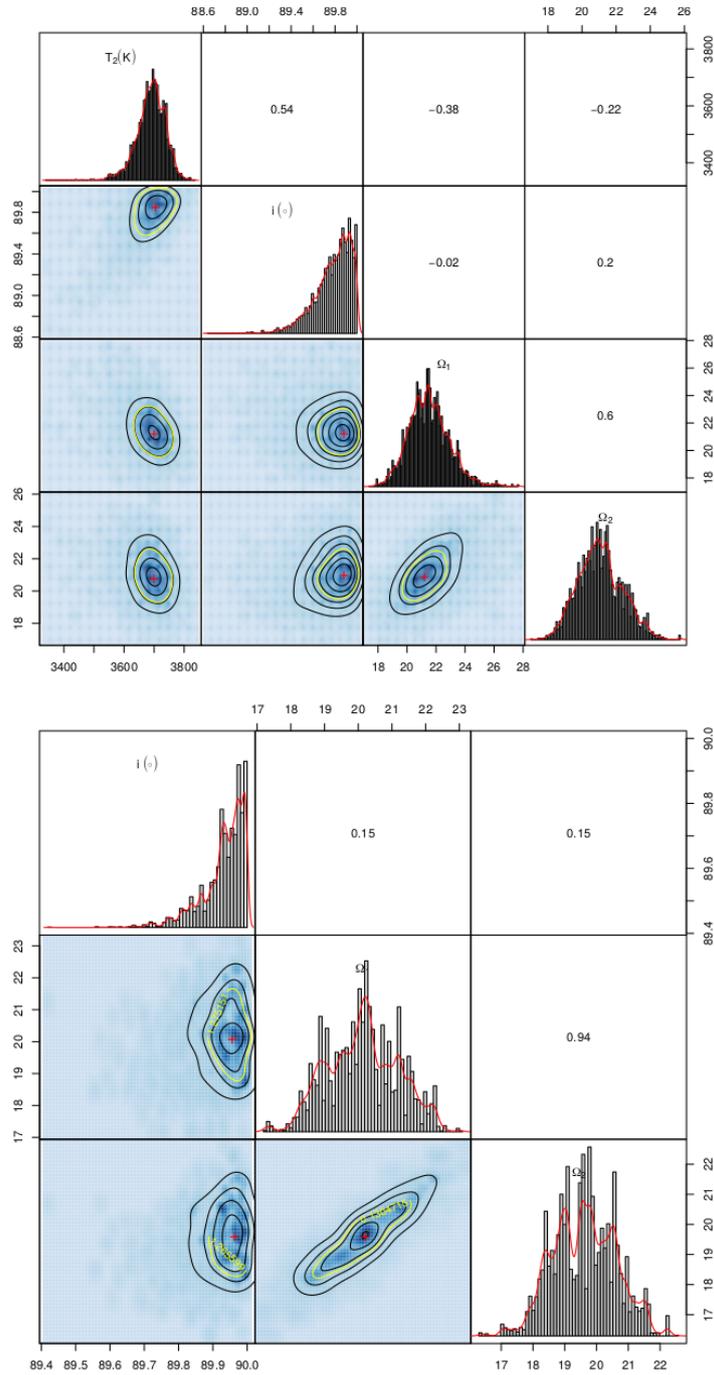
Figura B.5 - Densidade de probabilidade ID 1126043006161 no ajuste 1 e 2.



Densidade de probabilidade *a posteriori* de diferentes parâmetros do modelo para o ajuste 1 e 2 após ~ 50.000 interações de uma MCMC. Para cada par de parâmetro foram incluídos histogramas na diagonal e coeficientes de correlação. A cruz marca o valor modal da distribuição de probabilidade em 2D sendo o contorno amarelo uma região com a confiança de 95%.

Fonte: Produção do autor.

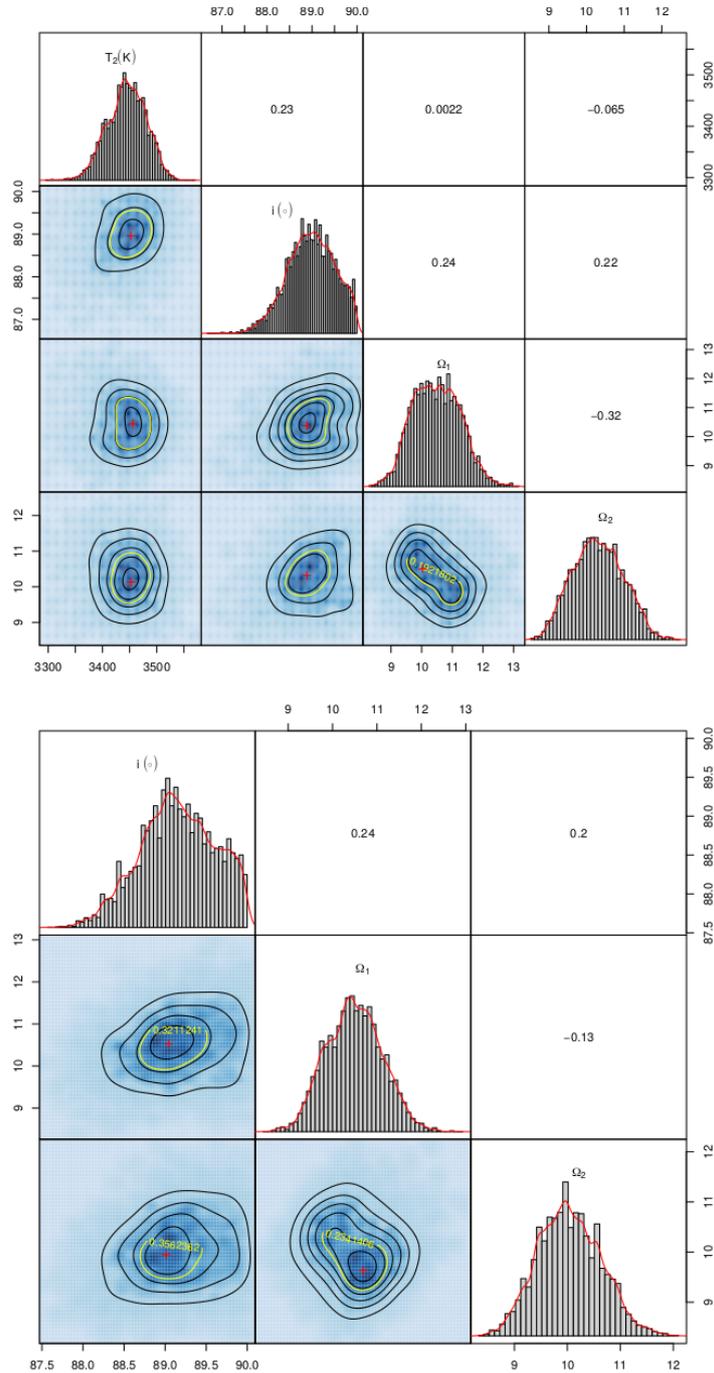
Figura B.6 - Densidade de probabilidade ID 1135032018057 no ajuste 1 e 2.



Densidade de probabilidade *a posteriori* de diferentes parâmetros do modelo para o ajuste 1 e 2 após ~ 50.000 interações de uma MCMC. Para cada par de parâmetro foram incluídos histogramas na diagonal e coeficientes de correlação. A cruz marca o valor modal da distribuição de probabilidade em 2D sendo o contorno amarelo uma região com a confiança de 95%.

Fonte: Produção do autor.

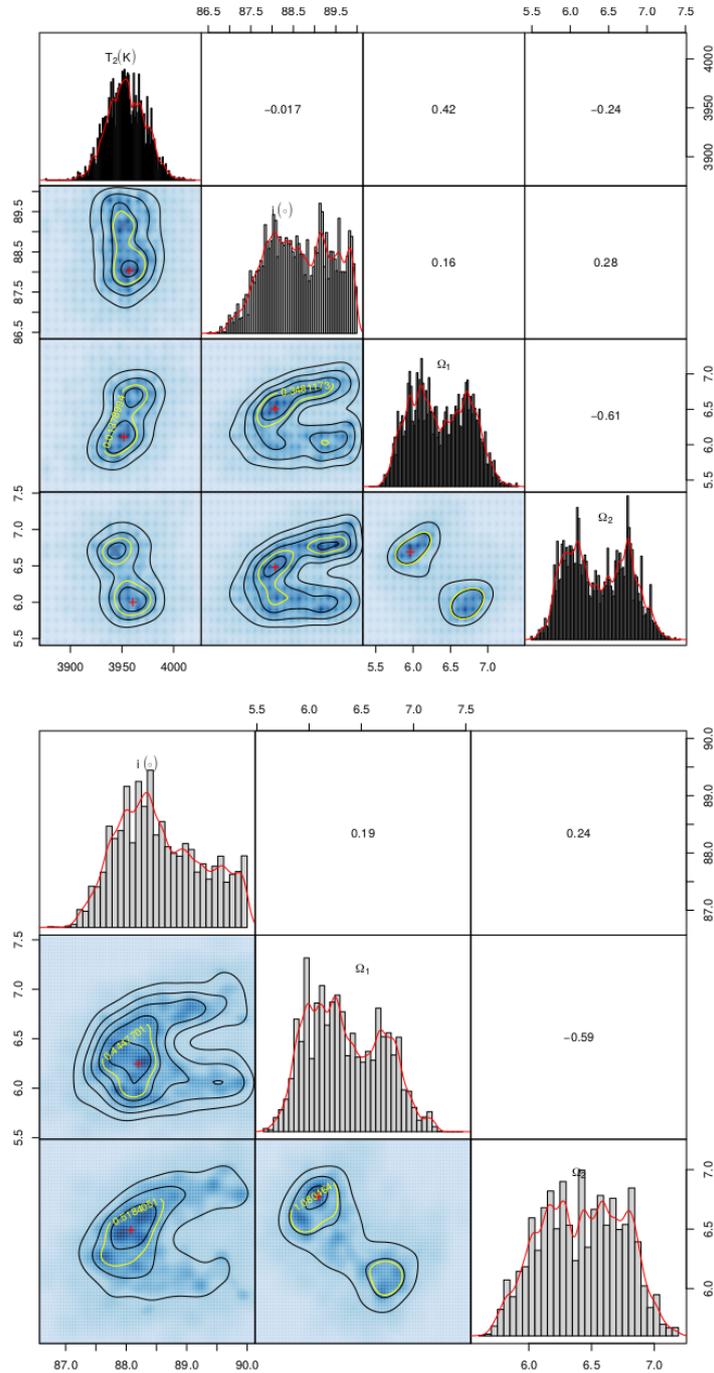
Figura B.7 - Densidade de probabilidade ID 1140034027271 no ajuste 1 e 2.



Densidade de probabilidade *a posteriori* de diferentes parâmetros do modelo para o ajuste 1 e 2 após ~ 50.000 interações de uma MCMC. Para cada par de parâmetro foram incluídos histogramas na diagonal e coeficientes de correlação. A cruz marca o valor modal da distribuição de probabilidade em 2D sendo o contorno amarelo uma região com a confiança de 95%.

Fonte: Produção do autor.

Figura B.8 - Densidade de probabilidade ID 1152031059450 no ajuste 1 e 2.



Densidade de probabilidade *a posteriori* de diferentes parâmetros do modelo para o ajuste 1 e 2 após ~ 50.000 interações de uma MCMC. Para cada par de parâmetro foram incluídos histogramas na diagonal e coeficientes de correlação. A cruz marca o valor modal da distribuição de probabilidade em 2D sendo o contorno amarelo uma região com a confiança de 95%.

Fonte: Produção do autor.

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Contam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.