



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/12.13.13.01-TDI

VARIAÇÕES NOS INSTANTES DE ECLIPSE DE SISTEMAS BINÁRIOS NO CONTEXTO DE EXOPLANETAS

Leonardo Andrade de Almeida

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr. Francisco José Jablonski, aprovada em 21 de dezembro de 2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3D7EQNH>>

INPE
São José dos Campos
2012

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):**Presidente:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Membros:

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Vivéca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/12.13.13.01-TDI

VARIAÇÕES NOS INSTANTES DE ECLIPSE DE SISTEMAS BINÁRIOS NO CONTEXTO DE EXOPLANETAS

Leonardo Andrade de Almeida

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr. Francisco José Jablonski, aprovada em 21 de dezembro de 2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3D7EQNH>>

INPE
São José dos Campos
2012

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Almeida, Leonardo Andrade de.
Al64v Variações nos instantes de eclipse de sistemas binários no contexto de exoplanetas / Leonardo Andrade de Almeida. – São José dos Campos : INPE, 2012.
xx + 91 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2012/12.13.13.01-TDI)

Tese (Doutorado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2012.

Orientador : Dr. Francisco José Jablonski.

1. exoplanetas. 2. sistemas binários. 3. parâmetros fundamentais. 4. QS Vir. 5. WASP-4b. 6. NSVS 14256825. I.Título.

CDU 524.38

Copyright © 2012 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2012 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Doutor(a)** em
Astrofísica

Dra. Cláudia Vilega Rodrigues



Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. Francisco José Jablonski



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dra. Adriana Benetti Marques Válio



Membro da Banca / MACKENZIE / São Paulo - SP

Dr. Raymundo Baptista



Convidado(a) / UFSC / Rio Grande do Sul - RS

Dr. Marildo Geraldete Pereira



Convidado(a) / UEFS / Feira de Santana - BA

Este trabalho foi aprovado por:

maioria simples

unanimidade

Aluno (a): Leonardo Andrade de Almeida

São José dos Campos, 21 de Dezembro de 2012

“Há um tempo em que é preciso abandonar as roupas usadas, que já tem a forma do nosso corpo, e esquecer os nossos caminhos, que nos levam sempre aos mesmos lugares. É o tempo da travessia: e, se não ousarmos fazê-la, teremos ficado, para sempre, à margem de nós mesmos.”

FERNANDO PESSOA

A minha família.

AGRADECIMENTOS

A meus pais, Maria Conceição de Jesus Andrade e Irênio Silva de Almeida por, da forma deles, me fazer acreditar numa vida melhor. A minha irmã pelo exemplo de vida e por ter dividido sempre que possível as felicidades e tristezas. À Danielle pelo carinho, atenção, amor e companheirismo prestados ao longo desses anos. Ao Dr. Francisco Jablonski pela hospitalidade, ajuda, estímulo e orientação. À Dra. Claudia Vilega Rodrigues por sempre estar disposta a ajudar tanto na parte científica quanto na parte burocrática, pela orientação e pelo exemplo de pesquisadora. Ao Prof. Denilton pelo exemplo, oportunidade e ajuda que me fizeram acreditar que eu poderia ir mais longe. Ao Dr. Marildo G. Pereira pelos primeiros passos na minha carreira acadêmica. Aos pesquisadores da Divisão de Astrofísica do INPE que sempre me atenderam com muita atenção e me ajudaram no que foi possível. Aos colegas da Divisão de Astrofísica do INPE pelas discussões importantes que ajudaram a enriquecer este trabalho. Aos amigos que sempre torceram pelo sucesso na minha vida pessoal e profissional. Ao pessoal do LNA, aqui citados pelo nome do Rodrigo Prates Campos, por ter sempre me ajudado na realização das observações. Aos membros da Banca por terem aceitado o convite de ler e avaliar este trabalho. À CAPES pelo apoio financeiro. A todos que tiveram direta ou indiretamente participação neste trabalho.

RESUMO

Um dos mais importantes objetivos da pesquisa em exoplanetas é detectar e caracterizar planetas nos mais variados ambientes, com ênfase em planetas similares à nossa Terra, localizados na zona habitável de suas estrelas hospedeiras. A detecção e a caracterização desses objetos permitem refinar os modelos teóricos sobre a formação e evolução planetária. Com quase 300 exoplanetas descobertos pelo método dos trânsitos fotométricos, a técnica de se monitorar variações nos instantes de trânsito tem grande potencial para permitir a detecção de planetas adicionais. A técnica consiste em medir com precisão os instantes dos trânsitos e verificar se os resíduos obtidos a partir do ajuste de uma efeméride linear, apresentam variações que indiquem a presença de componentes adicionais interagindo com o sistema. Essa mesma técnica pode, e tem sido aplicada há várias décadas à sistemas binários eclipsantes. Nesta tese, utilizamos essa técnica para estudar dois sistemas binários, QS Vir e NSVS 14256825, e o sistema planetário WASP-4. Dados fotométricos dos três sistemas foram obtidos usando as facilidades do Observatório do Pico dos Dias/LNA-MCTI, do Miniobservatório Astronômico do INPE e do banco de dados públicos do Observatório Europeu Austral, entre os anos de 2008 e 2012. Em todos os casos, o período orbital apresentou variações complexas. Em ambos os sistemas binários, supondo que o efeito tempo-luz seja responsável pela variação no período orbital, os resultados indicam a presença de dois corpos circumbinários. Em QS Vir os corpos seriam um planeta gigante, com $M \sim 8,7 M_{\text{Jup}}$ e período orbital de $\sim 14,4$ anos e uma anã marrom com $M \sim 0,056 M_{\odot}$ e período orbital de $\sim 17,1$ anos, se assumirmos coplanaridade entre eles e a binária interna. Em NSVS 14256825, sob a mesma suposição de coplanaridade, os corpos seriam dois planetas gigantes, com $M \sim 2,8 M_{\text{Jup}}$ e $M \sim 8,1 M_{\text{Jup}}$ e períodos orbitais de $\sim 3,49$ e $\sim 6,9$ anos, respectivamente. Assim, os corpos ao redor de NSVS 14256825 estariam numa ressonância orbital do tipo 2:1. Já em WASP-4, o período orbital do planeta mostrou variações em escala de tempo bem menor que nos casos dos sistemas binários, indicando perturbações de curto prazo. O resultado da nossa análise mostra, como melhor solução, um planeta adicional no sistema com massa de $\sim 3,2 M_{\oplus}$ e em ressonância 5:3 com o planeta WASP-4b.

ECLIPSE TIMING VARIATIONS OF BINARY SYSTEMS IN THE EXOPLANET CONTEXT

ABSTRACT

One important goal in exoplanetary research is detecting and characterizing planets in a diversity of environments, since this improves our ability to test theoretical models of planetary formation and evolution. With nearly 300 exoplanets discovered by photometric transits, the technique of transit timing variations has been successfully applied to a number of systems to probe possible additional bodies in these systems. This technique consists of measuring accurately the times of transit and verifying if the residuals with respect to a linear prediction present variation that indicate the presence of additional components interacting with the system. The same technique has been applied along the years in the case of third bodies interacting with eclipsing binaries. In this thesis, we use the technique of analyzing the transit time variations to study two binary systems, QS Vir and NSVS 14256825, and a planetary system WASP-4. Photometric data for the three systems were obtained using the facilities of the *Laboratório Nacional de Astrofísica, LNA/MCTI*, the *Miniobservatório Astronômico do INPE*, and public data from ESO between 2008 and 2012. In all cases, the orbital period of the systems show complex variations. In the two binary systems, QS Vir and NSVS 14256825, assuming that the light travel time effect is responsible for the variation in their orbital periods, the results indicate the presence of two circumbinary bodies. In QS Vir, the bodies would be a giant planet, $M \sim 8.7 M_{\text{Jup}}$ with orbital period of ~ 14.4 years, and a brown dwarf, $M \sim 0.056 M_{\odot}$, with orbital period of ~ 17.1 years, if we assume coplanarity between the external bodies and inner binary. In NSVS 14256825, under the same assumption of coplanarity, the bodies would be two giant planets, $M \sim 2.8 M_{\text{Jup}}$ and $M \sim 8.1 M_{\text{Jup}}$, with orbital periods of ~ 3.49 and ~ 6.9 years. The bodies around NSVS 14256825 would be in a mean motion resonance of 2:1. In WASP-4, the orbital period of the planet shows variations in time scales shorter than those of the binary systems, indicating equally short-term perturbations. The best solution from our analysis indicates an additional planet in the system with mass $\sim 3.2 M_{\oplus}$ and a mean motion resonance of 5:3 with WASP-4b.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Configurações estáveis de corpos adicionais em sistemas binários	6
2.2 Ilustração do efeito tempo-luz num sistema de três corpos	7
2.3 Configuração geométrica de uma binária ao redor do centro de massa de um sistema triplo	8
2.4 Configuração espacial dos três corpos	9
2.5 Configuração geométrica de um corpo orbitando internamente um sistema binário	17
2.6 Diagrama O–C do pulsar PSR B1913+16	21
2.7 Ilustração da órbita de um sistema binário	24
2.8 Observações do movimento apsidal do sistema RU Mon	25
3.1 Curvas de luz de QS Vir	36
3.2 Curva de luz do eclipse primário de QS Vir	37
3.3 Diagrama O–C dos instantes do meio do eclipse de QS Vir	40
3.4 Energia requerida pelo mecanismo Applegate	41
3.5 Diagrama O–C dos instantes do meio do eclipse primário de QS Vir	43
3.6 Integrações numéricas das órbitas dos corpos ao redor de QS Vir	45
3.7 Curvas de luz normalizadas de NSVS 1425	48
3.8 Diagrama O–C dos instantes dos eclipses de NSVS 1425	52
3.9 Diagrama O–C de NSVS 14256825	54
4.1 Curvas de luz normalizadas do trânsito de WASP-4b	59
4.2 Diagrama O–C de WASP-4b	62
4.3 Diagrama O–C de WASP-4b	65

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Log das observações fotométrica de QS Vir	35
3.2 Parâmetros físicos e geométricos do sistema QS Vir	37
3.3 Instantes do eclipse de QS Vir	38
3.4 Parâmetros da efeméride linear e dos dois efeitos tempo-luz	44
3.5 Log das observações fotométricas de NSVS 1425	49
3.6 Instantes dos eclipses de NSVS 1425	50
3.7 Parâmetros para a efeméride linear e para os dois ETLs de NSVS 1425.	53
4.1 Log das observações fotométricas de WASP-4b	58
4.2 Parâmetros físicos e geométricos do sistema WASP-4	60
4.3 Instantes do meio do trânsito de WASP-4b e os resíduos obtidos a partir de um ajuste linear.	61
4.4 Duração do trânsito de Wasp-4b	64
4.5 Soluções com planetas externos que reproduzem o diagrama O–C de WASP-4b	65

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 CONTEXTUALIZAÇÃO	5
2.1 VIEs devido a um terceiro corpo	5
2.1.1 Sistema triplo hierárquico com uma componente adicional externa	6
2.1.2 Um sistema binário com uma componente adicional próxima	11
2.2 Um planeta com órbita interna	16
2.2.1 Um corpo adicional orbitando uma das componentes de um sistema binário	17
2.3 Efeitos intrínsecos da binária	18
2.3.1 O mecanismo Applegate	18
2.3.2 Emissão de ondas gravitacionais	20
2.3.3 Freamento magnético	22
2.3.4 Movimento apsidal	22
2.4 Estabilidade em sistemas triplos	24
2.4.1 Derivação analítica	25
2.4.2 Derivação numérica	28
3 APLICAÇÃO DO EFEITO TEMPO-LUZ EM BINÁRIAS COMPACTAS	33
3.1 QS Vir	33
3.1.1 Introdução	33
3.1.2 Observação e redução de dados	34
3.1.3 Análise e resultados	34
3.1.3.1 Instante do eclipse	34
3.1.3.2 Efeméride linear	39
3.1.3.3 Variação do período orbital	40
3.1.4 Estabilidade orbital	42
3.1.5 Discussão	46
3.2 NSVS 14256825	47
3.2.1 Introdução	47

3.2.2	Observações e redução de dados	47
3.2.3	Análise e resultados	49
3.2.3.1	Instante do eclipse	49
3.2.3.2	Efeméride linear	49
3.2.3.3	Variação do período orbital	52
3.2.4	Discussão	53
4	ANÁLISE DOS INSTANTES DOS TRÂNSITOS DO EXOPLA-	
	NETA WASP-4b	57
4.1	Intrudução	57
4.2	Observações e redução dos dados	57
4.3	Análise e resultados	59
4.3.1	Instante do trânsito	59
4.3.2	Efeméride para WASP-4b	62
4.3.3	Busca por sinais da variação dos instantes dos trânsitos	63
4.3.3.1	Um planeta adicional com órbita interna	63
4.3.3.2	Uma exolua	64
4.3.3.3	Um planeta adicional com órbita externa	64
5	CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS	67
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	71
	ANEXO A - ARTIGO SOBRE O SISTEMA NSVS 14256825	83

1 INTRODUÇÃO

Desde a descoberta do primeiro sistema planetário ao redor de um pulsar (WOLSCZAN; FRAIL, 1992) e do primeiro exoplaneta ao redor de uma estrela da sequência principal (MAYOR; QUELOZ, 1995), a busca por planetas fora do sistema solar se tornou um dos campos em Astrofísica que mais cresceu. Buscar e caracterizar esses objetos nos mais variados ambientes permite avançar no sentido de se obter respostas para questões fundamentais sobre a formação e a evolução de sistemas planetários.

Os métodos de detecção de exoplanetas vêm sofrendo grandes progressos com os avanços tecnológicos das últimas décadas. Como exemplo, as medidas de velocidades radiais, que eram feitas com precisão de dezenas a centenas de m/s, quando o primeiro planeta foi descoberto ao redor de 51 Peg (MAYOR; QUELOZ, 1995), hoje podem ser realizadas com precisão de centenas de cm/s (MAYOR; QUELOZ, 2012).

A detecção por trânsito fotométrico teve grande impulso com as missões espaciais CoRoT e Kepler. A precisão fotométrica dos detectores a bordo desses satélites pode chegar a 1:100.000¹. Com essa precisão é possível detectar planetas com dimensões semelhantes às da nossa Terra (FRESSIN et al., 2012). As medidas dos trânsitos fotométricos levam naturalmente a uma outra técnica de detecção, baseada na análise dos instantes do trânsito planetário. Dado que as simulações de formação planetária mostram que existe uma tendência à formação de sistemas com múltiplos planetas (CHAMBERS; WETHERILL, 1998), espera-se que a maior parte dos sistemas com um planeta descoberto deve hospedar outros corpos. Como a força gravitacional de um corpo não visto pode perturbar o movimento de um planeta confirmado, isso deve causar variações nos instantes dos trânsitos (VITs), e portanto, possibilitar a descoberta de outros corpos no sistema.

A primeira análise da VIT em um sistema planetário foi realizada por Steffen e Agol (2005). Esses autores usaram 12 trânsitos do sistema TrES-1 e mostraram que as variações obtidas evidenciavam a presença de um corpo com massa menor ou igual à massa da Terra. Agol e Steffen (2007), Miller-Ricci et al. (2008a) e Miller-Ricci et al. (2008b) analisaram os sistemas HD 209458b e HD 189733b, usando as VITs, mas não encontraram indícios da presença de outros planetas. Coughlin et al. (2008) analisaram 28 trânsitos do sistema Gl 436b, e foram capazes de excluir a existência de qualquer planeta que gerasse VITs maiores que 60 s. Csizmadia et al. (2010) analisa-

¹www.kepler.nasa.gov

ram a VIT em 36 trânsitos do planeta CoRoT-1b e não encontraram qualquer sinal periódico. [Holman et al. \(2010\)](#) analisaram a VIT do sistema Kepler 9 com dados do satélite Kepler e mostram que os dois planetas detectados por trânsito, Kepler 9b e Kepler 9c, apresentavam VITs de 4 e 39 minutos por órbita, respectivamente. Esses autores obtiveram medidas de velocidade radial com o telescópio Keck e mostraram que elas concordavam com as VITs. Além disso, os autores verificaram que o planeta interno mostrava um outro sinal nas VITs com período de 1,6 dias. A subtração dos sinais dos dois planetas confirmados e a ordenação dos dados em fase com o período de 1,6 dias mostra uma curva de decréscimo de fluxo semelhante a um trânsito. [Holman et al. \(2010\)](#) concluíram que esse sinal pode ser explicado por um planeta de 1,5 raio terrestre e com massa menor que 7 massas da Terra. Esse resultado foi a primeira comprovação observacional da VIT no contexto de exoplanetas.

Alguns sistemas planetários descobertos recentemente pelo satélite Kepler mostram que a análise das VITs apresenta-se como uma ferramenta poderosa para buscar e caracterizar planetas adicionais em sistemas com planetas já conhecidos, como por exemplo, em [Holman et al. \(2010\)](#), [Ford et al. \(2012\)](#) e [Steffen et al. \(2013\)](#).

A análise das variações de instantes fiduciais tem sido utilizada há muito tempo no contexto dos sistemas binários estelares, só que nesse caso o fenômeno relevante é a variação dos instantes dos eclipses (VIEs). [Chandler \(1888\)](#) foi quem primeiro mencionou a existência de uma terceira componente ao redor do sistema binário eclipsante Algol, para justificar as mudanças observadas no seu período orbital. [Woltjer Jr. \(1922\)](#) foi o primeiro a calcular teoricamente as variações do período de um sistema binário geradas devido a uma componente extra em uma órbita distante. Esse efeito, também conhecido como efeito tempo-luz, vem sendo largamente usado para identificar componentes estelares adicionais em sistemas binários eclipsantes. Nos últimos anos, alguns planetas também foram descobertos usando esse efeito, como por exemplo, em [Lee et al. \(2009\)](#), [Qian et al. \(2012b\)](#), [Qian et al. \(2011\)](#) e [Beuermann et al. \(2010\)](#).

Nesta tese, analisamos a variação dos instantes dos eclipses de dois sistemas binários, QS Vir e NSVS 14256825 e a variação dos instantes dos trânsitos do sistema planetário WASP-4. O objetivo principal é verificar se esses sistemas mostram variações do seu período orbital e se a presença de corpos adicionais explicaria essas variações. Em caso de detecção do efeito, caracteriza-se os possíveis corpos e discute-se suas propriedades no contexto da formação e da evolução de tais sistemas planetários.

O texto de nosso trabalho está organizado da seguinte maneira: no Capítulo 2 serão apresentados os aspectos teóricos das VITs em sistema planetários, bem como VIEs em sistemas binários. No Capítulo 3 é apresentado o estudo de caso das VIEs usando os sistemas binários QS Vir e NSVS 14256825. No Capítulo 4 apresentamos a análise das VITs para o sistema planetário WASP-4b. Finalmente, no Capítulo 5, resumiremos os principais resultados da nossa pesquisa e delineamos as perspectivas para futuros trabalhos.

2 CONTEXTUALIZAÇÃO

Neste capítulo apresentaremos alguns efeitos gerados no período orbital de sistemas binários (estrela + estrela ou estrela + planeta) quando existe uma componente não vista interagindo gravitacionalmente com o sistema. Esses efeitos podem ser investigados com grande acurácia quando os sistemas são eclipsantes, possibilitando que o corpo não visto seja caracterizado, pelo menos quanto à sua massa. Os casos que estudaremos são os seguintes: (i) uma componente extra ao redor de uma binária eclipsante em uma órbita distante e (ii) em uma órbita próxima; (iii) um corpo adicional em uma binária (estrela + planeta) com órbita interna e (iv) um corpo ao redor de uma das componentes de um sistema binário. Apresentaremos também efeitos intrínsecos do sistema binário que podem gerar variações dos instantes dos seus eclipses, entre eles: (i) mecanismo Applegate, (ii) emissão de ondas gravitacionais, (iii) freamento magnético e (iv) movimento apsidal. Finalmente, faremos uma breve abordagem da estabilidade orbital em sistemas triplos.

2.1 Variação do instante do eclipse em sistemas binários devido a um terceiro corpo

Genericamente, existem três cenários nos quais corpos adicionais podem existir em sistemas binários (Figura 2.1). No primeiro (Fig 2.1a), o corpo traça uma órbita externa ao sistema binário (daqui em diante sistema binário será sempre referido a sistemas do tipo estrela + planeta ou estrela + estrela. Em casos específicos descreveremos o tipo de sistema). Esse tipo de órbita é conhecido como planetária, ou simplesmente, órbita do tipo P.

No segundo caso, a componente extra orbita internamente uma binária, formada por uma estrela (corpo A) e um planeta (corpo B), cf. Figura 2.1b. Nesse caso a órbita é também do tipo planetária e o principal limite para o semi-eixo maior é o inferior, pois muito próximo da estrela hospedeira, o planeta poderia migrar para órbitas mais internas e colidir com ela.

No terceiro caso (Figura 2.1c), o corpo gira ao redor de uma das componentes da binária. Nesse caso, se a componente for uma estrela ou um planeta, o corpo extra pode ser um planeta ou uma lua, respectivamente. Nessa configuração, a distância do planeta (ou lua) à sua estrela (ou planeta) é muito menor que a separação da binária. Essa órbita é conhecida como satélite, ou simplesmente, órbita do tipo S.

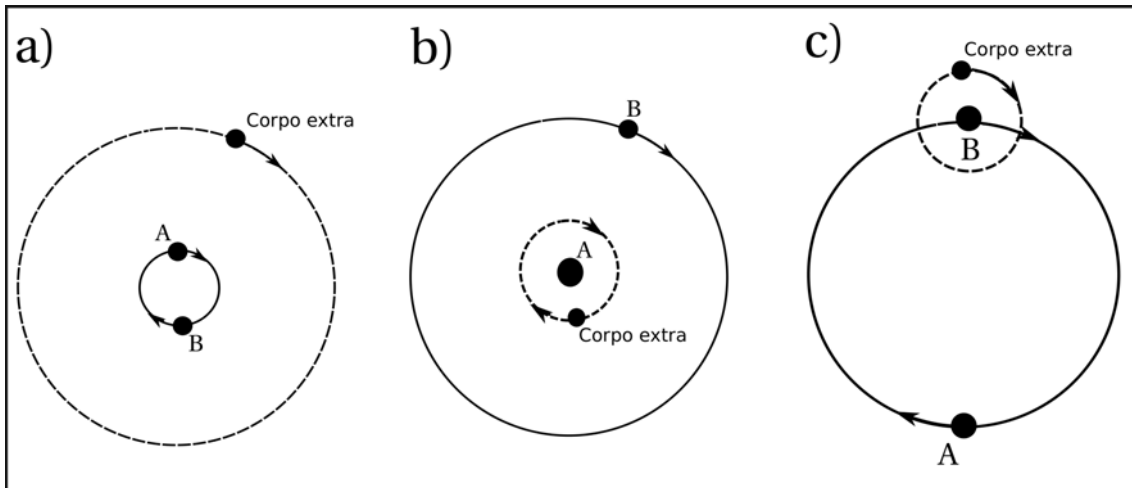


Figura 2.1 - Configurações estáveis de corpos adicionais em sistemas binários. a) e b) órbita do tipo planetária e c) órbita do tipo satélite. Veja texto para mais detalhes.

2.1.1 Sistema triplo hierárquico com uma componente adicional externa

Um sistema triplo hierárquico pode ser tratado como consistindo de duas binárias. Uma binária interna, composta por duas componentes estelares ou uma estrela mais um planeta e uma binária externa consistindo da binária interna e uma terceira componente. Considerando essa terceira componente como sendo o corpo adicional, os efeitos gerados no período orbital da binária interna, podem ser divididos em duas partes: (i) um efeito geométrico conhecido como efeito tempo-luz; e (ii) uma parte dinâmica gerada pelas perturbações de longo prazo.

(i) o efeito tempo-luz

O ETL é observado quando uma componente extra interage gravitacionalmente com um objeto que tenha um relógio estável, no nosso caso, os eclipses da binária, obrigando-o a girar ao redor do centro de massa comum do sistema triplo. Assim, esse movimento afasta e aproxima a binária de um observador externo em repouso. Devido à velocidade da luz ser constante, o observador verá o período da binária ficar maior ou menor quando ela estiver se afastando ou se aproximando dele, respectivamente (Figura 2.2). Geralmente, o padrão quase senoidal das variações pode ser separado dos outros efeitos e os parâmetros da órbita do terceiro corpo podem ser determinados.

A relação matemática para a variação do período orbital, a qual chamaremos de τ ,

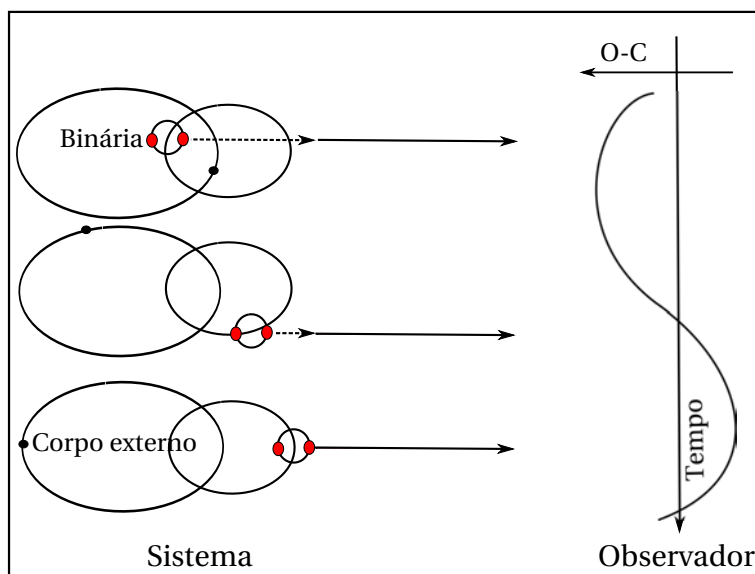


Figura 2.2 - Ilustração do efeito tempo-luz num sistema de três corpos. A variação no período do par interno em consequência do ETL pode ser modelada para obter os parâmetros do terceiro corpo.

é obtida resolvendo a órbita do centro de massa do par eclipsante ao redor do centro de massa do sistema triplo. Nesse caso, o instante do eclipse atua como um relógio preciso da posição da binária ao longo de sua órbita. Inicialmente fixamos um plano perpendicular à linha de visada e que passa no centro de massa do sistema triplo (Figura 2.3). A distância de qualquer posição da órbita do par eclipsante ao redor do centro de massa das três componentes ao plano referido acima será,

$$z = r \sin I \sin(v + \omega), \quad (2.1)$$

onde r é o raio vetor, v a anomalia verdadeira, ω o argumento do periastro e I é a inclinação do plano da órbita do terceiro corpo com relação ao plano do céu (Figura 2.3). Assim, τ_{ETL} é obtido dividindo z pela velocidade da luz, c ,

$$\tau_{\text{ETL}} = \frac{z}{c} = \frac{r \sin I \sin(v + \omega)}{c}. \quad (2.2)$$

Substituindo a relação do raio vetor, $r = \frac{a_{\text{bin}}(1-e^2)}{1+e \cos v}$, na última equação, obtemos,

$$\tau_{\text{ETL}} = \frac{z}{c} = \frac{a_{\text{bin}} \sin I}{c} \frac{1 - e^2}{1 + e \cos v} \sin(v + \omega), \quad (2.3)$$

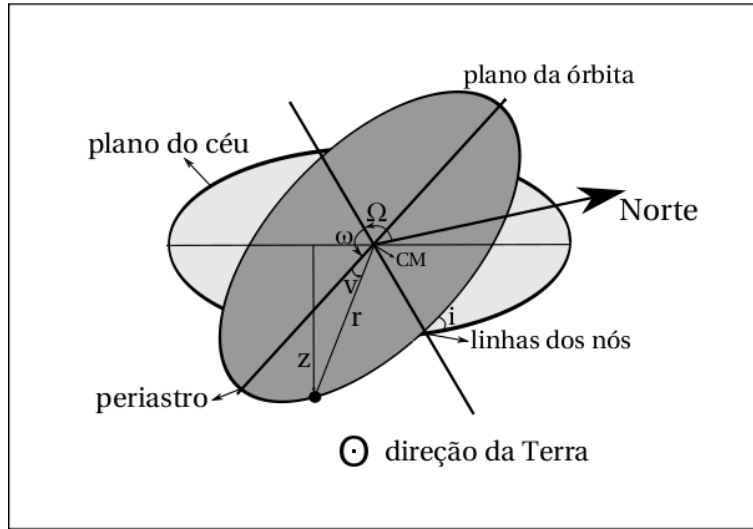


Figura 2.3 - Configuração geométrica de uma binária ao redor do centro de massa de um sistema triplo.

onde, a_{bin} é o semi-eixo maior da órbita que a binária traça ao redor do centro de massa do sistema triplo e e é a excentricidade da órbita do terceiro corpo.

(ii) Parte dinâmica

A parte dinâmica consiste das perturbações do terceiro corpo sobre as componentes da binária interna. Essas perturbações causam variações nos elementos orbitais da binária interna, alterando assim os instantes dos trânsitos. Os artigos [Borkovits et al. \(2003\)](#), [Borkovits et al. \(2007\)](#) e [Borkovits et al. \(2010\)](#) apresentaram uma demonstração completa das VITs no caso de um sistema planetário triplo e hierárquico, com excentricidade diferente de zero. Uma representação geométrica da configuração espacial dos três corpos é apresentada na Figura 2.4 e a relação obtida por [Borkovits et al. \(2010\)](#) para as VITs, usando a aproximação de primeira ordem para excentricidade da binária interna foi a seguinte,

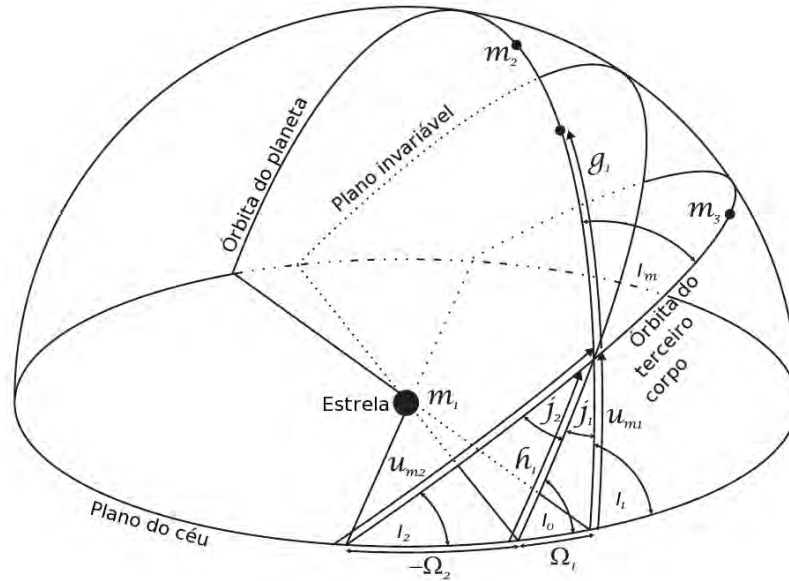


Figura 2.4 - Configuração espacial de três corpos. Os subscritos 1 e 2 representam os elementos orbitais da binária interna e da binária externa, respectivamente. Os elementos orbitais mostrados são: I , a inclinação do plano da órbita com relação ao plano do céu, I_m é a inclinação mútua entre os dois corpos externos, u a longitude verdadeira da intersecção das órbitas das duas binárias medida a partir do plano do céu, g o argumento do periastro e Ω , o ângulo do nó ascendente. O plano invariável é o plano perpendicular ao vetor momento angular total do sistema triplo. As inclinações dos planos orbitais das duas binárias com relação ao plano invariável são denotadas por j , a inclinação do plano invariável com relação ao plano do céu por I_0 e a longitude verdadeira da intersecção das órbitas das duas binárias, medida a partir do plano do céu, por h .

Fonte: Adaptado de Borkovits et al. (2010).

$$\begin{aligned}
\tau_{\text{din}} = & \frac{P_1}{2\pi} A_L (1 - e_1^2)^{1/2} \left\{ \left(\frac{4}{5} + \frac{5}{2} e_1^2 \mp \frac{6}{5} e_1 \sin \omega_1 \right) \right. \\
& \times \left[\left(I^2 - \frac{1}{3} \right) \mathcal{M} + \frac{1}{2} (1 - I^2) \mathcal{S}(2v_2 + 2g_2) \right] \\
& + \left[\frac{51}{20} e_1^2 \cos 2g_1 \mp 2e_1 \sin(\omega_1 - 2g_1) \right] \\
& \times \left[(1 - I^2) \mathcal{M} + \frac{1}{2} (1 + I^2) \mathcal{S}(2v_2 + 2g_2) \right] \\
& - \left[\frac{51}{20} e_1^2 \sin 2g_1 \mp 2e_1 \cos(\omega_1 - 2g_1) \right] IC(2v_2 + 2g_2) \\
& + \cot I_1 \sin I_m \left\{ -\frac{2}{5} (1 \mp 2e_1 \sin \omega_1) \cos u_{m1} I \right. \\
& \times \left[\mathcal{M} - \frac{1}{2} \mathcal{S}(2v_2 + 2g_2) \right] \\
& \left. \left. + \frac{1}{5} (1 \mp 2e_1 \sin \omega_1) \sin u_{m1} \mathcal{C}(2v_2 + 2g_2) \right\} \right\} \\
& - \frac{m_3}{m_{123}} \frac{a_2 \sin i_2}{c} \frac{(1 - e_2^2) \sin(v_2 + \omega_2)}{1 + e_2 \cos v_2} + \mathcal{O}(e_1^2), \tag{2.4}
\end{aligned}$$

onde, $I = \cos I_m$,

$$A_L = \frac{15}{8} \frac{m_3}{m_{123}} \frac{P_1}{P_2} (1 - e_2^2)^{-3/2}, \tag{2.5}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M} &= \int 1 + e_2 \cos v_2 dv_2 \\
&= v_2 - l_2 + e_2 \sin v_2 \\
&= 3e_2 \sin v_2 - \frac{3}{4} e_2^2 \sin 2v_2 + \frac{1}{3} e_2^3 \sin 3v_2 + \mathcal{O}(e_2^4) \\
&= 3e_2 \left(1 - \frac{3}{8} e_2^2 \right) \sin l_2 + \frac{9}{4} e_2^2 \sin 2l_2 + \frac{53}{24} e_2^3 \sin 3l_2 + \mathcal{O}(e_2^4), \tag{2.6}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{S}(2v_2 + x) &= \sin(2v_2 + x) + e_2 \sin(v_2 + x) + \frac{1}{3}e_2 \sin(3v_2 + x) \\
&= (1 - 4e_2^2) \sin(2l_2 + x) \\
&\quad + e_2 \left[- \left(1 - \frac{13}{8}e_2^2 \right) \sin(l_2 + x) \right. \\
&\quad \left. + \frac{7}{3} \left(1 - \frac{207}{56}e_2^2 \right) \sin(3l_2 + x) \right] \\
&\quad + e_2^2 \left[-\frac{1}{4} \sin x + \frac{17}{4} \sin(4l_2 + x) \right] \\
&\quad + e_2^3 \left[\frac{1}{24} \sin(l_2 - x) + \frac{169}{24} \sin(5l_2 + x) \right] + \mathcal{O}(e_2^4), \tag{2.7}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{C}(2v_2 + x) &= \cos(2v_2 + x) + e_2 \cos(v_2 + x) + \frac{1}{3}e_2 \cos(3v_2 + x) \\
&= (1 - 4e_2^2) \cos(2l_2 + x) \\
&\quad + e_2 \left[- \left(1 - \frac{13}{8}e_2^2 \right) \cos(l_2 + x) \right. \\
&\quad \left. + \frac{7}{3} \left(1 - \frac{207}{56}e_2^2 \right) \cos(3l_2 + x) \right] \\
&\quad + e_2^2 \left[-\frac{1}{4} \cos x + \frac{17}{4} \cos(4l_2 + x) \right] \\
&\quad + e_2^3 \left[-\frac{1}{24} \cos(l_2 - x) + \frac{169}{24} \cos(5l_2 + x) \right] + \mathcal{O}(e_2^4), \tag{2.8}
\end{aligned}$$

além de,

$$u_{m1} = \omega_1 - g_1, \tag{2.9}$$

onde, u_{m1} é o ângulo da intersecção das duas órbitas medido a partir do plano do céu. Os subscritos 1 e 2 representam os elementos orbitais da binária interna e da binária externa, respectivamente, m_i denota a massa do i -ésimo corpo e m_{123} a massa total do sistema triplo. As expressões $\mathcal{O}(e_2^4)$ e $\mathcal{O}(e_1^2)$ descrevem os termos que a partir dos quais a série foi truncada.

2.1.2 Um sistema binário com uma componente adicional próxima

A dinâmica de um planeta interagindo gravitacionalmente com um sistema binário pode ser bem complexa dependendo da separação entre as órbitas. Quando esse planeta tem uma órbita com período curto ou próximo da ressonância com um corpo que transita o objeto central, as perturbações gravitacionais geradas por ele

são facilmente detectáveis via as VITs (AGOL et al., 2005).

Devido à interação entre os planetas, a longitude verdadeira do planeta transitante θ_1 , pode ser ligeiramente perturbada no instante do trânsito, gerando variações no tempo esperado. Para uma órbita elíptica, θ_1 pode ser escrita como uma função da longitude média, λ_1 , como segue,

$$\theta_1 = \lambda_1 + \sum_{k=1}^{\infty} H_k(e_1) \sin k(\lambda_1 - \omega_1), \quad (2.10)$$

onde e_1 e ω_1 são a excentricidade e a longitude do pericentro do planeta transitante e $H_k(e_1)$ são os polinômios em e_1 com a potência mais baixa de H_k em e_1 sendo k . Assim, as VITs podem surgir das perturbações em e_1 , λ_1 e ω_1 . Como a excentricidade pode ser próxima de zero, é interessante introduzir as seguintes variáveis regularizadas $h_1 = \sin \omega_1$ e $k_1 = \cos \omega_1$ na Equação 2.10. Além disso, é possível isolar as variações de períodos curtos escrevendo $\lambda_1 = \bar{\lambda}_1 + \delta\lambda_1$, $h_1 = \bar{h}_1 + \delta h_1$ e $k_1 = \bar{k}_1 + \delta k_1$, onde \bar{h}_1 e \bar{k}_1 são constantes, $\bar{\lambda}_1 = n_1 t + \lambda_1^{(0)}$, com n_1 sendo a frequência orbital média do planeta transitante e $\lambda_1^{(0)}$ sua fase inicial. A longitude verdadeira pode ser escrita também por, $\theta_1 = \bar{\theta}_1 + \delta\theta_1$, onde $\bar{\theta}_1$ representa a longitude verdadeira de uma órbita elíptica constante e $\delta\theta_1$ é a variação de curto prazo produzida por δh_1 , $\delta\lambda_1$ e δk_1 .

O sistema de coordenadas é escolhido para que sua origem coincida com a estrela central, o eixo x aponte na direção do observador, o eixo y indique a direção do plano orbital do planeta transitante. Assim a inclinação orbital do planeta transitante, I_1 , é zero nesse sistema de referência. Portanto, essa definição é diferente da usada por um observador externo, o qual medirá a inclinação entre o plano da órbita verdadeira da binária e a linha de visada.

No caso não perturbado, os trânsitos ocorrerão quando $\bar{\theta}_1 = 0$. Assim segue que, $\bar{\lambda}_1 = 2\bar{h}_1 + \mathcal{O}(e_1^2)$ nos trânsitos. Sabendo que $\delta k_1 \ll 1$, $\delta h_1 \ll 1$ e $\delta\lambda_1 \ll 1$, é possível linearizar a Equação 2.10. Usando $\bar{\lambda}_1 = 2\bar{h}_1$, obtêm-se,

$$\delta\theta_1 = (1 + 2\bar{k}_1)\delta\lambda_1 + \frac{3}{2}\bar{h}_1\delta k_1 - \left(2 + \frac{5}{2}\bar{k}_1\right)\delta h_1 + \mathcal{O}(e_1^2). \quad (2.11)$$

A variação no instante do trânsito δt está relacionado à $\delta\theta_1$ através da seguinte

equação,

$$\delta t = \frac{(1 - e_1^2)^{3/2}}{(1 + e_1 \cos \omega_1)^2} \frac{\delta \theta_1}{n_1}. \quad (2.12)$$

Assim, usando até $\mathcal{O}(e_1)$ nas Equação 2.12 e 2.10 obtêm-se,

$$n_1 \delta t = \delta \lambda_1 - 2\delta h_1 + \frac{3}{2}(\bar{k}_1 \delta h_1 + \bar{h}_1 \delta k_1). \quad (2.13)$$

Na última equação não foram listados os termos em $\mathcal{O}(e_1^2)$. Esses termos e os de ordem mais alta, podem ser considerados nos casos quando e_1 for muito alto. No entanto, como mostrado em Nesvorný (2009) a aproximação linear é satisfatória para $e_1 < 0,5$.

A partir daqui, será suposto que $m_1, m_2 \ll m_0$, onde m_0, m_1 e m_2 são as massas da estrela, do planeta transitante e do planeta externo perturbador, respectivamente, para determinar as variações de curto período em $\delta k_1, \delta \lambda_1$ e δh_1 usando a teoria de perturbação. Seguindo o método descrito em Nesvorný e Morbidelli (2008), o hamiltoniano H dos dois planetas orbitando uma estrela central será,

$$H = H_0 + H_1, \quad (2.14)$$

onde

$$H_0 = -\frac{Gm_0m_1}{2a_1} - \frac{Gm_0m_1}{2a_2}, \quad (2.15)$$

e

$$H_1 = -Gm_1m_2 \left[\frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} - \frac{\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_2}{r_2^3} \right], \quad (2.16)$$

G é a constante gravitacional, \mathbf{r}_1 e \mathbf{r}_2 são as coordenadas de Jacobi dos planetas e a_1 e a_2 são seus semi-eixos maiores (BROUWER; CLEMENCE, 1961). Podemos expandir a expressão de H_1 em série de Fourier,

$$H_1 = -\frac{Gm_1m_2}{a_2} \sum c_{\mathbf{k}}^{l,j}(\alpha) e_1^{l_1} e_2^{l_2} \left(\sin \frac{I_1}{2} \right)^{j_1} \left(\sin \frac{I_2}{2} \right)^{j_2} \times \exp \iota(k_1 \lambda_1 + k_2 \lambda_2 + k_3 \omega_1 + k_4 \omega_2 + k_5 \Omega_1 + k_6 \Omega_2) \quad (2.17)$$

com $\iota = \sqrt{-1}$, $C_{\mathbf{k}}^{l,j}(\alpha) = C_{-\mathbf{k}}^{l,j}(\alpha)$, $\alpha = a_1/a_2 < 1$, e os índices múltiplos $\mathbf{l} = (l_1, l_2)$, $\mathbf{j} = (j_1, j_2)$ e $\mathbf{k} = (k_1, k_2, k_3, k_4, k_5, k_6)$. As propriedades da Equação 2.16 implicam

que $\sum_{n=1}^6 k_n = 0$, $j_1 + j_2$, $l_1 - |k_3|$, $l_2 - |k_4|$, $j_1 - |k_5|$ e $j_2 - |k_6|$ são inteiros pares. A potência combinada mais baixa das excentricidades e inclinações que aparece na frente de cada termo da série na Equação 2.17 é então $l_1 + l_2 + j_1 + j_2 = \sum_{n=3}^6 |k_n| \geq 0$ veja Morbidelli (2002), pp. 35-36. Nesse caso é conveniente escrever as Equações 2.15 e 2.16 em termos das variáveis canônicas de Poincaré:

$$\begin{aligned} L_j &= m_j \sqrt{Gm_0 a_j}, & \lambda_j \\ y_j &= \sqrt{2P_j} \cos p_j, & x_j = \sqrt{2P_j} \sin p_j \\ z_j &= \sqrt{2Q_j} \cos q_j, & v_j = \sqrt{2Q_j} \sin q_j, \end{aligned} \quad (2.18)$$

onde,

$$\begin{aligned} P_j &= L_j \left(1 - \sqrt{1 - e_j^2}\right), & p_j = -\omega_j \\ Q_j &= L_j \sqrt{1 - e_j^2} (1 - \cos i_j), & q_j = -\Omega_j. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Os índices $j = 1$ e $j = 2$ denotam as variáveis dos planetas internos e externos respectivamente, e I_j e Ω_j são as suas inclinações e longitude do nó ascendente. Substituindo as variáveis de Poincaré na Equação 2.14, obtêm-se

$$H = H(L_1, L_2) + H_1(L_j, y_j, z_j, \lambda_j, x_j, v_j) \quad (2.20)$$

com $H_1 \ll H_0$ para $m_1, m_2 \ll m_0$.

A teoria de perturbação (HORI, 1966) nos permite realizar uma transformação canônica a partir de E_j para \bar{E}_j , onde E representa a variável de Poincaré arbitrária, que transforma H no novo Hamiltoniano, \bar{H} , o qual não depende das novas coordenadas $\bar{\lambda}_j$. O novo momento angular, \bar{L}_j é uma constante de movimento e $\bar{\lambda}_j = n_j t + \lambda_j^{(0)}$, onde as constantes n_j e $\lambda_j^{(0)}$ denotam a frequência orbital média do planeta j e o ângulo da fase inicial, respectivamente.

A transformação entre E_j e \bar{E}_j pode ser dada em termos da função χ ,

$$E_j = \bar{E}_j + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \zeta_\chi^n \bar{E}_j, \quad (2.21)$$

onde ζ_x^n é a derivada de Lie definida em termos dos brackets de Poisson como,

$$\begin{aligned}\zeta_x^1 \overline{E_j} &= \{\overline{E_j}, \chi\} \\ \zeta_x^n \overline{E_j} &= \zeta_x^1 \zeta_x^{n-1} \overline{E_j}.\end{aligned}\tag{2.22}$$

Dessa forma, para a primeira ordem em m_2/m_0 , os termos da Equação 2.21 relevantes para a Equação 2.13 são:

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= \bar{\lambda}_1 + \frac{\partial \chi_1}{\partial \bar{L}_1}, \\ x_1 &= \bar{x}_1 + \frac{\partial \chi_1}{\partial \bar{y}_1}, \\ y_1 &= \bar{y}_1 + \frac{\partial \chi_1}{\partial \bar{x}_1},\end{aligned}\tag{2.23}$$

onde χ_1 representa os termos de primeira ordem de χ em m_2/m_0 . Com H_1 definido na Equação 2.17, χ_1 pode ser escrita da seguinte maneira,

$$\begin{aligned}\chi_1 &= \frac{Gm_1m_2}{\bar{a}_2} \sum_{k_1+k_2 \neq 0} \iota \frac{C_k^{l,j}(\bar{\alpha})}{k_1n_1 + k_2n_2} e_1^{-l_1} e_2^{-l_2} \left(\sin \frac{\bar{i}_1}{2} \right)_1^j \\ &\times \left(\sin \frac{\bar{i}_2}{2} \right)^{j_2} \exp \iota (k_3\bar{\omega}_1 + k_4\bar{\omega}_2 + k_5\bar{\Omega}_1 + k_5\bar{\Omega}_2) \\ &\times \exp \iota (k_1\bar{\lambda}_1 + k_2\bar{\lambda}_2),\end{aligned}\tag{2.24}$$

onde $\bar{a}_2, \bar{\alpha} = \bar{a}_1/\bar{a}_2, \bar{e}_j, \bar{i}_j, \bar{\omega}_j, \bar{\Omega}_j$ e $\bar{\lambda}_j$ são as variáveis da nova coordenada.

Com $\bar{a}_j, \bar{e}_j, \bar{i}_j, \bar{\omega}_j, \bar{\Omega}_j, \bar{\lambda}_j$ representando os elementos orbitais médio e $I_1 = 0$, as relações explícitas de $\delta k_1, \delta h_1$ e δy_1 são obtidas a partir da definição de χ_1 como segue,

$$\begin{aligned}\delta \lambda_1 &= \frac{1}{L_1} \left[2\bar{a}_1 \frac{\partial \chi_1}{\partial \bar{a}_1} + \frac{\beta}{D} \left(x_1 \frac{\partial \chi_1}{\partial \bar{h}_1} - y_1 \frac{\partial \chi_1}{\partial \bar{k}_1} \right) \right], \\ \delta h_1 &= -\frac{\beta}{L_1} \left[\frac{\partial \chi_1}{\partial \bar{k}_1} + \frac{x_1}{D} \frac{\partial \chi_1}{\partial \bar{\lambda}_1} \right], \\ \delta k_1 &= \frac{\beta}{L_1} \left[\frac{\partial \chi_1}{\partial \bar{h}_1} + \frac{y_1}{D} \frac{\partial \chi_1}{\partial \bar{\lambda}_1} \right],\end{aligned}\tag{2.25}$$

onde $L_1 = \sqrt{Gm_0\bar{a}_1}$, $x_1 = -\sqrt{2P_1} \sin \bar{\omega}_1$, $y_1 = \sqrt{2P_1} \cos \bar{\omega}_1$, $P_1 = L_1(1 - \beta)$, $D = \sqrt{2L_1(1 + \beta)}$ e $\beta = \sqrt{1 - \bar{e}_1^2}$.

Os coeficientes $C_{\mathbf{k}}^{\mathbf{l},\mathbf{j}}$ podem ser obtidos ou em termos dos coeficientes de Laplace $b_{s/2}^{(i)}(\alpha)$ (ELLIS; MURRAY, 2000), ou em séries de potência de α (KAULA, 1962).

2.2 Um planeta com órbita interna

As VITs num sistema estrela + planeta, com um corpo adicional em órbita mais interna que o planeta observado, foram analisadas por Agol et al. (2005). Esses autores consideraram inicialmente os dois corpos girando ao redor da estrela em órbitas circulares (veja Figura 2.5). Para essa análise a interação mútua entre os planetas foi desconsiderada. Essa aproximação requer que o periastro do planeta externo seja muito maior que o apoastro da componente interna, ou seja, $(1 - e_2)a_2 \gg (1 + e_1)a_1$, onde a_1 e a_2 são os semi-eixos maiores dos corpos interno e externo e, e_1 e e_2 são suas excentricidades.

Resolvendo a equação de movimento dos dois planetas em órbitas circulares, Agol et al. (2005) chegaram ao seguinte resultado para a variação do n -ésimo instante de trânsito do corpo externo,

$$\delta\tau_c \sim -\frac{x_0}{V_2 - V_0} \sim -\frac{P_2 a_1 \mu_1 \sin[2\pi(nP_2 - t_0)/P_1]}{2\pi a_2}, \quad (2.26)$$

onde x_0 é o deslocamento sofrido pela estrela devido ao planeta não visto, V_0 e V_2 são as velocidades da estrela e do corpo externo com relação à linha de visada, P_1 e P_2 são os períodos dos corpos interno e externo e $\mu_1 = m_1/M_{123}$, onde M_{123} é a soma das massas dos três corpos.

Note-se que, se a razão dos períodos P_2/P_1 for um valor inteiro, então as perturbações desaparecem, isso porque o argumento do seno na Equação 2.26 será o mesmo a cada órbita.

Se as órbitas dos planetas forem excêntricas, a expressão para os VITs usando a aproximação de primeira ordem em a_1/a_2 é a seguinte,

$$\delta\tau_e = -\frac{P_2 \mu_1 r_1 \sin[v_1 + \omega_1](1 - e_2^2)^{1/2}}{2\pi a_2(1 + e_2) \cos \omega_2} \quad (2.27)$$

onde, ω_1 e ω_2 são os argumentos do periastro dos dois planetas, v_1 é a anomalia verdadeira do planeta interno. Para obter a última equação, foi utilizado o fato que $v_2 = -\omega_2$ no instante do trânsito.

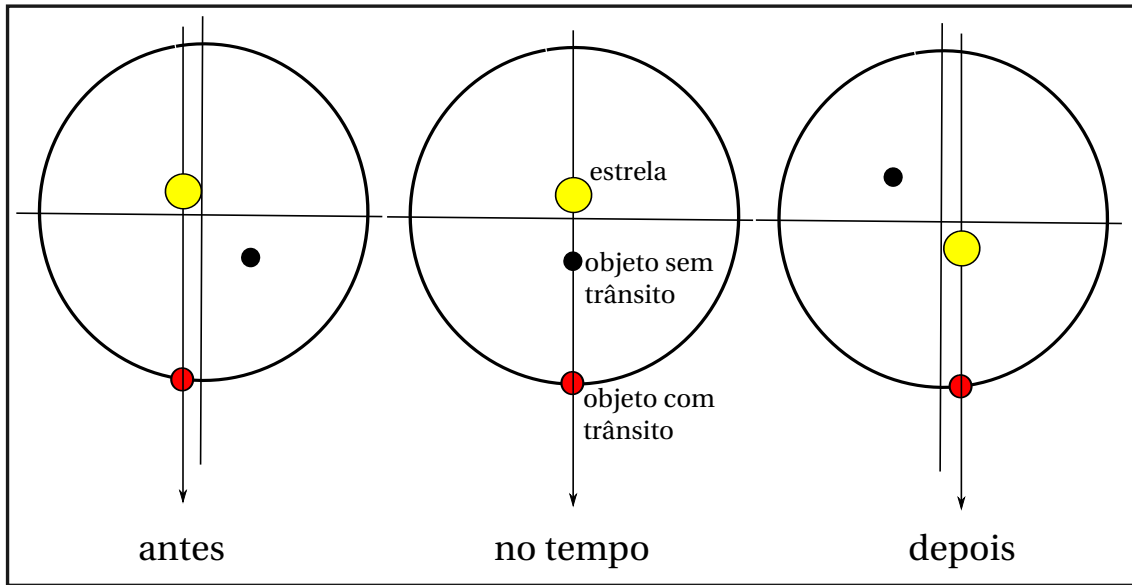


Figura 2.5 - Configuração geométrica de um corpo adicional orbitando internamente um sistema binário que apresenta trânsitos. A interação gravitacional entre a binária e o corpo adicional altera os instantes dos trânsitos.

2.2.1 Um corpo adicional orbitando uma das componentes de um sistema binário

Quando uma binária com separação suficiente permite que um planeta ou uma lua exista ao redor de apenas uma componente, a probabilidade de alinhamento entre todas as componentes do sistema é extremamente pequena. Por isso, são conhecidos poucos sistemas triplos eclipsantes. Assim, a técnica que faz uso dos instantes dos eclipses (ou trânsitos) em sistemas binários é muito importante para descobrir componentes adicionais. Nesse caso, é possível encontrar planetas em órbitas do tipo S ou, similarmente, luas ao redor de planetas.

Kipping (2009) fez uma análise teórica das variações dos instantes de trânsito, usando o caso de um sistema composto por uma estrela hospedeira, que é transitada por um planeta, que por sua vez, tem uma lua orbitando ao seu redor. Essa análise é também válida para um planeta orbitando uma componente de um sistema binário composto por estrelas eclipsantes. Nessa análise foi suposto que os três corpos são alinhados com inclinação de 90 graus com relação a um observador externo. A relação obtida por Kipping (2009) para as VITs é a seguinte,

$$\delta\tau = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{a_P^{1/2} a_S M_S M_T^{-1}}{\sqrt{G(M_* + M_T)}} \cdot \frac{\zeta_T(e_S, \omega_S)}{\Upsilon(e_P, \omega_P)}, \quad (2.28)$$

com,

$$\zeta_T(e_S, \omega_S) = \frac{(1 - e_S^2)^{1/4}}{e_S} \sqrt{e_S^2 + \cos(2\omega_S)(2(1 - e_S^2)^{3/2} - 2 + 3e_S^2)} \quad \text{e} \quad (2.29)$$

$$\Upsilon(e_P, \omega_P) = \cos \left[\arctan \left(\frac{-e_P \cos \omega_P}{1 + e_P \sin \omega_P} \right) \right] \cdot \sqrt{\frac{2(1 + e_P \sin \omega_P)}{(1 - e_P^2)} - 1}, \quad (2.30)$$

onde, a_P e a_S , e_P e e_S , ω_P e ω_S são os semi-eixos maiores, as excentricidades e os argumentos do periastro das órbitas do planeta e da lua ao redor da estrela central, respectivamente. Como sempre, G é a constante gravitacional, M_* é a massa da estrela e M_{123} é a massa total do sistema.

2.3 Efeitos intrínsecos da binária

Além das variações devido a uma componente adicional no sistema, alguns efeitos na própria binária podem gerar variações dos instantes dos seus eclipses. Os efeitos conhecidos são: o mecanismo Applegate, a emissão de ondas gravitacionais, o freamento magnético e o movimento apsidal.

2.3.1 O mecanismo Applegate

O mecanismo Applegate foi proposto por Applegate (1992) com o intuito de explicar variações do período orbital observadas em vários sistemas binários compactos. Esse mecanismo consiste do acoplamento gravitacional da órbita da binária à variações da forma da estrela magneticamente ativa. A forma da estrela pode mudar devido a variação do momento de quadrupolo, que por sua vez, conduz a alterações do período orbital da binária. Essas alterações devem ocorrer na mesma escala de tempo do ciclo de atividade magnética da estrela. Nesse processo não é necessário perda de momento angular do sistema. Assim, podemos escrever a variação no período orbital ΔP correspondente a mudanças no momento de quadrupolo ΔQ da seguinte maneira,

$$\frac{\Delta P}{P} = -9 \left(\frac{R}{d} \right)^2 \frac{\Delta Q}{mR^2}, \quad (2.31)$$

onde m e R são a massa e o raio da estrela ativa, respectivamente, e d é a separação orbital (APPLEGATE; PATTERSON, 1987). Applegate (1992) calculou a alteração no

momento de quadrupolo considerando a transferência de momento angular a partir do interior da estrela para uma camada externa fina. Isto aumenta o achatamento dessa camada, e, portanto, muda seu momento de quadrupolo. Esse efeito requer um gasto de energia. Seguindo o método descrito em [Brinkworth et al. \(2006\)](#) para o cálculo dessa energia, a estrela é dividida em um núcleo denotado pelo subscrito 1 e uma camada externa denotada pelo subscrito 2. O momento angular é transferido do núcleo para a camada externa produzindo mudanças em suas frequências angulares $\Delta\Omega_1$ e $\Delta\Omega_2$, tais que,

$$\kappa_1\Delta\Omega_1 + \kappa_2\Delta\Omega_2 = 0, \quad (2.32)$$

onde κ_1 e κ_2 são os momentos de inércia que podem ser escritos na forma,

$$\kappa = \frac{2}{3} \int R^2 dm. \quad (2.33)$$

As mudanças nas frequências angulares mudam o achatamento da estrela e, portanto, o momento de quadrupolo do núcleo e da camada externa, conduzindo a uma mudança global desse momento, como segue,

$$\Delta Q = Q'_1[2\Omega_1\Delta\Omega_1 + (\Omega_1)^2] + Q'_2[2\Omega_2\Delta\Omega_2 + (\Omega_2)^2] \quad (2.34)$$

onde os coeficientes Q' são dados pelas integrais sobre as camadas da seguinte forma,

$$Q' = \frac{1}{9} \int \frac{R^5 dm}{Gm(R)}, \quad (2.35)$$

onde $m(R)$ é a massa dentro do raio R ([APPLEGATE, 1992](#)). Resolvendo as Equações 2.32 e 2.34 para uma massa, raio e mudança do período dada pela Equação 2.31 é possível obter $\Delta\Omega_2$ e portanto o momento angular transferido, $\Delta J = \kappa_2\Delta\Omega_2$. Isso conduz à energia requerida pelo mecanismo Applegate,

$$\Delta E = \Omega_{rd}\Delta J + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2} \right) (\Delta J)^2 \quad (2.36)$$

onde $\Omega_{rd} = \Omega_2 - \Omega_1$ é a rotação diferencial inicial.

É importante notar que as variações geradas pelo efeito Applegate são cíclicas e tendem a ser quase-periódicas, ao invés de se repetirem exatamente. Desta maneira, a hipótese da influência gravitacional de um terceiro corpo sobre a binária pode ser

distinguida, visto que a presença do terceiro corpo cria sinais periódicos.

2.3.2 Emissão de ondas gravitacionais

A teoria da Relatividade Geral prevê que sistemas binários perdem momento angular via emissão de ondas gravitacionais, como por exemplo, em Paczyński (1967), conseqüentemente diminuindo o seu período orbital. A taxa de perda de energia pelo sistema binário via emissão de ondas gravitacionais é dada pela seguinte equação,

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{31G}{5c^2} \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right)^2 d^4 \varpi^6 \quad (2.37)$$

onde m_1 e m_2 são as massas das componentes movendo-se em uma órbita circular com separação d e velocidade angular ϖ . A energia é dada por,

$$E = -G \frac{m_1 m_2}{2d}, \quad (2.38)$$

e usando a terceira lei de Kepler,

$$\varpi^2 d^3 = G(m_1 + m_2) \quad (2.39)$$

onde o período orbital é dado por, $P = 2\pi/\varpi$, podemos escrever o momento angular J da seguinte maneira,

$$J^3 = \frac{G^2}{2\pi} P \frac{(m_1 m_2)^3}{m_1 + m_2}. \quad (2.40)$$

Usando as Equações 2.37–2.40, a taxa de perda de momento angular causado pela emissão de ondas gravitacionais pode ser escrita da seguinte forma,

$$\frac{dJ}{dt} = -\frac{3,47}{10^{-67}} \frac{(m_1 m_2)^2}{(m_1 + m_2)^{2/3}} P^{-7/3} \quad (2.41)$$

usando as unidades no sistema c.g.s. Considerando as massas das componentes constantes, teremos,

$$\frac{dP}{dt} = -1,169 \times 10^{-61} \frac{(m_1 m_2)^2}{(m_1 + m_2)^{1/3}} P^{-5/3}. \quad (2.42)$$

É conveniente expressar as massas em unidades da massa do Sol, assim obtemos,

$$\frac{dP}{dt} = -3,68 \times 10^{-6} \frac{(m_1 m_2)^2}{(m_1 + m_2)^{1/3}} P^{-5/3} \quad (2.43)$$

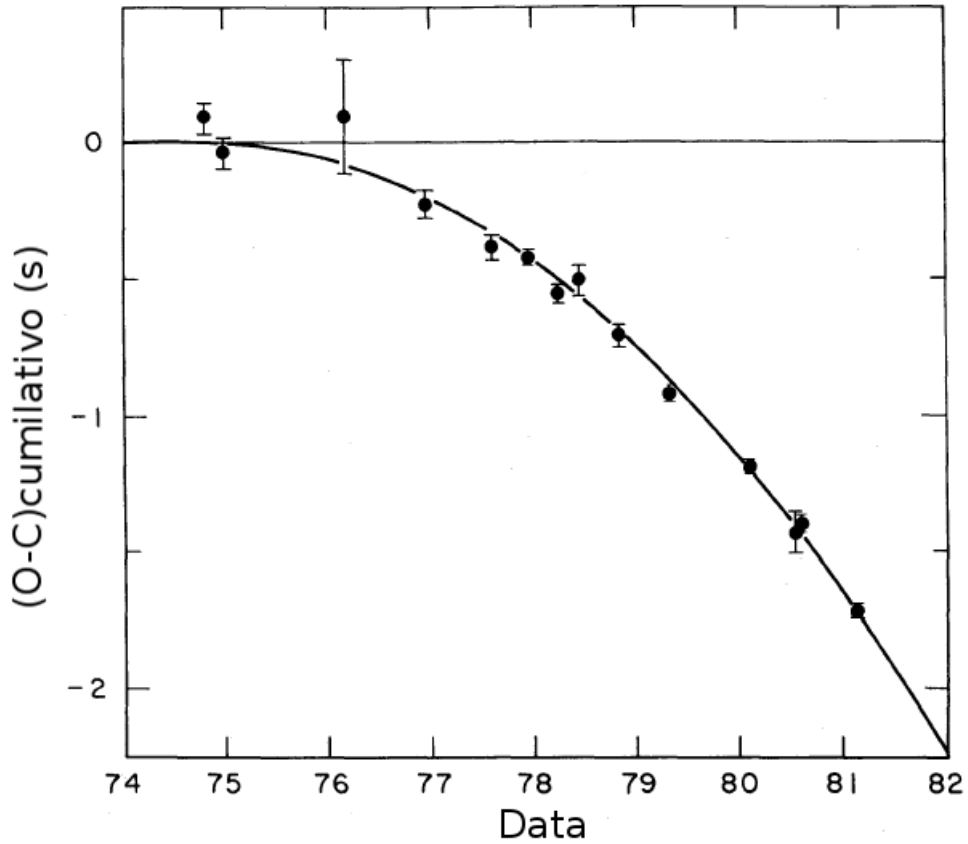


Figura 2.6 - Diagrama O-C do pulsar PSR B1913+16 obtido usando um ajuste linear aos instantes dos pulsos desse sistema.
 Fonte: Adaptado de Taylor e Weisberg (1982).

onde P e t são expressos em segundos.

Dessa forma, podemos calcular o efeito da variação do período na fase do movimento orbital de uma binária. Essa quantidade pode ser observada no diagrama O-C relativo a uma efeméride linear. O avanço progressivo em fase dos instantes fiduciais pode ser escrito como,

$$O - C = -\frac{1}{2P} \frac{dP}{dt} \Delta T^2, \quad (2.44)$$

onde ΔT é o intervalo entre os tempos de observação e a época inicial da efeméride linear. Esse efeito foi medido pela primeira vez por Taylor e Weisberg (1982) no pulsar binário PSR B1913+16 (HULSE; TAYLOR, 1975), veja Figura 2.6. O trabalho da descoberta do pulsar binário deu aos autores o prêmio Nobel de Física em 1993.

2.3.3 Freamento magnético

No mecanismo de freamento magnético, partículas carregadas são aprisionadas pelas linhas do campo magnético de uma estrela ativa da sequência principal, sendo forçadas à co-rotacionar com ela. Arrastando essas partículas ao seu redor, a estrela transfere momento angular para elas diminuindo a sua rotação. Como em sistemas binários cerrados o período orbital, P , é sincronizado com a rotação das componentes, a diminuição da rotação de uma componente induz a perda de momento angular do sistema, causando o decréscimo do seu período orbital. [Tout e Hall \(1991\)](#) derivaram a seguinte equação para o decréscimo do período, ΔP_{FM} , devido ao freamento magnético,

$$\frac{\Delta P_{\text{FM}}}{P} = - \left(\frac{R_A}{d} \right)^2 \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \Delta m_{\text{FM}}, \quad (2.45)$$

onde R_A é o raio de Alfvén, Δm_{FM} é a taxa de perda de massa, m_1 e m_2 são as massas das componentes e d é a separação entre elas.

2.3.4 Movimento apsidal

A força de maré e as distorções rotacionais da configuração estelar induzem momentos de quadrupolo gravitacional que causam a precessão da órbita de sistemas binários. Assim, a longitude do periastro avança secularmente se a órbita for excêntrica. Seguindo a derivação apresentada em [Gimenez e Garcia-Pelayo \(1983\)](#) podemos escrever a longitude do periastro da seguinte maneira,

$$\omega = \omega_0 + \omega_1 E \quad (2.46)$$

onde E é o ciclo contado a partir da posição inicial do argumento do periastro ω_0 . A variação de ω durante um período orbital é denotada por ω_1 e está relacionada ao período do movimento apsidal, U , da seguinte forma,

$$U = \frac{2\pi}{\omega_1} P \quad (2.47)$$

onde P é o período da binária. Na [Figura 2.7](#) é apresentado um esquema da órbita de um sistema binário.

Usando as equações do problema de dois corpos, podemos escrever a anomalia média

M em função da anomalia verdadeira v e da excentricidade e da seguinte maneira,

$$M = v + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-\beta)^n \left(\frac{1}{n} + \sqrt{1 - e^2} \right) \sin nv \quad (2.48)$$

onde,

$$\beta = \frac{e}{1 + \sqrt{1 - e^2}} \quad (2.49)$$

Em binárias excêntricas com inclinação alta, a separação aparente entre os centros das componentes, δ , pode ser escrita por,

$$\delta = \frac{a(1 - e^2)}{1 - e \sin(\theta - \omega)} \sqrt{1 - \sin^2 I \cos^2 \theta}. \quad (2.50)$$

Para componentes separadas e com excentricidade baixa, o mínimo de luz ocorrerá em,

$$\frac{d\delta}{d\theta} = 0 \quad e \quad \frac{d^2\delta}{d\theta^2} > 0. \quad (2.51)$$

Essa última equação provê duas possíveis soluções,

$$\tan \theta = \mp \frac{e \cos \omega \cos^2 I}{\cos \theta \sin^2 I \pm e \sin \omega} \quad (2.52)$$

correspondendo aos dois eclipses, primário e secundário, respectivamente.

Escrevendo a anomalia média a partir do periastro,

$$M = 2\pi(t - t_c)/P + 2\pi(t_c - t_0)/P, \quad (2.53)$$

onde t_c indica o instante para $\theta = 0$. Além disso pode ser deduzido a partir da Figura 2.7 que,

$$2\pi(t_c - t_0)/P = -(\omega - \pi/2). \quad (2.54)$$

Usando as Equações 2.54 e 2.53 na Equação 2.48 obtemos,

$$t = t_c + \frac{\theta P}{2\pi} + \frac{P}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (-\beta)^n \left(\frac{1}{n} + \sqrt{1 - e^2} \right) \sin nv. \quad (2.55)$$

Esta relação descreve as VIEs de um sistema binário eclipsante geradas pelo movi-

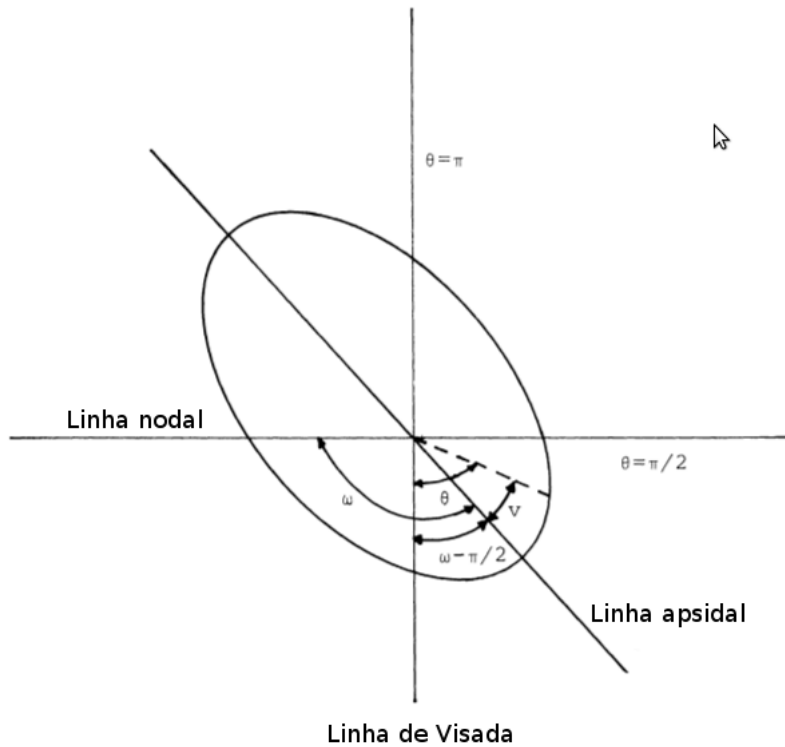


Figura 2.7 - Ilustração da órbita um sistema binário com as quantidades relativas aos ápsides em destaque.
 Fonte: Adaptado de Gimenez e Garcia-Pelayo (1983).

mento apsidal. Na Figura 2.8 são apresentadas observações desse efeito no sistema RU Mon obtida entre os anos de 1907 e 1971. Portanto, o movimento apsidal ocorre em escalas de tempo de séculos, sendo então possível distingui-lo das variações devido a uma terceira componente, que tem escalas de tempo típicas de anos. Além disso, o fato de que o movimento apsidal só ocorre se a binária for excêntrica é mais uma informação útil para separarmos esse efeito dos outros.

2.4 Estabilidade em sistemas triplos

Com o número crescente de exoplanetas sendo descobertos nos últimos anos, o estudo sobre estabilidade orbital em sistemas múltiplos tornou-se imprescindível para a confirmação dos novos candidatos e como consequência, diversos modelos teóricos e numéricos têm surgido para tentar explicar as observações. Nessa seção, nós vamos apresentar uma breve introdução sobre os principais trabalhos desenvolvidos sobre a estabilidade orbital em sistemas triplos. Esses trabalhos podem ser divididos de

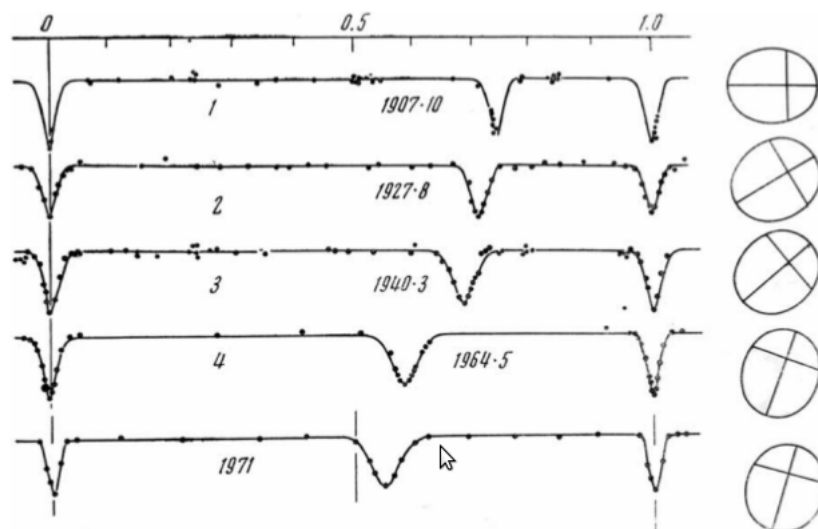


Figura 2.8 - Observação do movimento apsidal do sistema RU Mon entre os anos de 1907 e 1971.

Fonte: Adaptado de [Martynov \(1972\)](#).

acordo com a sua derivação: analítica ou numérica.

2.4.1 Derivação analítica

A derivação analítica do critério de estabilidade no problema de três corpos baseia-se principalmente no conceito das superfícies de velocidade zero, tendo sido inicialmente formulada por [Hill \(1878\)](#). Esse conceito usa o valor crítico da razão dos semi-eixos maiores das duas órbitas como critério de estabilidade. As regiões de estabilidade do problema restrito circular são conhecidas como constantes de Jacobi. Essa conceitualização tem sido estendida para o problema geral de três corpos por vários autores, como por exemplo, [Golubev \(1967\)](#) e [Saari \(1974\)](#). [Szebehely e Zare \(1977\)](#) desenvolveram analiticamente uma teoria para o critério de estabilidade em sistemas triplos coplanares, baseada na análise da constante do movimento L^2E , onde L é o momento angular total do sistema e E é a sua energia. Os autores usaram o cálculo do valor crítico de L^2E como função das massas e das excentricidades das duas órbitas.

[Marchal e Saari \(1975\)](#) generalizaram as curvas de Hill para o problema de três corpos em três dimensões, usando a quantidade ρ/ν como parâmetro de controle das superfícies restritivas, onde ρ e ν são as distâncias quadrática média e harmônica

média entre as três componentes. As definições dessas duas variáveis são as seguintes:

$$M\rho^2 = m_1m_2r_{12}^2 + m_1m_3r_{13}^2 + m_2m_3r_{23}^2 \quad (2.56)$$

e

$$\frac{M}{\nu} = \frac{m_1m_2}{r_{12}} + \frac{m_1m_3}{r_{13}} + \frac{m_2m_3}{r_{23}}, \quad (2.57)$$

onde $M = m_1m_2 + m_1m_3 + m_2m_3$ e r_{ij} é a distância entre m_i e m_j .

Walker et al. (1980) derivaram as superfícies críticas em termos dos parâmetros,

$$\epsilon^{23} = \frac{m_1m_2}{(m_1 + m_2 + 2)}\alpha_{23}^2 \quad \text{e} \quad \epsilon_{32} = \frac{m_2}{m_1 + m_2}\alpha_{23}^3, \quad (2.58)$$

onde, $\alpha_{23} = \frac{\rho_2}{\rho_3}$, ρ_2 é a distância entre m_1 e m_2 e ρ_3 é a distância entre o centro de massa formado pelas massas m_1 e m_2 , e m_3 . ϵ^{23} denota as perturbações da binária sobre m_3 e ϵ_{32} mede as perturbações sofrida pela binária devido m_3 . Assim, para uma dada configuração do sistema triplo, a quantidade ϵ determina se o sistema é estável ou não.

Roy et al. (1984) obtiveram a distância crítica entre as massas m_2 e m_3 para um sistema triplo hierárquico, corrotacional e coplanar, com $m_2 < m_1$ na binária interna, e derivaram a condição para a estabilidade manipulando as integrais de energia e momento angular do sistema. Obtiveram a seguinte inequação com resultado,

$$-2s \leq \left[\mu \frac{(1-k)^2}{1-\mu} + \frac{\mu^3}{1+\mu_3} \right] \left[\mu \frac{(1-\mu)^2}{1-k} + \frac{\mu\mu_3}{k} + \frac{\mu_3(1-\mu)^2}{1-k\mu} \right]^2, \quad (2.59)$$

onde,

$$s = \frac{c^2 H}{(m_1 + m_2)^5}, \quad \mu = \frac{m_2}{(m_1 + m_2)}, \quad \mu_3 = \frac{m_3}{m_1 + m_2},$$

k é definido pela relação $\rho_2(1-\mu) = \rho_3(1-k)$, ρ_2 e ρ_3 são os módulos dos vetores Jacobianos e representam a distância de aproximação máxima entre as massas m_2 e m_3 . Se existir uma barreira dinâmica entre m_2 e m_3 , então haverá valores de k , para os quais a inequação acima não é satisfeita. O maior destes valores dará a medida da maior aproximação das duas órbitas. Esse resultado concorda com o critério definido pela quantidade L^2E .

Szebehely (1978), no contexto do problema restrito de três corpos, derivou a seguinte condição para um satélite permanecer ao redor da componente de menor massa de

um sistema binário,

$$(\rho_2)_{max} \leq \left(\frac{\mu}{81}\right)^{1/5}, \quad (2.60)$$

onde ρ_2 é o raio do satélite em órbita circular ao redor da componente de massa m_2 e $\mu = m_2/(m_1 + m_2)$.

Markellos e Roy (1981) obtiveram um resultado mais preciso para a análise realizada por Szebehely (1978). As relações encontradas foram:

$$R_{max}^D = 1.4803 \left(\frac{\mu}{81}\right)^{1/3} \left[1 - 1,73 \left(\frac{\mu}{81}\right)^{1/3}\right] + \mathcal{O}(\mu), \quad (2.61)$$

para órbita prógradas e

$$R_{max}^R = 0.8428 \left(\frac{\mu}{81}\right)^{1/3} \left[1 - 0,55 \left(\frac{\mu}{81}\right)^{1/3}\right] + \mathcal{O}(\mu), \quad (2.62)$$

para órbita retrógradas. Nessas últimas duas equações R_{max}^D e R_{max}^R têm o mesmo significado físico que ρ_{max}^2 derivado por Szebehely (1978) e novamente $\mu = m_2/m_1 + m_2$.

Donnison e Williams (1985) usaram a quantidade L^2E para determinar a estabilidade de Hill num sistema triplo hierárquico coplanar, com $m_1 \gg m_2$ e m_3 , onde m_1 e m_2 formam a binária interna. Usando a aproximação de dois corpos para obter o momento angular e a energia do sistema, além de levar em conta o fato de uma massa ser muito maior que as outras duas, concluíram que o sistema é estável quando a seguinte condição é satisfeita,

$$e_{max}^2 \leq \frac{\lambda(\epsilon_1 - 3) + \lambda^2(\epsilon_2 - 3)}{1 + \lambda\epsilon_1 + \lambda^2\epsilon_2 + \lambda^3}, \quad (2.63)$$

onde,

$$\epsilon_1 = \left(\frac{a_1}{a_2}\right) \pm \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^{1/2}, \quad \epsilon_2 = \left(\frac{a_2}{a_1}\right) \pm \left(\frac{a_1}{a_2}\right)^{1/2}, \quad \lambda = \frac{m_3}{m_2},$$

a_1 e a_2 são os semi-eixos maiores da órbita interna e externa respectivamente. Os sinais + e - representam movimento prógrado e retrógrado e e_{max} é o valor máximo da excentricidades das órbitas interna e externa.

Gladman (1993) obteve uma fórmula analítica para a separação crítica, Δ_c , para a configuração ser estável. As relações obtidas são:

(i) para órbitas inicialmente circulares,

$$\Delta_c \approx 2,40(\mu_1 + \mu_2)^{1/3}; \quad (2.64)$$

(ii) para planetas de massas iguais e excentricidades pequenas,

$$\Delta_c \approx \sqrt{\frac{8}{3}(e_1^2 + e_2^2) + 9\mu^{2/3}}; \quad (2.65)$$

(iii) para planetas com massas e excentricidades iguais,

$$\Delta_c \approx 0,3e; \quad (2.66)$$

onde $\mu_1 = m_1/m_3$, $\mu_2 = m_2/m_3$, e_1 é a excentricidade da órbita interna e e_2 é a excentricidade da órbita externa.

Veras e Armitage (2004), generalizando o resultado obtido por Gladman (1993), derivaram um critério para dois planetas com massas iguais em órbitas inicialmente circulares e inclinadas entre si. Encontraram que as órbitas dos planetas são estáveis, de acordo com o critério de Hill, se a sua separação inicial for maior que,

$$\Delta_c = \epsilon + \eta \sqrt{\left(4 + \frac{\cos^2 I}{2}\right) (\epsilon + \chi \eta \mu^{2/3})} + \left[\chi \eta \mu^{2/3} - 3\eta^2 \mu \sqrt{\frac{4 + \frac{\cos^2 I}{2}}{\epsilon + \chi \eta \mu^{2/3}}} \right] + \dots, \quad (2.67)$$

com,

$$\epsilon^2 + \cos^2 I - \cos I \sqrt{8 + \cos^2 I}, \quad \eta = 1 - \frac{\cos I}{\sqrt{8 + \cos^2 I}},$$

$$\chi = 3,2^{2/3}3^{1/3} \text{ e } \mu m/m_3,$$

onde, m_3 é a massa da estrela, m é a massa do planeta e I é a inclinação entre as órbitas dos dois planetas.

2.4.2 Derivação numérica

Como é conhecido, a estabilidade orbital em sistemas triplos só é resolvida analiticamente em casos especiais. Desta maneira, vários autores têm feito uso das simulações numéricas para investigar a evolução orbital nesses sistemas.

Harrington (1972) explorou a estabilidade orbital em sistemas triplos com massas iguais e diferentes condições iniciais. O autor considerou um sistema estável quando não existia mudanças nos elementos orbitais durante as integrações, particularmente nos semi-eixos maiores e nas excentricidades. Como uma medida da estabilidade, usou a quantidade q_2/a_1 (q_2 é a distância do periastro da órbita externa e a_1 e o semi-eixo maior da órbita interna) e encontrou que o sistema é estável para $q_2/a_1 \geq 3,5$ para órbitas prógradas e $q_2/a_1 \geq 2,75$ para órbitas retrógradas.

Graziani e Black (1981) usaram integrações numéricas para investigar a estabilidade orbital em sistemas planetários formados por uma estrela e por dois planetas de massas iguais. Os autores exploraram o caso coplanar e órbitas inicialmente circulares, chegando à seguinte condição de estabilidade,

$$\mu = 0,5 \frac{m_1 + m_2}{M} < \mu_{crit} = 0,175 \Delta^3 (2 - \Delta)^{-3/2} \quad p/ \quad \mu \leq 1, \quad (2.68)$$

onde m_1 e m_2 são as massas dos planetas e M a massa da estrela. O parâmetro Δ denota a separação mínima inicial entre as componentes, expressa matematicamente por,

$$\Delta = 2 \frac{R - 1}{R + 1}, \quad R = \frac{R_2}{R_1},$$

onde R_1 e R_2 são os semi-eixos maiores das órbitas interna e externa, respectivamente, μ é a massa média dos dois planetas em unidades da massa da estrela. Sistemas com $\mu \geq \mu_{crit}$ tornam-se instáveis. Black (1982) modificou a condição usada acima para $\mu \geq 1$ e obteve,

$$\mu \leq \mu_{crit} = 0,083 \frac{\Delta^3}{(2 - \Delta)^3} \quad (2.69)$$

Holman e Wiegert (1999) investigaram a estabilidade de planetas com órbitas do tipo P e do tipo S em sistemas com estrelas binárias. Utilizaram órbitas inicialmente circulares, coplanares à binária e com diferentes longitudes iniciais. A razão das massas da binária foram tomadas entre $0,1 \leq \mu \leq 0,9$ e sua excentricidade entre $0,0 \leq e \leq 0,8$. Se os corpos sobrevivessem às integrações durante 10^4 períodos da binária, o sistema era considerado estável. Os resultados obtidos foram:

(i) para a região interna (órbita do tipo S)

$$\begin{aligned}
a_c = & [(0,464 \pm 0,006) + (-0,380 \pm 0,01)\mu + (-0,631 \pm 0,034)e \\
& + (0,586 \pm 0,061)\mu e + (0,150 \pm 0,041)e^2 \\
& + (-0,198 \pm 0,074)\mu e^2] a_b,
\end{aligned} \tag{2.70}$$

e

(ii) para a região externa (órbita do tipo P)

$$\begin{aligned}
a_c = & [(1,60 \pm 0,04) + (5,10 \pm 0,05)e + (-2,22 \pm 0,11)e^2 \\
& + (4,12 \pm 0,09)\mu + (-4,27 \pm 0,17)e\mu + (-5,09 \pm 0,11)\mu^2 \\
& + (4,16 \pm 0,36)e^2\mu^2] a_b,
\end{aligned} \tag{2.71}$$

onde a_c é o semi-eixo maior crítico, a_b é semi-eixo maior da binária, e é a excentricidade da binária e $\mu = m_2/(m_1 + m_2)$.

Kiseleva et al. (1994) realizaram integrações numéricas para sistemas triplos hierárquicos com órbitas coplanares, prógradas e circulares. As razões das massas iniciais foram de 1:1 e 100:1 para as binárias interna e externa, respectivamente. O sistema foi classificado com estável quando sua configuração original durasse por 100 órbitas do corpo externo. Esses cálculos foram estendidos para binárias excêntricas e órbitas inclinadas por Eggleton e Kiseleva (1995). Usando fases iniciais diferentes, a seguinte condição para a estabilidade orbital foi encontrada,

$$Y_0^{min} \approx 1 + \frac{3,7}{q_{out}^1/3} - \frac{2,2}{1 + q_{out}^1/3} + \frac{1,4}{q_{in}} \frac{q_{out}^{1/3} - 1}{q_{out}^{1/3} + 1}, \tag{2.72}$$

onde Y_0^{min} é a razão inicial entre a distância do periastro da órbita externa e a distância do apoastro da órbita interna,

$$q_{in} = \frac{m_1}{m_2} \geq 1 \quad e \quad q_{out} = \frac{m_1 + m_2}{m_3}.$$

Y_0^{min} está relacionado com a razão do período inicial crítico, X_0^{min} , pela seguinte relação,

$$X_0^{min} = \left[\left(\frac{q_{out}}{1 + q_{out}} \right)^{1/3} \left(\frac{1 + e_{in}}{1 - e_{out}} Y_0^{min} \right) \right]^{3/2}, \tag{2.73}$$

onde e_{in} e e_{out} são as excentricidades das órbitas internas e externas respectivamente.

3 APLICAÇÃO DO EFEITO TEMPO-LUZ EM BINÁRIAS COMPACTAS

Neste capítulo faremos dois estudos de caso do efeito tempo-luz usando os sistemas binários eclipsantes QS Vir e NSVS 14256825. As medidas do período orbital desses sistemas mostram variações cíclicas de longo prazo, possibilitando uma interpretação usando o caso de um sistema triplo hierárquico. Dividimos este capítulo da seguinte maneira: uma breve introdução, as observações, os resultados e discussão, em seções separadas, para cada um dos sistemas.

3.1 QS Vir

3.1.1 Introdução

QS Vir é uma binária eclipsante composta por uma anã branca mais uma anã vermelha de tipo espectral M3.5-M4 (O'DONOGHUE et al., 2003). O objeto foi descoberto no projeto de colaboração Edinburgh-Cape que buscava por objetos azuis (KILKENNY et al., 1997). O'Donoghue et al. (2003) usaram a informação sobre a alta rotação da anã branca sugerindo que esse sistema já passou por uma fase de transferência de matéria e, portanto, deveria ser uma variável cataclísmica (VC) hibernando, pois não existe transferência de matéria através do ponto Lagrangiano interno. Entretanto, Ribeiro et al. (2010) mostraram que a estrela secundária está longe de preencher o seu lóbulo de Roche, além disso, Parsons et al. (2011) analisando a largura da linha de Mg II mostraram que a rotação da anã branca não é tão alta sugerindo que QS Vir é na verdade um sistema pré-variável cataclísmica (pré-VC). Com período orbital próximo ao *period-gap*¹ das variáveis cataclísmicas, $P_{\text{orb}} = 3,618$ hs, e uma secundária próxima da transição entre estrelas com núcleo radiativo e estrelas completamente convectivas, esta pré-VC é um objeto interessante para estudos mais detalhados.

Uma das características observacionais notáveis de QS Vir é a variação do seu período orbital. Desde que foi descoberta em 1992, medidas do eclipse primário vêm sendo feitas com precisão temporal de segundos. A primeira análise da variação do período orbital de QS Vir foi realizada por O'Donoghue et al. (2003). Esses autores verificaram que os resíduos obtidos a partir do ajuste de uma função linear aos instantes de eclipse apresentavam uma variação cíclica de 12 s de semi-amplitude. Com

¹faixa de períodos (2-3 hs) das VCs onde há um decréscimo significativo no número de sistemas conhecidos

5 novas medidas, Qian et al. (2010) propuseram que a variação do período de QS Vir poderia ser explicada pela existência de um planeta gigante juntamente com perda de momento angular via freamento magnético. Parsons et al. (2010) mostraram que a hipótese da presença de um planeta não concordava com suas medidas e que o decréscimo do período orbital associado à perda de momento angular sugerido por Qian et al. (2010), era na realidade parte de um ciclo de aproximadamente 16 anos que poderia ter outra origem.

3.1.2 Observação e redução de dados

Os dados fotométricos de QS Vir foram coletados ao longo do programa observacional sobre variações do período orbital de binárias compactas. Esse programa está sendo realizado com as facilidades do Observatório do Pico dos Dias (OPD) que é operado pelo Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA/MCTI) e com as facilidades do Miniobservatório Astronômico da DAS/INPE. A Tabela 3.1 resume as características dos dados coletados para o sistema QS Vir.

A redução dos dados foi realizada usando as tarefas do IRAF² e consiste em subtrair uma imagem de *bias* combinada de cada imagem do programa, e dividir o resultado por uma imagem de *flat-field* normalizada. Fotometria diferencial foi utilizada para obter o fluxo relativo entre o alvo e uma estrela do campo considerada com fluxo constante. Como o campo de QS Vir não é rico em estrelas, ou seja, não existe sobreposição de fontes, a extração dos fluxos foi realizada usando fotometria de abertura. Este procedimento foi feito várias vezes usando aberturas e tamanhos diferentes do anel do céu para escolher os valores que fornecem a razão sinal/ruído ótima. Na Figura 3.1 mostramos todas as curvas de luz de QS Vir obtidas por nós.

3.1.3 Análise e resultados

3.1.3.1 Instante do eclipse

Para obter os instantes do meio dos eclipses de QS Vir, utilizamos o código desenvolvido por Wilson e Devinney (1971) (CWD) para gerar curvas de luz sintéticas e compará-las com as curvas observadas. Usamos o modo 5 desse código, que é apropriado para sistemas binários semi-separados. A luminosidade de cada componente

²IRAF é distribuído pelo *National Optical Astronomy Observatory* que é operado pela *Association of Universities for Research in Astronomy* (AURA), sob acordo de cooperação com a *National Science Foundation*.

Tabela 3.1 - Log das observações fotométrica de QS Vir

Data	N	$t_{\text{exp}}(\text{s})$	Telescópio	Filtro
15/05/2010	8500	2	1,6-m	V
20/05/2010	3000	2	1,6-m	V
21/05/2010	8300	2	1,6-m	sem filtro
01/06/2010	2800	5	0,6-m	sem filtro
03/06/2010	4000	4	0,6-m	sem filtro
12/06/2010	800	6	0,6-m	sem filtro
16/06/2010	4500	4	0,6-m	sem filtro
17/06/2010	4900	4	0,6-m	sem filtro
18/06/2010	4000	5	0,6-m	sem filtro
19/06/2010	2800	4	0,6-m	sem filtro
20/06/2010	2500	6	0,6-m	sem filtro
21/06/2010	2000	5	0,6-m	sem filtro
06/07/2010	3000	4	0,6-m	sem filtro
07/07/2010	3350	4	0,6-m	sem filtro
08/07/2010	4000	4	0,6-m	sem filtro
10/07/2010	3000	4	0,6-m	sem filtro
11/07/2010	3500	4	0,6-m	sem filtro
21/07/2010	1000	8	0,3-m	sem filtro
30/07/2010	2000	4	0,6-m	sem filtro
31/07/2010	2250	4	0,6-m	sem filtro
02/08/2010	2000	4	0,6-m	sem filtro
18/08/2010	1500	4	0,6-m	sem filtro
20/08/2010	1500	4	0,6-m	sem filtro
03/05/2011	1200	4	0,6-m	sem filtro
07/07/2011	2500	2,5	0,6-m	sem filtro
08/07/2011	1100	4	0,6-m	sem filtro
09/07/2011	1100	4	0,6-m	sem filtro
10/07/2011	900	4	0,6-m	sem filtro
14/07/2011	1300	4	0,6-m	sem filtro
15/07/2011	1500	4	0,6-m	sem filtro
04/08/2011	600	4	0,6-m	sem filtro
07/08/2011	1800	2	1,6-m	sem filtro
25/04/2012	2500	2	0,6-m	sem filtro

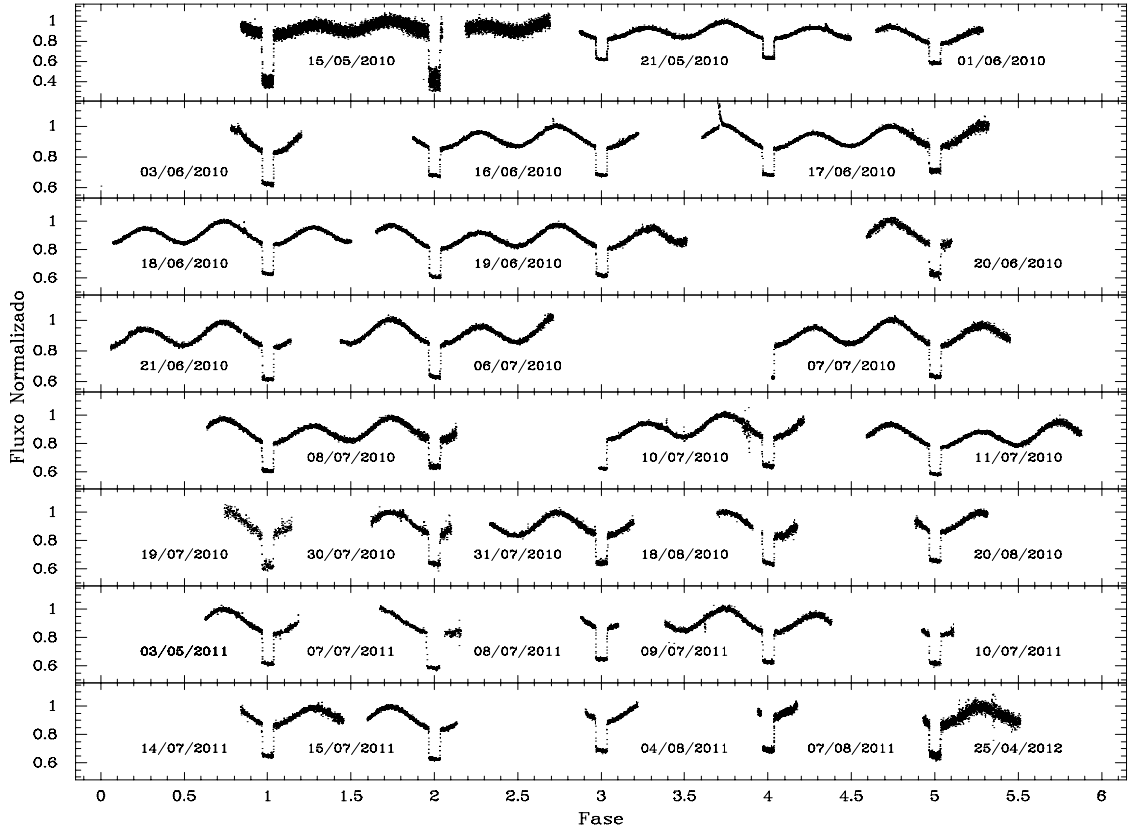


Figura 3.1 - Curvas de luz de QS Vir obtidas com os telescópios 1.6-m e 0.6-m Zeiss do Observatório Pico dos Dias e com o telescópio de 0,3-m do Miniobservatório do INPE.

foi calculada usando modelo de atmosfera estelar. O escurecimento de limbo foi calculado usando uma relação linear e para as curvas de luz sem filtro, o coeficiente da banda V foi adotado. Os intervalos dos parâmetros geométricos e físicos (por exemplo, inclinação, raios, temperaturas e massas) obtidos por O'Donoghue et al. (2003) para QS Vir foram adotados para estabelecer os intervalos de busca dos parâmetros do ajuste, veja Tabela 4.2.

Um método semelhante ao descrito em Almeida et al. (2012) foi utilizado para o procedimento de ajuste. As curvas de luz geradas pelo CWD são usadas como uma “função” a ser otimizada pelo algoritmo genético PIKAIA (CHARBONNEAU, 1995). Para medir a qualidade do ajuste, usamos a figura de mérito χ_{red}^2 , definida como,

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{O_i - C_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (3.1)$$

Tabela 3.2 - Parâmetros físicos e geométricos do sistema QS Vir retirados de O'Donoghue et al. (2003). Os subscritos 1 e 2 representam os parâmetros da anã branca e da estrela secundária respectivamente.

Parâmetro	Valor	Unidade
P_{orb}	$0,150757525 \pm 0,000000001$	dias
T_1	14220 ± 350	K
T_2	3100 ± 75	K
i	$75,5 \pm 2,0$	UA
e	0	
R_1	$0,011 \pm 0,01$	R_{\odot}
R_2	$0,42 \pm 0,02$	R_{\odot}
M_1	$0,78 \pm 0,04$	M_{\odot}
M_2	$0,43 \pm 0,04$	M_{\odot}

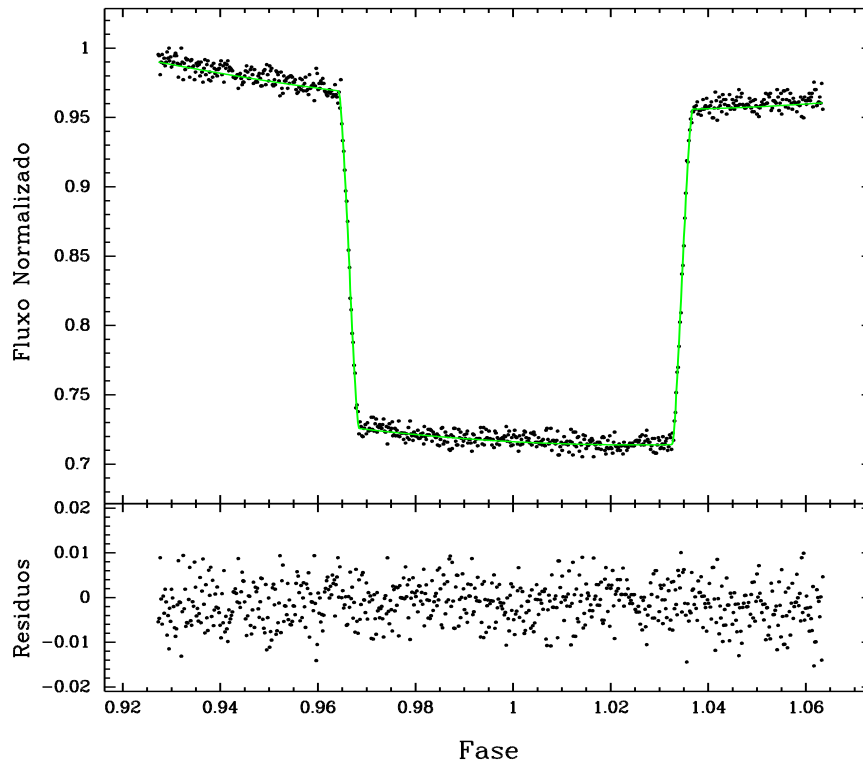


Figura 3.2 - Painel superior: Curva de luz do eclipse primário de QS Vir observada em 21 de Maio de 2010 com o telescópio 1,6-m, sobreposta ao modelo ajustado usando o procedimento descrito na Seção 3.1.3.1. Uma função linear foi adicionada ao modelo para levar em conta a variação de brilho da estrela secundária. Painel inferior: Os resíduos obtidos a partir do ajuste.

onde O_i são os pontos observados, C_i são os valores produzidos pelo modelo, σ_i são as incertezas associadas às observações e n é o número de pontos. Na Figura 3.2, mostramos o resultado desse procedimento para a curva de luz obtida no dia 21 de Maio de 2010. Para estimar incertezas realistas para os valores dos parâmetros, foi utilizada a melhor solução obtida pelo PIKAIA como entrada para um procedimento de *Markov Chain Monte Carlo* (MCMC) e examinamos a distribuição marginal da probabilidade a posteriori dos parâmetros. Os instantes do meio do eclipse e as incertezas correspondentes foram obtidos a partir do valor médio da distribuição e do quartil correspondente a 68% da área sob a distribuição. Os resultados são apresentados na Tabela 3.3, juntamente com as medidas publicadas na literatura.

Tabela 3.3 - Instantes do eclipse de QS Vir.

Ciclo	T_{eclipse} (BJD)	$T_{\text{calculado}}$ (BJD)	(O-C)	Referência
171	48715,42068 ± 0,00001	48715,41947	104,7	O'Donoghue et al. (2003)
172	48715,57146 ± 0,00001	48715,57023	106,6	O'Donoghue et al. (2003)
212	48721,60174 ± 0,00001	48721,60053	105,0	O'Donoghue et al. (2003)
225	48723,56158 ± 0,00001	48723,56037	104,3	O'Donoghue et al. (2003)
535	48770,29641 ± 0,00001	48770,29519	105,2	O'Donoghue et al. (2003)
542	48771,35174 ± 0,00001	48771,35049	107,6	O'Donoghue et al. (2003)
2347	49043,46923 ± 0,00001	49043,46775	127,8	O'Donoghue et al. (2003)
2354	49044,52454 ± 0,00001	49044,52305	128,5	O'Donoghue et al. (2003)
2367	49046,48439 ± 0,00001	49046,48290	128,7	O'Donoghue et al. (2003)
2705	49097,44046 ± 0,00001	49097,43893	132,2	O'Donoghue et al. (2003)
3122	49160,30638 ± 0,00001	49160,30480	136,5	O'Donoghue et al. (2003)
4497	49367,59801 ± 0,00001	49367,59634	144,4	O'Donoghue et al. (2003)
4855	49421,56921 ± 0,00001	49421,56752	146,2	O'Donoghue et al. (2003)
5471	49514,43584 ± 0,00001	49514,43412	148,0	O'Donoghue et al. (2003)
7230	49779,61826 ± 0,00001	49779,61654	148,7	O'Donoghue et al. (2003)
7249	49782,48267 ± 0,00001	49782,48093	150,2	O'Donoghue et al. (2003)
7778	49862,23339 ± 0,00001	49862,23164	151,2	O'Donoghue et al. (2003)
7826	49869,46976 ± 0,00001	49869,46800	152,1	O'Donoghue et al. (2003)
7831	49870,22354 ± 0,00001	49870,22178	151,5	O'Donoghue et al. (2003)
9425	50110,53102 ± 0,00001	50110,52921	156,0	O'Donoghue et al. (2003)
9591	50135,55677 ± 0,00001	50135,55495	156,7	O'Donoghue et al. (2003)
9611	50138,57193 ± 0,00001	50138,57010	157,6	O'Donoghue et al. (2003)
10551	50280,28400 ± 0,00001	50280,28213	160,7	O'Donoghue et al. (2003)
11966	50493,60590 ± 0,00001	50493,60397	166,1	O'Donoghue et al. (2003)
12508	50575,31650 ± 0,00001	50575,31453	169,9	O'Donoghue et al. (2003)
15625	51045,22777 ± 0,00001	51045,22560	186,8	O'Donoghue et al. (2003)
17014	51254,62992 ± 0,00001	51254,62774	187,4	O'Donoghue et al. (2003)
17391	51311,46554 ± 0,00001	51311,46331	191,6	O'Donoghue et al. (2003)
23919	52295,61040 ± 0,00001	52295,60816	192,7	O'Donoghue et al. (2003)
24507	52384,25572 ± 0,00001	52384,25356	185,8	Kawka et al. (2002)
24520	52386,21558 ± 0,00001	52386,21340	186,9	Kawka et al. (2002)
24715	52415,61330 ± 0,00001	52415,61111	187,8	Parsons et al. (2010)
27135	52780,44628 ± 0,00001	52780,44422	176,7	Parsons et al. (2010)
27149	52782,55688 ± 0,00002	52782,55482	176,3	Parsons et al. (2010)
27162	52784,51673 ± 0,00001	52784,51467	176,5	Parsons et al. (2010)
33948	53807,55532 ± 0,00001	53807,55494	30,7	Parsons et al. (2010)
34742	53927,25633 ± 0,00002	53927,25639	-7,5	Parsons et al. (2010)
34749	53928,31161 ± 0,00002	53928,31169	-8,5	Parsons et al. (2010)
34762	53930,27156 ± 0,00002	53930,27154	0,3	Parsons et al. (2010)
34795	53935,24645 ± 0,00003	53935,24653	-8,9	Parsons et al. (2010)
34802	53936,30181 ± 0,00003	53936,30183	-3,9	Parsons et al. (2010)
34808	53937,20625 ± 0,00009	53937,20638	-13,0	Parsons et al. (2010)
34868	53946,25182 ± 0,00002	53946,25183	-2,5	Parsons et al. (2010)
38560	54502,84916 ± 0,00001	54502,84845	58,3	Parsons et al. (2010)
38566	54503,75372 ± 0,00002	54503,75300	60,4	Parsons et al. (2010)
38573	54504,80896 ± 0,00003	54504,80830	55,0	Parsons et al. (2010)
38580	54505,86431 ± 0,00001	54505,86360	59,2	Parsons et al. (2010)
41270	54911,40213 ± 0,00004	54911,40123	78,8	Qian et al. (2010)

(Continua...)

Tabela 3.3 – Conclusão

Ciclo	$T_{\text{eclipse}}(\text{BJD})$	$T_{\text{calculado}}(\text{BJD})$	(O-C)	Referência
41296	54915, 32183 ± 0, 00004	54915,32092	76,2	Qian et al. (2010)
41296	54915, 32192 ± 0, 00004	54915,32092	83,9	Qian et al. (2010)
41302	54916, 22643 ± 0, 00004	54916,22547	80,9	Qian et al. (2010)
41495	54945, 32256 ± 0, 00004	54945,32166	75,4	Qian et al. (2010)
43342	55223, 77183 ± 0, 00002	55223,77073	92,6	Parsons et al. (2010)
43349	55224, 82710 ± 0, 00003	55224,82603	89,8	Parsons et al. (2010)
43362	55226, 78689 ± 0, 00003	55226,78588	84,3	Parsons et al. (2010)
43369	55227, 84225 ± 0, 00003	55227,84118	89,8	Parsons et al. (2010)
43415	55234, 77710 ± 0, 00003	55234,77603	90,3	Parsons et al. (2010)
43422	55235, 83243 ± 0, 00001	55235,83133	92,7	Parsons et al. (2010)
44063	55332, 96800 ± 0, 00002	55332,46688	95,0	Este trabalho
44064	55332, 61876 ± 0, 00002	55332,61763	95,0	Este trabalho
44103	55338, 49835 ± 0, 00001	55338,49718	97,2	Este trabalho
44104	55338, 64909 ± 0, 00001	55338,64793	97,5	Este trabalho
44177	55349, 65437 ± 0, 00003	55349,65323	96,3	Este trabalho
44189	55351, 46347 ± 0, 00003	55351,46232	96,8	Este trabalho
44275	55364, 42863 ± 0, 00003	55364,42746	98,2	Este trabalho
44276	55364, 57937 ± 0, 00003	55364,57822	97,4	Este trabalho
44282	55365, 48394 ± 0, 00003	55365,48277	98,3	Este trabalho
44283	55365, 63469 ± 0, 00003	55365,63352	99,6	Este trabalho
44289	55366, 53922 ± 0, 00002	55366,53807	97,8	Este trabalho
44295	55367, 44377 ± 0, 00004	55367,44261	98,2	Este trabalho
44296	55367, 59452 ± 0, 00003	55367,59337	97,4	Este trabalho
44302	55368, 49909 ± 0, 00003	55368,49792	98,9	Este trabalho
44309	55369, 55439 ± 0, 00004	55369,55322	98,5	Este trabalho
44408	55384, 47940 ± 0, 00003	55384,47821	100,5	Este trabalho
44415	55385, 53469 ± 0, 00003	55385,53351	98,7	Este trabalho
44421	55386, 43924 ± 0, 00003	55386,43806	98,7	Este trabalho
44422	55386, 58998 ± 0, 00003	55386,58881	98,7	Este trabalho
44434	55388, 39908 ± 0, 00003	55388,54866	99,5	Este trabalho
44435	55388, 54983 ± 0, 00003	55388,54867	99,8	Este trabalho
44441	55389, 45439 ± 0, 00003	55389,45321	100,6	Este trabalho
44508	55399, 55516 ± 0, 00003	55399,55400	101,4	Este trabalho
44567	55408, 44984 ± 0, 00003	55408,44865	100,7	Este trabalho
44574	55409, 50516 ± 0, 00003	55409,50395	102,2	Este trabalho
44693	55427, 44531 ± 0, 00003	55427,44409	103,0	Este trabalho
44706	55429, 40514 ± 0, 00003	55429,40394	101,5	Este trabalho
46405	55685, 54229 ± 0, 00003	55685,54090	120,4	Este trabalho
46836	55750, 51908 ± 0, 00002	55750,51738	125,2	Este trabalho
46842	55751, 42363 ± 0, 00002	55751,42192	124,9	Este trabalho
46849	55752, 47896 ± 0, 00002	55752,47722	126,2	Este trabalho
46856	55753, 53429 ± 0, 00002	55753,53252	125,6	Este trabalho
46882	55757, 45391 ± 0, 00002	55757,45222	125,7	Este trabalho
46889	55758, 50921 ± 0, 00002	55758,50752	124,7	Este trabalho
47021	55778, 40899 ± 0, 00004	55778,40751	125,5	Este trabalho
46889	56043, 59159 ± 0, 00002	56043,58992	141,7	Este trabalho

3.1.3.2 Efeméride linear

Para determinar uma efeméride linear para o período orbital de QS Vir, utilizamos os nossos instantes do meio do eclipse, juntamente com todas as medidas disponíveis na literatura. Todas as medidas foram expressas em tempo dinâmico do baricentro do Sistema Solar. Ajustando os dados com uma efeméride linear, $T_{\text{min}} = T_0 + E \times P_{\text{bin}}$, obtemos,

$$T_{\text{min}} = \text{TDB } 2448689, 13995(2) + 0, 150757481(1) \times E, \quad (3.2)$$

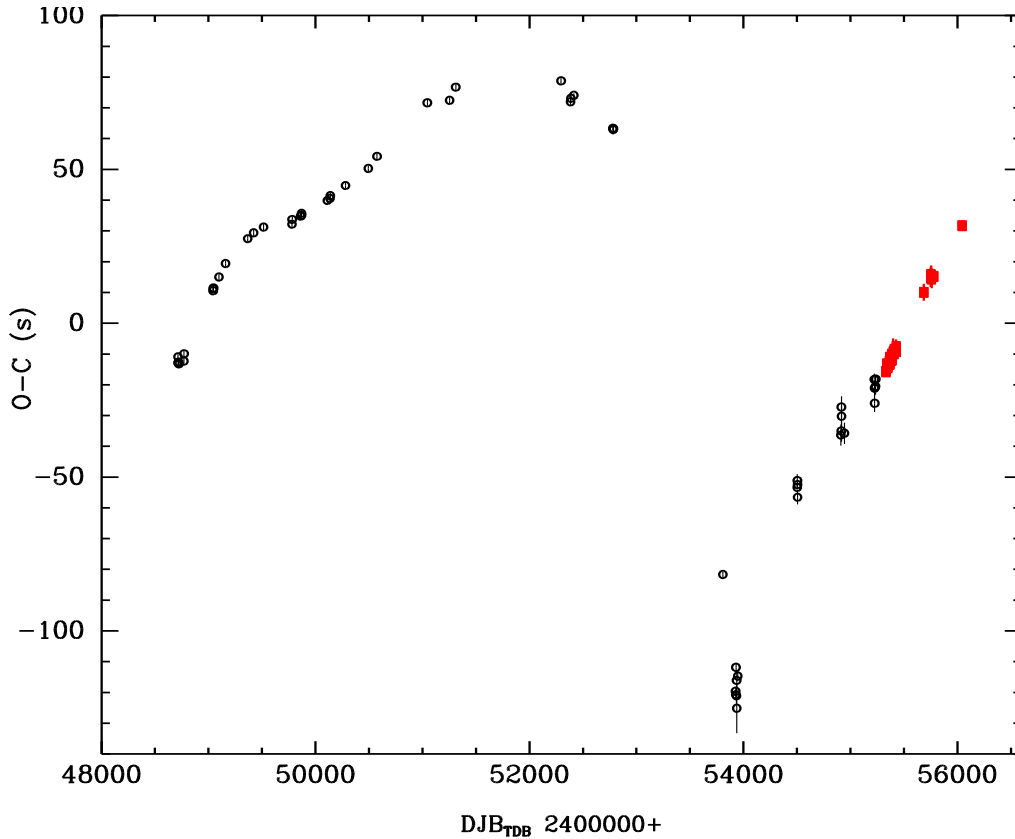


Figura 3.3 - Diagrama O–C dos instantes do meio do eclipse de QS Vir, construído a partir da efeméride linear (Equação 3.2). Os círculos pretos são os dados coletados da literatura e os quadrados vermelhos são as nossas medidas.

onde T_{\min} são os instantes preditos de eclipse, T_0 é a época fiducial, E é o número de ciclos a partir de T_0 e P_{bin} é o período orbital da binária. O melhor ajuste produz $\chi_{\text{red}}^2 \sim 1404$. Os resíduos obtidos a partir do ajuste da efeméride linear aos dados são apresentados na Figura 3.3.

3.1.3.3 Variação do período orbital

Como mostrado no diagrama O–C de QS Vir (Figura 3.3), o período orbital desse sistema apresenta uma variação bastante complexa. Duas variações cíclicas com semi-amplitudes de ~ 100 s e ~ 20 s podem ser vistos nesse diagrama. Assim, dos efeitos que descrevemos no Capítulo 2, podemos excluir os mecanismos de perda de momento angular (emissão de ondas gravitacionais e freamento magnético), pois os resíduos apresentam derivada positiva em algumas épocas, e o movimento apsidal, pois a binária interna tem excentricidade igual a zero (O'DONOGHUE *et al.*,

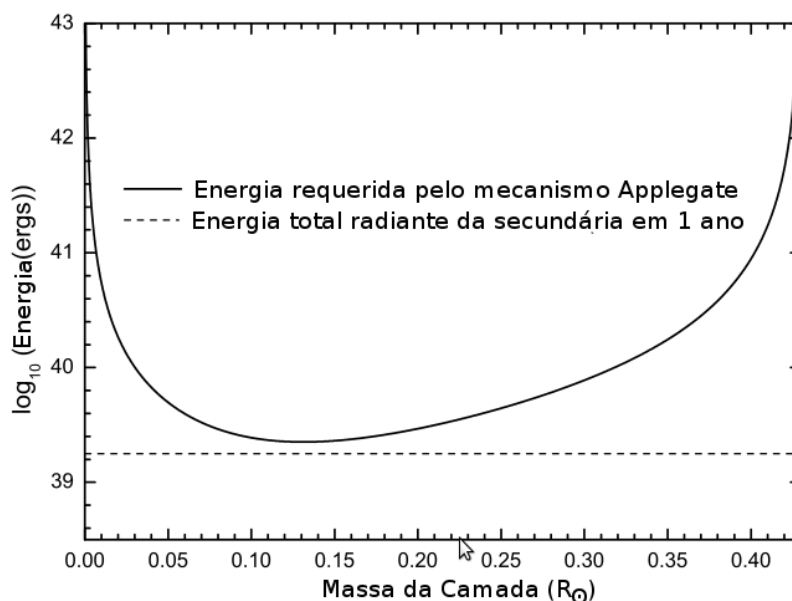


Figura 3.4 - Energia requerida pelo mecanismo Applegate para a variação do período orbital observada em QS Vir. O eixo x e y representam a camada externa da estrela secundária, veja Seção 2.3.1, e a energia, respectivamente.

2003). Restam o mecanismo Applegate e efeitos de um terceiro corpo como possíveis explicações para a variação do período orbital de QS Vir.

Para verificar se o mecanismo Applegate explicaria a variação do período orbital de QS Vir, é necessário calcular a energia requerida por esse mecanismo, conforme Seção 2.3.1. Qian et al. (2010) realizaram esse cálculo usando a energia radiativa da estrela secundária para o ciclo com menor semi-amplitude ~ 20 s. Aqueles autores concluíram que a energia requerida pelo mecanismo Applegate é maior que a energia total radiante da estrela secundária gerada em um ano. Reproduzimos o cálculo e chegamos ao mesmo resultado, conforme Figura 3.4. Assim, o mecanismo Applegate dificilmente explicaria os dois ciclos observados no diagrama O–C de QS Vir.

Portanto, resta analisar a possibilidade de haver componentes adicionais ao redor de QS Vir. Assim devemos ajustar os instantes dos eclipses de QS Vir usando a seguinte equação,

$$T_{\min} = T_0 + E \times P_{\text{bin}} + \sum_i^n \tau_i, \quad (3.3)$$

onde τ_i representa os efeitos gerados pelo i -ésimo corpo no período orbital da binária interna. Como as variações observadas no diagrama O–C são na escala de anos a

décadas, o sistema com uma componente adicional pode ser tratado como um sistema triplo hierárquico. Na Subseção 2.1.1, foram apresentados dois possíveis efeitos para esse caso, sendo um devido ao efeito tempo-luz (Equação 2.3) e o outro devido as perturbações de longo prazo (Equação 2.4). Como as perturbações de longo prazo são diretamente proporcionais a P_{bin}/P_i , onde P_i é o período orbital do corpo externo, e $P_{\text{bin}} \ll P_i$, podemos então considerar apenas o efeito tempo-luz para esse caso. Assim τ_i pode ser escrito como

$$\tau_i = K_i \left[\frac{1 - e_i^2}{1 + e_i \cos v_i} \sin(v_i + \omega_i) \right], \quad (3.4)$$

onde $K_i = a_i \sin I_i / c$ é a semi-amplitude do ETL, e_i é a excentricidade, ω_i é o argumento do periastro e v_i é a anomalia verdadeira. Esses parâmetros são relativos à órbita do centro de massa da binária interna ao redor do centro de massa comum do sistema composto pela binária interna e pelo i -ésimo corpo. Os parâmetros a_i , I_i e c na equação da semi-amplitude do ETL representam o semi-eixo maior, a inclinação e a velocidade da luz, respectivamente.

Inicialmente nós ajustamos a Equação 3.3 aos instantes do meio do eclipse de QS Vir considerando apenas um ETL. O valor de χ_{red}^2 resultante é 48,5. Os resíduos, no entanto, mostram tendências sistemáticas bem maiores que as incertezas observacionais. Adicionando mais um ETL à Equação 3.3, temos $\chi_{\text{red}}^2 = 1,75$. Nesse último ajuste não foi levado em conta a interação mútua entre os dois corpos externos. Para o procedimento do ajuste nós usamos o algoritmo PIKAIA para buscar pela melhor solução, seguido por um procedimento de MCMC para amostrar a distribuição dos parâmetros das Equações 3.2 e 3.3. Na Figura 3.5 é apresentado o resultado deste procedimento e na Tabela 3.4 são listados os valores numéricos dos parâmetros ajustados com seus respectivos erros.

3.1.4 Estabilidade orbital

Como mostrado na Tabela 3.4, os dois possíveis corpos circumbinários têm alta excentricidade, indicando uma configuração orbital instável. A fim de investigar a estabilidade dinâmica de QS Vir, nós realizamos integrações numéricas usando um integrador com espaçamento do tipo Gauss-Radau (EVERHART, 1985). Para essa análise supusemos coplanaridade entre os dois corpos externos. A binária central foi tomada como sendo um único corpo com massa de $M_{\text{bin}} \simeq 1.2M_{\odot}$ (O'DONOGHUE et al., 2003). Os parâmetros orbitais apresentados na Tabela 3.4 foram usados para

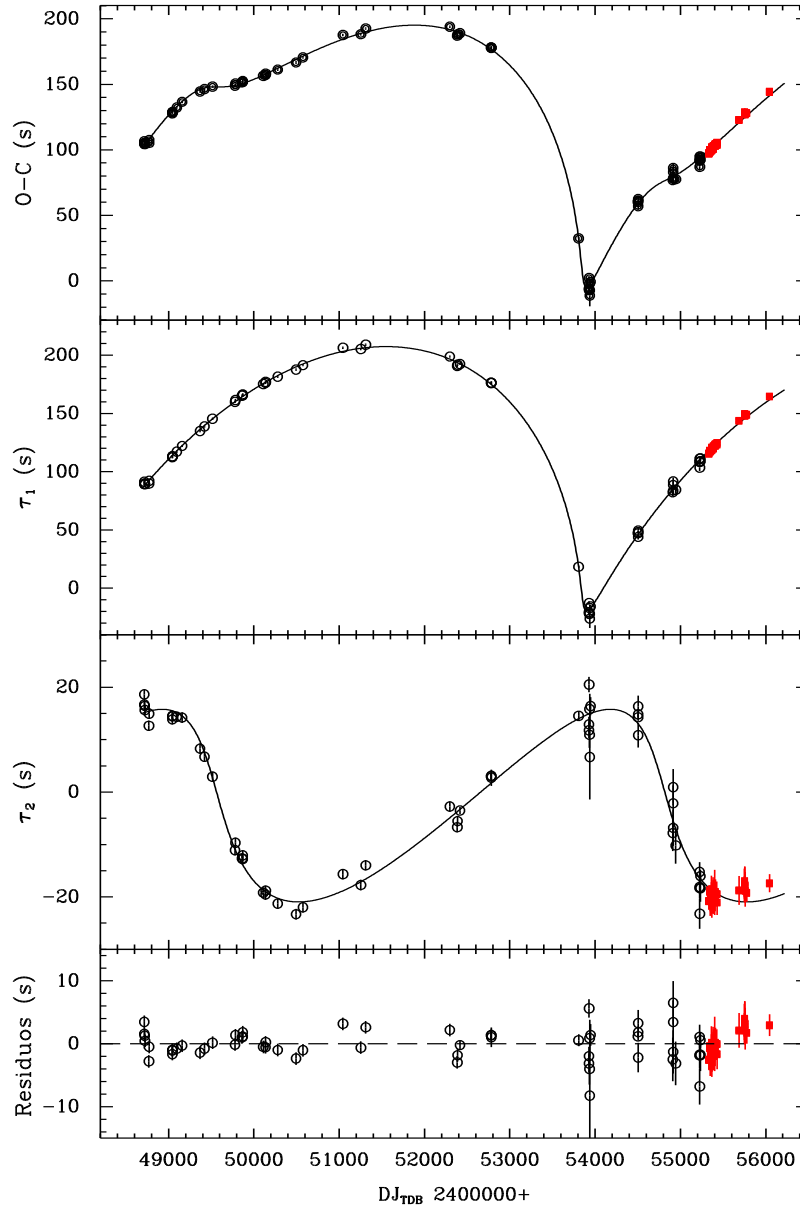


Figura 3.5 - Painel superior: diagrama O–C dos instantes do meio do eclipse primário de QS Vir construído com respeito à parte linear da Equação 3.3. Os símbolos são os mesmos apresentados na Figura 3.3. A linha sólida representa o melhor ajuste incluindo os dois ETLs. O segundo e o terceiro painéis mostram os ETLs (τ_1) e (τ_2) separadamente. Painel inferior: os resíduos ao redor do ajuste.

Tabela 3.4 - Parâmetros da efeméride linear e dos dois ETLs, obtidos a partir do ajuste dos instantes do meio do eclipse de QS Vir.

Efeméride Linear		
Parâmetro	Valor	Unidade
P	$0,150757482 \pm 1 \times 10^{-9}$	dias
T_0	$2448689,63996 \pm 2 \times 10^{-5}$	DJ(TDB)
τ_1		
Parâmetro	Valor	Unidade
P	$17,09 \pm 0,08$	anos
T	2453851 ± 30	DJ(TDB)
$a_{\text{bin}} \sin I$	$0,308 \pm 0,009$	UA
e	$0,91 \pm 0,02$	
ω	221 ± 3	graus
$f(m)$	$(9,9 \pm 1,0) \times 10^{-5}$	M_{\odot}
$m \sin I$	$49,8 \pm 2,0$	M_{Jup}
$a \sin I$	$7,8 \pm 0,6$	UA
τ_2		
Parâmetro	Valor	Unidade
P	$14,38 \pm 0,09$	anos
T	2454910 ± 40	DJ(TDB)
$a_{\text{bin}} \sin i$	$0,046 \pm 0,001$	UA
e	$0,63 \pm 0,02$	
ω	180 ± 6	graus
$f(m)$	$(4,7 \pm 0,4) \times 10^{-7}$	M_{\odot}
$m \sin I$	$8,4 \pm 0,8$	M_{Jup}
$a \sin I$	$6,9 \pm 0,8$	UA
χ_{red}^2	1,75	

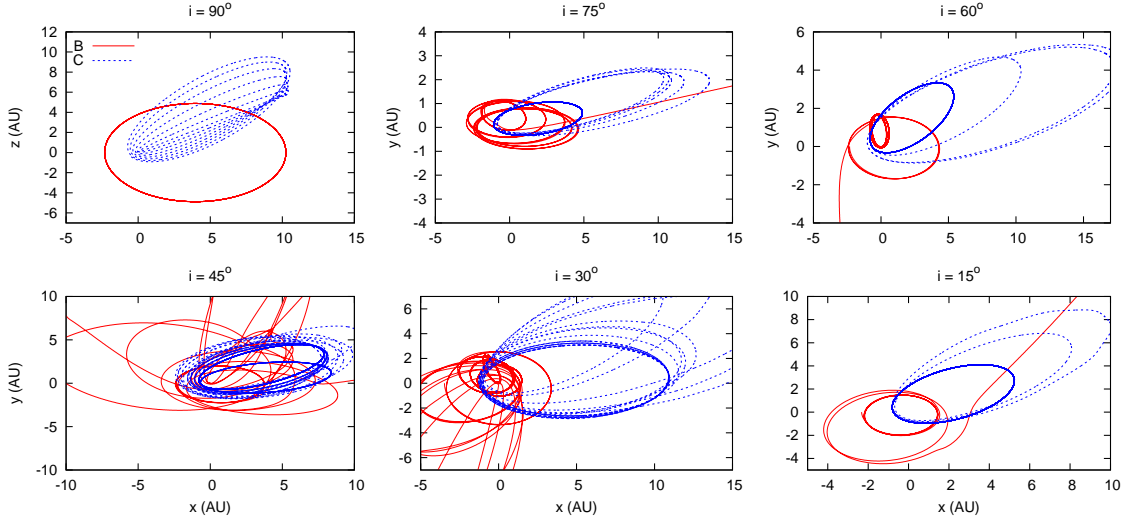


Figura 3.6 - Integrações numéricas das órbitas dos corpos ao redor de QS Vir. As linhas contínuas e tracejadas representam as órbitas dos corpos menos e mais massivo ao redor do centro de massa comum do sistema respectivamente. Do painel superior esquerdo para o inferior direito são mostrados os resultados das integrações numéricas para as inclinações entre a linha de visada e o plano orbital dos corpos circumbinários iguais a: 90, 75, 60, 45, 30 e 15 graus. Para todos os casos, exceto para $I = 90$ graus, onde o corpo mais massivo colide com a binária interna, o corpo com menor massa é ejetado do sistema.

os dois corpos externos. As integrações numéricas foram realizadas considerando a inclinação entre os corpos externos e a linha de visada igual a 15, 30, 45, 60, 75, e 90 graus. Para as diferentes inclinações, as massas dos dois corpos externos foram obtidas a partir de uma iteração Newton-Raphson usando a função de massa individual,

$$f(m_i) = \frac{4\pi^2(a_{\text{bin},i} \sin I_i)^3}{GP_i^2} = \frac{(m_i \sin I_i)^3}{(M_{\text{bin}} + m_i)^2} \quad (3.5)$$

onde G é a contante da gravitação universal, P_i e m_i são o período orbital e a massa do corpo externo respectivamente, e $a_{\text{bin},i}$ é o semi-eixo maior da órbita da binária ao redor do centro de massa comum do sistema composto pela binária interna e o i -ésimo corpo.

O passo no tempo das integrações numérica foi de 10 horas, com o tempo total de integração de 10^4 anos. Na Figura 3.6 são apresentadas as órbitas dos dois corpos externos no referencial inercial do centro de massa comum do sistema. Para todos os casos, nós obtivemos que, na escala de tempo de $\sim 10^3$ anos as configurações orbitais dos corpos ao redor de QS Vir são instáveis.

3.1.5 Discussão

A fim de discutir a possível existência de dois corpos com órbitas excêntricas ao redor QS Vir, vamos primeiro lembrar a história deste sistema. Como QS Vir é uma pré-VC (PARSONS et al., 2011), o modelo canônico para a evolução de tais sistemas tem as seguintes etapas: (i) sequência principal (SP) e (ii) fase de envelope comum (EC). Durante a fase na SP o sistema é muito estável. Quando a estrela mais massiva (primária) expande para o ramo das gigantes vermelhas, um EC é formado (KOOL, 1990; TAAM; SANDQUIST, 2000). Nesta fase, a estrela menos massiva (secundária) espirala na direção da primária e transfere energia potencial gravitacional para o envelope, o qual é posteriormente ejetado (TAAM; SANDQUIST, 2000).

Em tais sistemas, existem dois cenários principais para a formação planetária ocorrer: (i) primeira geração de planetas formados a partir de um disco proto-planetário; e (ii) a segunda geração de planetas originados a partir da massa ejetada pelo envelope comum (PERETS, 2010). Ambos os cenários podem explicar os dois corpos externos ao redor de QS Vir, veja por exemplo, Tutukov e Fedorova (2012). No entanto, como explicar as órbitas com alta excentricidade e a configuração instável para os dois corpos?

Considerando que os dois corpos ao redor QS Vir tenham sido formados na primeira geração de planetas, eles devem ter experimentado uma fase de EC. Nesta fase, a binária interna perde matéria e, provavelmente, desloca o centro de massa comum do sistema (TAAM; RICKER, 2010). Assim, os corpos externos são submetidos a um movimento para fora (BEAR; SOKER, 2011) e um possível aumento em suas excentricidades orbitais. Isto poderia induzir uma fase de instabilidade planetária e explicar os dois corpos com alta excentricidade ao redor QS Vir.

Para o segundo cenário, os corpos sendo gerados pela matéria do envelope comum, a instabilidade orbital do sistema poderia ser explicada se a formação desses corpos tivesse sido recente. Isso porque, de acordo com o modelo de Nice, o sistema planetário passa por uma fase de instabilidades dinâmicas antes de atingir configurações estáveis (THOMMES et al., 1999).

3.2 NSVS 14256825

3.2.1 Introdução

NSVS 14256825 (daqui em diante referida como NSVS 1425) é uma sistema binário eclipsante pós-envelope comum e consiste de uma estrela sdOB mais uma estrela de baixa massa da sequência principal, com um período orbital de 0,110374 dias (ALMEIDA *et al.*, 2012). Esse sistema foi descoberto nos dados públicos do levantamento *Northern Sky Variability* (WOŹNIAK *et al.*, 2004). Realizamos uma análise detalhada desse sistema em Almeida *et al.* (2012), veja artigo no Anexo A, com intuito de obter com precisão seus parâmetros físicos e geométricos, os quais são importantes para a obtenção dos instantes dos eclipses.

O estudo sobre a variação do período orbital de NSVS 1425 foi iniciado por Kilkenny e Koen (2012). Eles mostraram que o período orbital desse sistema estava aumentando a uma taxa de $\sim 12 \times 10^{-12}$ dias órbita^{-1} . Em seguida, Beuermann *et al.* (2012) apresentaram novas medidas dos instantes do eclipse desse sistema e sugeriram a presença de um planeta gigante de $\sim 15 M_{\text{Jup}}$ para explicar a variação do período orbital observada.

3.2.2 Observações e redução de dados

Os dados fotométricos de NSVS 1425 também foram coletados no programa observacional que busca por variações do período orbital em binárias compactas. As observações foram realizadas utilizando câmaras CCD acopladas aos telescópios 0,6-m e 1,6-m do OPD/LNA. Normalmente, 100 imagens de bias e 30 de *flat-fied* foram coletadas durante cada noite para corrigir efeitos sistemáticos das imagens CCD. Os dados fotométricos estão resumidos na Tabela 3.5.

A redução dos dados foi realizada usando as ferramentas do IRAF. O mesmo procedimento usado para reduzir e obter as curvas de luz de QS Vir foi adotado para NSVS 1425. Na Figura 3.7 são apresentadas três curvas de luz normalizadas de NSVS 1425, que ilustram a qualidade dos dados.

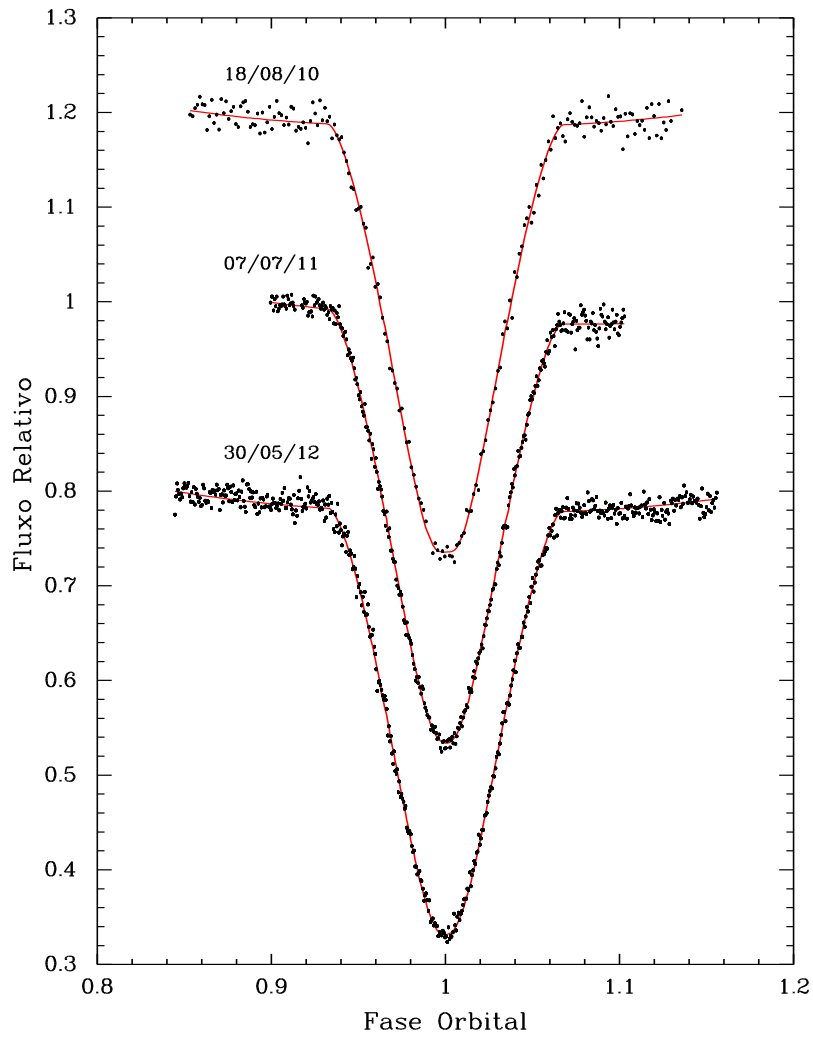


Figura 3.7 - Curvas de luz normalizadas de NSVS 1425 obtidas com os telescópios 1,6-m e 0,6-m do Observatório do Pico dos Dias.

Tabela 3.5 - Log das observações fotométricas de NSVS 1425

Data	N_{exp}	$t_{\text{exp}}(\text{s})$	Telescópio	Filtro
30/07/2010	300	20	0,6-m	R_C
31/07/2010	450	20	0,6-m	R_C
18/08/2010	800	10	0,6-m	R_C
20/11/2010	350	20	0,6-m	I_C
06/07/2011	1255	2	1,6-m	I_C
07/11/2011	1300	1	1,6-m	Sem filtro
06/08/2011	435	5	1,6-m	V
24/04/2012	1550	1,5	0,6-m	Sem filtro
30/05/2012	600	3	0,6-m	Sem filtro
12/08/2012	1330	2	1,6-m	I_C

3.2.3 Análise e resultados

3.2.3.1 Instante do eclipse

Para obter os instantes do meio do eclipse de NSVS 1425, geramos curvas de luz sintéticas usando o CWD e buscamos pelo melhor ajuste às curvas observadas usando o χ^2 como figura de mérito. Para o caso de NSVS 1425, utilizamos o modo 2 do CDW, que é apropriado para sistemas separados. A luminosidade das componentes foi calculada com modelo de atmosfera estelar. O coeficiente linear do escurecimento de limbo, x_i , foi usado para as duas componentes [Diaz-Cordoves et al. \(1995\)](#) e [Claret et al. \(1995\)](#). Para as curvas de luz sem filtro, foi adotado o coeficiente da banda V. Os parâmetros geométricos e físicos (por exemplo, inclinação, raios, temperaturas e massas – veja artigo no Anexo A) obtidos por [Almeida et al. \(2012\)](#) para NSVS 1425 foram adotados para estabelecer os intervalos de busca no procedimento de ajuste.

O procedimento de ajuste das curvas de luz adotado para QS Vir, veja Seção 3.1.3.1, foi usado para NSVS 1425. Os instantes do eclipses obtidos a partir desse procedimento são apresentados na Tabela 3.6, juntamente com todas as medidas publicadas na literatura.

3.2.3.2 Efeméride linear

Para determinar uma efeméride para o período orbital de NSVS 1425, seguimos o mesmo procedimento adotado para o caso do sistema QS Vir (veja Seção 3.1.4). Todas as medidas dos instantes dos eclipses de NSVS 1425 (Tabela 3.6) foram usadas

no ajuste da efeméride linear. A melhor solução é

$$T_{\min} = \text{TDB } 2454274,2086(1) + 0,110374165(1) \times E, \quad (3.6)$$

fornecendo χ_{red}^2 de ~ 46 . Os resíduos com relação ao ajuste linear são apresentados na Figura 3.8.

Tabela 3.6 - Instantes do eclipses de NSVS 1425.

Ciclo	T_{eclipse} (DJB)	(O-C) s	Eclipse	Referência
1	2454274,2088(1)	9,0	primário	Wils et al. (2007)
72	2454282,1559(2)	19,4	primário	Wils et al. (2007)
73	2454282,2661(2)	4,3	primário	Wils et al. (2007)
108	2454286,1291(1)	-4,0	primário	Wils et al. (2007)
172	2454293,1932(1)	9,2	primário	Wils et al. (2007)
180	2454294,0762(1)	9,8	primário	Wils et al. (2007)
181	2454294,1866(1)	12,1	primário	Wils et al. (2007)
190	2454295,1799(1)	6,2	primário	Wils et al. (2007)
316	2454309,0870(1)	2,3	primário	Wils et al. (2007)
317	2454309,1973(1)	-4,1	primário	Wils et al. (2007)
325	2454310,0804(1)	5,1	primário	Wils et al. (2007)
362	2454314,1642(1)	1,3	primário	Wils et al. (2007)
380	2454316,1509(1)	-1,7	primário	Wils et al. (2007)
397	2454318,0274(1)	10,3	primário	Wils et al. (2007)
406	2454319,0206(1)	-4,2	primário	Wils et al. (2007)
407	2454319,1312(1)	15,4	primário	Wils et al. (2007)
443	2454323,1045(1)	0,7	primário	Wils et al. (2007)
452	2454324,0979(1)	3,5	primário	Wils et al. (2007)
832	2454366,0401(1)	4,9	primário	Wils et al. (2007)
1018	2454386,5693(6)	-29,6	primário	Beuermann et al. (2012)
3737	2454686,6769(5)	-8,8	primário	Beuermann et al. (2012)
6914	2455037,33534(2)	-34,0	primário	Beuermann et al. (2012)
7037	2455050,91137(2)	-33,7	primário	Beuermann et al. (2012)
7304	2455080,38128(7)	-33,0	primário	Beuermann et al. (2012)
7322	2455082,36800(2)	-34,1	secundário	Beuermann et al. (2012)
9823.5	2455358,46897(5)	-35,0	primário	Beuermann et al. (2012)
9959	2455373,42474(7)	-29,1	primário	Beuermann et al. (2012)
10131	2455392,40910(2)	-29,0	primário	Beuermann et al. (2012)
10279	2455408,74442(2)	-33,7	primário	Esse trabalho
10287	2455409,62744(2)	-31,7	primário	Esse trabalho
10451	2455427,72877(1)	-34,0	primário	Esse trabalho

(continua)

Tabela 3.6 - (Conclusão)

Ciclo	$T_{eclipse}$ (BJD)	$T_{Calculado}$ (BJD)	(O-C)	Referência
10646	2455449,25176(5)	-31,9	primário	Kilkenny e Koen (2012)
10647	2455449,36215(2)	-30,6	primário	Kilkenny e Koen (2012)
10673	2455452,23189(2)	-29,6	primário	Kilkenny e Koen (2012)
11146.5	2455504,49405(1)	-30,4	secundário	Esse trabalho
12763	2455682,91400(2)	-21,2	primário	Beuermann et al. (2012)
12799	2455686,88745(2)	-22,7	primário	Beuermann et al. (2012)
12799.5	2455686,94270(3)	-17,4	secundário	Beuermann et al. (2012)
13077	2455717,57146(1)	-23,5	primário	Kilkenny e Koen (2012)
13368	2455749,690361(6)	-22,0	primário	Esse trabalho
13377	2455750,683717(4)	-23,0	primário	Esse trabalho
13629	2455778,498061(9)	-18,3	primário	Esse trabalho
13469	2455760,83818(3)	-19,6	primário	Beuermann et al. (2012)
13469.5	2455760,89340(3)	-17,1	secundário	Beuermann et al. (2012)
13470	2455760,94855(1)	-20,0	primário	Beuermann et al. (2012)
13488	2455762,93532(2)	-17,3	primário	Beuermann et al. (2012)
13511	2455765,47387(2)	-22,0	primário	Beuermann et al. (2012)
13542	2455768,89549(4)	-20,0	primário	Beuermann et al. (2012)
13632	2455778,82915(1)	-20,9	primário	Beuermann et al. (2012)
13682	2455784,34781(7)	-25,2	primário	Beuermann et al. (2012)
13768	2455793,84006(1)	-19,2	primário	Beuermann et al. (2012)
13827	2455800,35217(2)	-16,5	primário	Beuermann et al. (2012)
13828	2455800,46251(2)	-19,2	primário	Beuermann et al. (2012)
13845	2455802,33887(5)	-19,4	primário	Beuermann et al. (2012)
13846	2455802,44920(4)	-23,4	primário	Beuermann et al. (2012)
13872	2455805,31896(2)	-20,5	primário	Beuermann et al. (2012)
13873	2455805,42932(2)	-21,5	primário	Beuermann et al. (2012)
13899	2455808,29907(2)	-20,2	primário	Beuermann et al. (2012)
14062	2455826,29008(2)	-18,0	primário	Kilkenny e Koen (2012)
14089	2455829,27017(2)	-19,1	primário	Kilkenny e Koen (2012)
14379	2455861,27873(2)	-14,6	primário	Kilkenny e Koen (2012)
14397	2455863,26542(3)	-18,5	primário	Kilkenny e Koen (2012)
14400	2455863,59656(1)	-17,1	primário	Beuermann et al. (2012)
14406	2455864,25879(3)	-18,3	primário	Kilkenny e Koen (2012)
16024	2456042,844216(4)	-16,4	primário	Esse trabalho
16350	2456078,826240(8)	-14,4	primário	Esse trabalho
17019	2456152,666554(6)	-12,6	primário	Esse trabalho

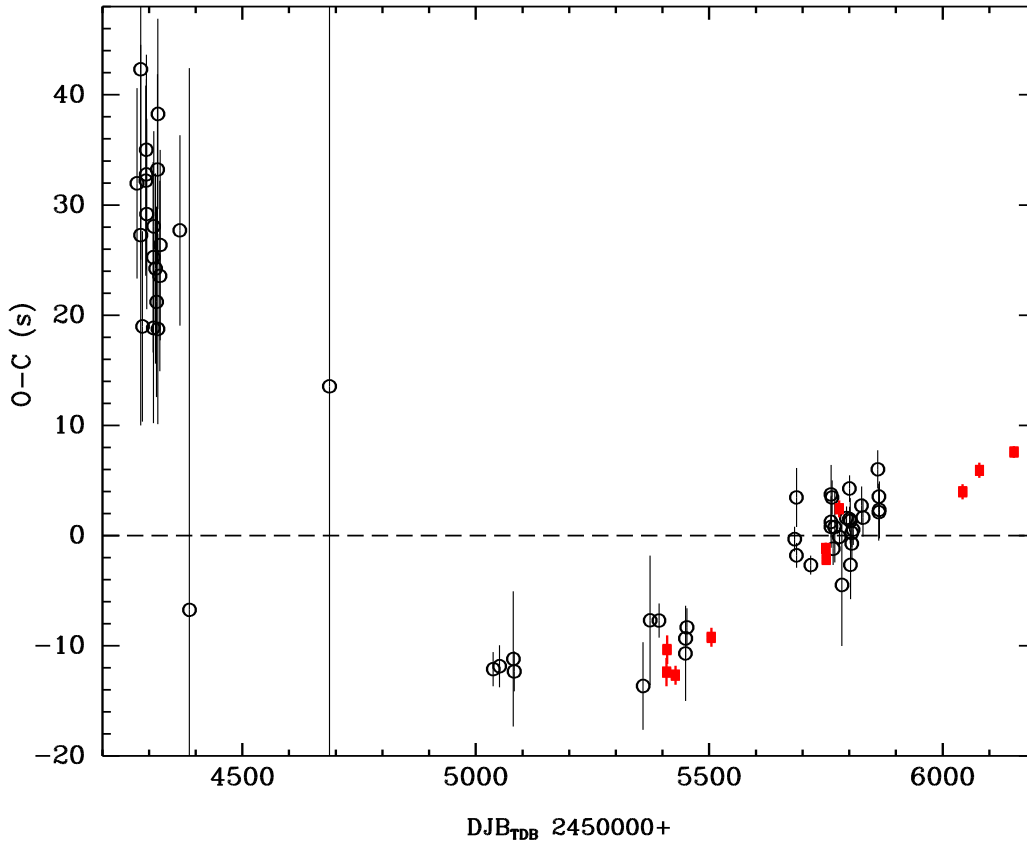


Figura 3.8 - Diagrama O–C dos instantes dos eclipses de NSVS 1425 construído usando a Equação 3.6. Os quadrados vermelhos e os círculos em preto representam as nossas medidas e os valores dos instantes dos eclipses de NSVS 1425 disponíveis na literatura, respectivamente.

3.2.3.3 Variação do período orbital

Como mostrado no diagrama O–C de NSVS 1425 (Figura 3.8), a efeméride linear está longe de prever corretamente os instantes dos eclipses desse sistema. O valor alto de χ_{red}^2 sugere a presença de sinais adicionais no diagrama O–C. Da mesma forma que apresentado para o caso de QS Vir, o único efeito que poderia gerar tal variação, sabendo que a secundária é totalmente convectiva (ALMEIDA et al., 2012) com massa de $\sim 0,109 M_{\odot}$, é o ETL. Então, ajustando a Equação 3.3 com apenas um ETL, obtemos o $\chi_{\text{red}}^2 = 6,8$. Os resíduos resultantes mostraram evidência de outro sinal. Adicionando mais um ETL à Equação 3.3, verificamos que χ_{red}^2 cai para 1,85.

O algoritmo PIKAIA foi usado para procurar pela solução global, seguido por um procedimento MCMC para amostrar os parâmetros da Equação 3.3 em torno da

Tabela 3.7 - Parâmetros para a efeméride linear e para os dois ETLs de NSVS 1425.

Linear ephemeris		
Parâmetro	Valor	Unidade
P	0,1103741681(5)	dias
T_0	2454274,20874(4)	JDB(TDB)
τ_1		
Parâmetro	Valor	Unidade
P	$6,86 \pm 0,25$	anos
T	2456643 ± 60	DJ(TDB)
$a_{\text{bin}} \sin i$	$0,042 \pm 0,004$	UA
e	$0,52 \pm 0,06$	
ω	$97,5 \pm 8$	graus
$f(M)$	$(1,6 \pm 0,5) \times 10^{-6}$	M_{\odot}
$M \sin i$	$7,4 \pm 0,8$	M_{Jup}
$a \sin i$	$3,1 \pm 0,7$	UA
τ_2		
Parâmetro	Valor	Unidade
P	$3,49 \pm 0,23$	anos
T	2455515 ± 55	DJ(TDB)
$a_{\text{bin}} \sin i$	$0,0099 \pm 0,0008$	UA
e	$0,0 \pm 0,06$	
ω	$11,4 \pm 7$	graus
$f(M)$	$(8,0 \pm 2,0) \times 10^{-8}$	M_{\odot}
$M \sin i$	$2,9 \pm 1,6$	M_{Jup}
$a \sin i$	$1,9 \pm 0,2$	UA
χ_{red}^2	1,85	

melhor solução. A Figura 3.9 mostra o diagrama O–C resultante e na Tabela 3.7 são apresentados os parâmetros do ajuste com suas respectivas incertezas. Note que, devido à linha de base dos dados ter apenas ~ 5 anos, os parâmetros apresentados na Tabela 3.7, principalmente para o ETL mais longo (τ_1), devem ser considerados como uma solução preliminar.

3.2.4 Discussão

Analisamos 10 novas medidas do instante de eclipse de NSVS 1425. O diagrama O–C mostra uma variação complexa do período orbital. Investigamos as propriedades desta variação sob a suposição de que ela tenha sido causada pelo ETL. Nossa análise indica que dois efeitos distintos podem ser ajustados ao diagrama O–C, um com amplitude de ~ 20 s e a outro com uma amplitude de ~ 5 s. Os períodos orbitais

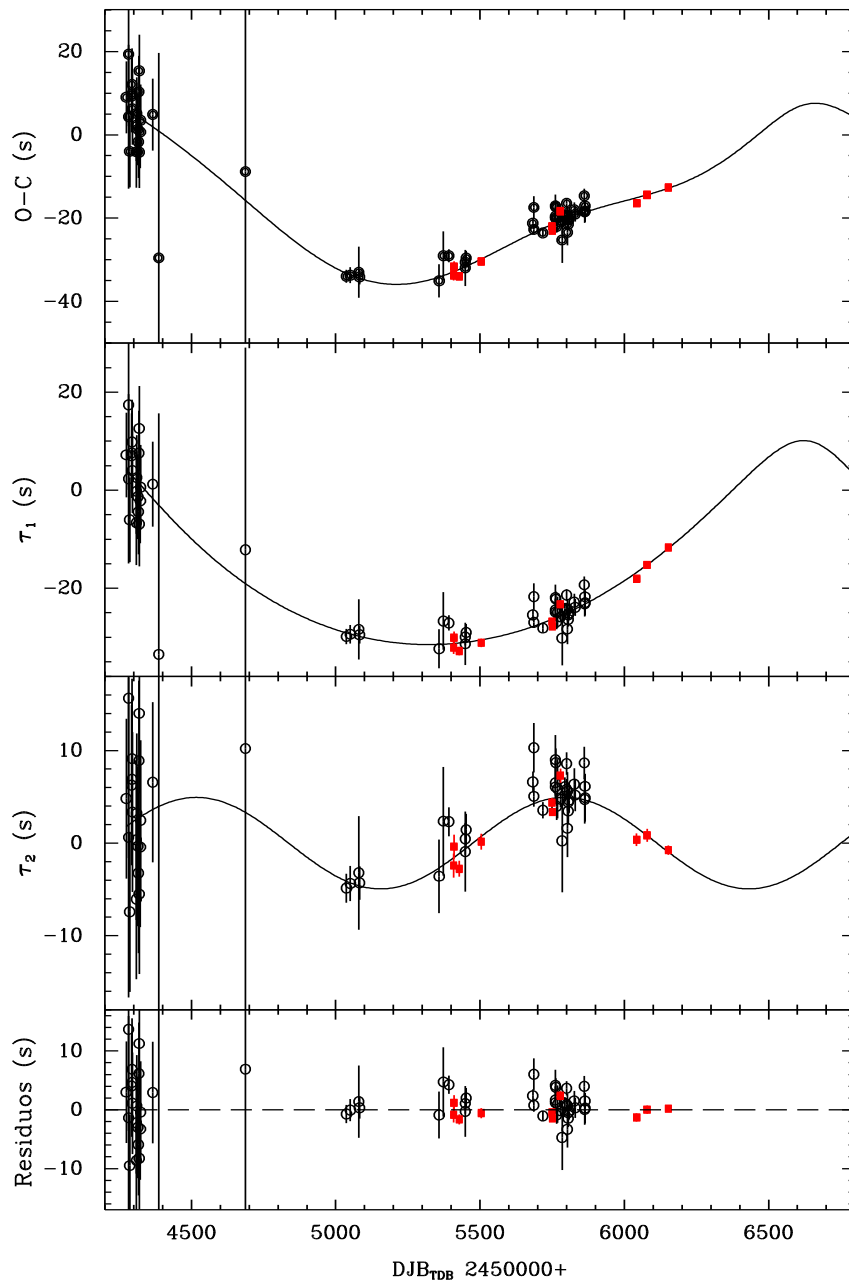


Figura 3.9 - O painel superior mostra o diagrama (O-C) dos instantes dos eclipses de NSVS 1425 construído com respeito à parte linear da Equação 3.3. Nossos dados são apresentados com quadrados preenchidos e a linha sólida representa o melhor ajuste incluindo os dois ETLs. O segundo e o terceiro painéis mostram separadamente os dois ETLs (τ_1 e τ_2). O painel inferior apresenta os resíduos com relação ao ajuste combinado da efeméride linear com os dois ETLs.

correspondem a $\sim 6,86$ anos e $\sim 3,49$ anos, respectivamente.

Supondo então, dois corpos externos ao redor de NSVS 1425 e usando a massa da binária interna, $M_{\text{bin}} = 0,528 M_{\odot}$ (ALMEIDA et al., 2012), o limite inferior para as massas dos dois corpos são $m_1 \sin I_1 \sim 2,8 M_{\text{Jup}}$ (corpo interno) e $M_2 \sin I_2 \sim 8,0 M_{\text{Jup}}$ (corpo externo). A binária tem uma inclinação orbital de 82,5 graus (ALMEIDA et al., 2012). Com a suposição adicional de coplanaridade entre os dois corpos externos e a binária interna, ambos os corpos circumbinários seriam planetas gigantes com massas $M_1 \sim 2,8 M_{\text{Jup}}$ e $M_2 \sim 8,1 M_{\text{Jup}}$.

Em tais sistemas, como apresentado na Seção 3.1.5 sobre QS Vir, há dois cenários principais para a formação planetária: (i) a primeira geração de planetas formados num disco proto-planetário; e (ii) segunda geração de planetas formados a partir da matéria do EC ejetado na fase pós-EC (PERETS, 2010).

Considerando o primeiro cenário, os dois planetas circumbinários em NSVS 1425 sobreviveriam à fase de EC? Bear e Soker (2011) estimaram a separação orbital entre a estrela progenitora no ramo horizontal extremo (RHE) (sdB ou sdOB) e um planeta antes da fase de EC pela equação, $a_0 \simeq M_{\text{RHE}} a_{\text{RHE}} / M_{\text{pro}}$, onde M_{RHE} é a massa da estrela sdOB, e a_{RHE} é a separação orbital do planeta. Supondo que a estrela progenitora (sdOB) em NSVS 1425 tinha uma massa de $M_{\text{pro}} = 1,0 M_{\odot}$, e negligenciando acréscimo pela companheira, a separação orbital dos planetas antes da fase de EC seria de $a_{0,1} \simeq 0,8$ UA e $a_{0,2} \simeq 1,3$ UA. Para uma única estrela, Han et al. (2002) obtiveram que o raio máximo da estrela sdOB é de $R_{\text{RHE}} \sim 0,8$ UA. Assim, o planeta interno estaria próximo de ser engolido pelo EC. Além disso, a interação de maré provocaria num planeta com órbita menor do que $a_0 \lesssim 3 R_{\text{RHE}}$ (VILLAYER; LIVIO, 2007) um movimento de espiralação para dentro. Portanto, os dois corpos circumbinários em NSVS 1425 não sobreviveriam à fase EC. Por outro lado, Taam e Ricker (2010) mostraram que o tamanho do EC pode ser reduzido se a estrela sdOB fizer parte de um sistema binário, isso porque, uma vez que a estrela secundária é engolida pelo envelope, o EC totalmente ejetado em apenas $\sim 10^3$ dias, parando a sua expansão. Portanto, o raio máximo do EC é limitado pela distância inicial entre as componentes da binária. Desse modo, se a separação da binária interna em NSVS 1425 antes da fase EC fosse de $\lesssim 0,27$ UA, os dois planetas poderiam sobreviver à essa fase.

No segundo cenário, a principal questão a investigar é: houve tempo suficiente após

a fase de EC para formar planetas gigantes? Kley (1999) mostrou que a escala de tempo típica para formar planetas gigantes em discos proto-planetário é $\sim 10^6$ anos. O tempo de vida de uma binária na fase do RHE é $\sim 10^8$ anos (DORMAN et al., 1993). Como a estrela primária de NSVS 1425 está na fase pós-RHE (ALMEIDA et al., 2012), podemos concluir que houve tempo suficiente para formar os dois planetas circumbinários depois da fase de EC. Portanto, a segunda geração de planetas é também um cenário viável para NSVS 1425.

4 ANÁLISE DOS INSTANTES DOS TRÂNSITOS DO EXOPLANETA WASP-4b

4.1 Introdução

Em 2008, [Wilson et al. \(2008\)](#) descobriram o exoplaneta WASP-4b, que orbita uma estrela de tipo espectral G2 de magnitude 12,5. O planeta foi caracterizado como gigante quente com massa de $1,22 M_{\text{Jup}}$ e período orbital de 1,34 dias. As características físicas e geométricas de WASP-4b foram refinadas por vários autores [Winn et al. \(2009\)](#), [Gillon et al. \(2009\)](#), [Southworth et al. \(2009\)](#) e [Nikolov et al. \(2012\)](#). [Sanchis-Ojeda et al. \(2011\)](#) apresentaram uma análise fotométrica do alinhamento entre os eixos orbitais de WASP-4b e de sua estrela hospedeira usando os eventos de ocultação de manchas. Obtiveram que a obliquidade da estrela projetada no céu é de $\lambda = -1_{-12}^{+14}$ graus. Esse resultado é consistente com o valor obtido por [Triaud et al. \(2010\)](#), que foi derivado usando o efeito Rossiter-McLaughlin. [Cáceres et al. \(2011\)](#) coletaram um eclipse de WASP-4b na banda K_S e calcularam sua emissão térmica. A temperatura derivada é de $T_{\text{WASP-4b}} = 1995 \pm 40$ K.

Recentemente, [Nikolov et al. \(2012\)](#) coletaram dados fotométricos de quatro trânsitos de WASP-4b e derivaram uma solução refinada para os parâmetros do sistema. Esses autores usaram os instantes do meio do trânsito de WASP-4b reportados por [Gillon et al. \(2009\)](#), [Winn et al. \(2009\)](#) e [Sanchis-Ojeda et al. \(2011\)](#), juntos com suas medidas e realizaram uma análise das VITs. De acordo com esses autores, não há evidências que possam indicar a presença de planetas adicionais no sistema WASP-4.

A seguir nós apresentamos nove observações de trânsitos de WASP-4b obtidas a partir do banco de dados públicos dos telescópios VLT/ESO juntamente com observações coletadas com o telescópio de 1,6-m do OPD/LNA. Realizamos uma nova análise das VITs que é reportada da seguinte forma. Na Seção 4.2 são mostradas as características principais dos dados coletados, assim como o procedimento de redução. A metodologia utilizada para a análise das curvas de luz e para as VITs são apresentadas na Seção 4.3.

4.2 Observações e redução dos dados

Dois trânsitos de WASP-4b foram coletados ao longo do programa observacional sobre variação dos instantes dos trânsitos de sistemas planetários que está sendo realizado com as facilidades do OPD/LNA. Os dados fotométricos foram obtidos

Tabela 4.1 - Log das observações fotométricas de WASP-4b

Data	N_{exp}	$t_{\text{exp}}(\text{s})$	Tel	Filtro
05/10/2008	11000	1,2	VLT	J
09/10/2008	17000	0,5	VLT	J
13/10/2008	8500	1,2	VLT	J
21/10/2008	11500	1,0	VLT	J
29/10/2008	8500	1,2	VLT	J
08/10/2009	27600	0,5	VLT	J
24/10/2009	49700	0,3	VLT	J
07/08/2011	10100	1,0	1,6-m	Clear
15/08/2011	8300	5,0	1,6-m	V

usando uma câmera CCD acoplada ao telescópio 1,6-m. Outros sete trânsitos de WASP-4b foram coletados no arquivo público do *Very Large Telescope* (VLT) cujos telescópios são operados pelo *European Southern Observatory* (ESO). Os dados do VLT foram obtidos usando a banda fotométrica do infravermelho próximo *J*. Esses dados foram colocados em um cubo onde apenas o tempo inicial foi registrado no cabeçalho das imagens. Nós convertemos o cubo de dados em imagens 2D, com o tempo atualizado a partir do tempo de integração de cada imagem. A Tabela 4.1 resume as principais características da configuração instrumental e dos dados coletados.

A preparação dos dados fotométricos foi realizada utilizando as ferramentas padrão do IRAF e consistiu em subtrair uma imagem de *bias* combinada de cada imagem de programa, e depois dividir o resultado por uma imagem de *flat-field* normalizada. Para os dados do VLT, passos adicionais de linearização e aplicação de uma máscara de pixels ruins foram utilizados na preparação dos dados. Tanto para os dados ópticos quanto no infravermelho utilizamos a fotometria diferencial para obter os fluxos relativos entre o alvo e uma série de estrelas do campo com fluxo constante. Como o campo de WASP-4b não é rico, ou seja, não existe sobreposição de fontes, a extração dos fluxos foi realizada usando fotometria de abertura. Este procedimento foi realizado várias vezes usando aberturas e tamanhos diferentes do anel do céu para selecionar a relação sinal/ruído ótima. Na Figura 4.1 são apresentadas todas as curvas de luz normalizadas de WASP-4b.

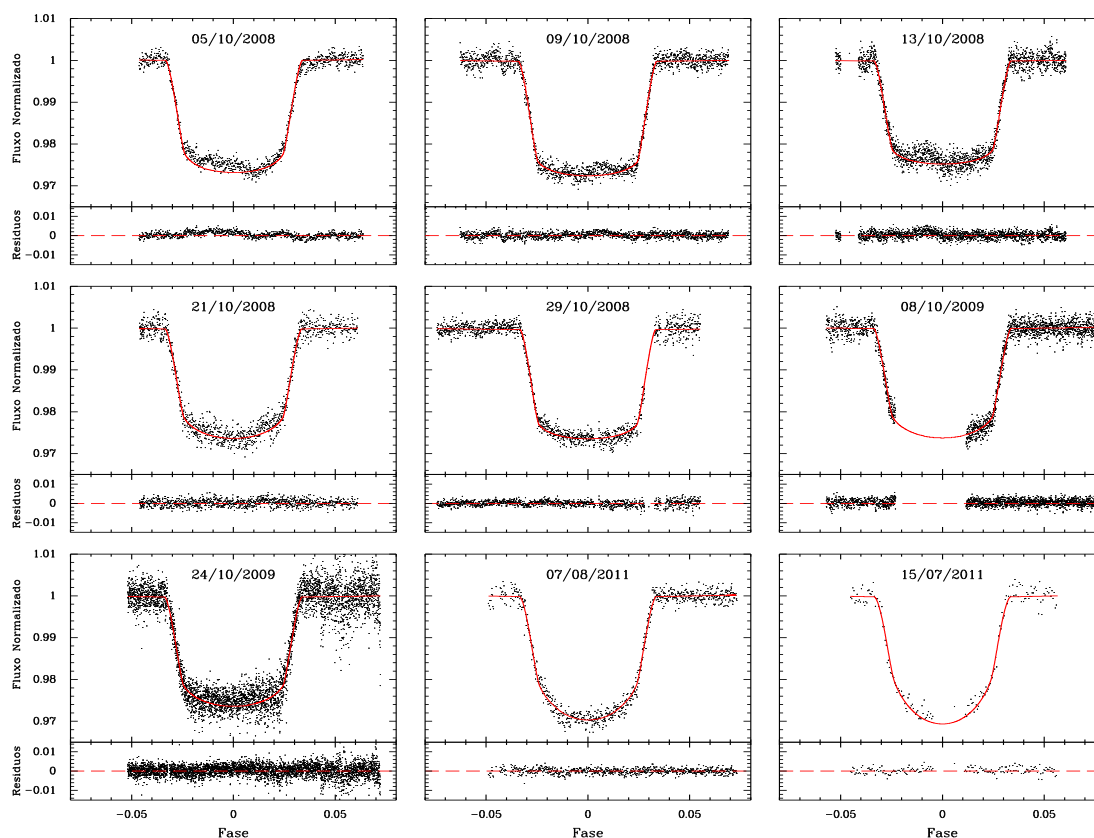


Figura 4.1 - Curvas de luz normalizadas do trânsito de WASP-4b em função da fase orbital. As curvas de luz foram combinadas com grupos de 10 pontos dos dados originais, para melhor visualização. Os melhores modelos ajustados são mostrados como linhas sólidas (veja Seção 4.3 para mais detalhes).

4.3 Análise e resultados

4.3.1 Instante do trânsito

Nós usamos o CWD para ajustar os trânsitos do exoplaneta WASP-4b e obter os instantes do meio do trânsito. Um procedimento semelhante ao usado por Poddany (2008) para o código Phoebe foi adotado por nós para adaptar o CWD para ajustar os trânsitos de WASP-4b. Esse procedimento consiste em aumentar a faixa de razões de massa, q , de 100 para 10000 e a pixelização da estrela para melhorar a resolução em fase, principalmente na entrada e saída do trânsito.

Usamos o modo 2 do CWD, que não estabelece restrições sobre a configuração da geometria de Roche. A luminosidade da estrela foi calculada usando atmosfera estelar. Uma relação quadrática para o escurecimento de limbo, u_1 e u_2 , foi utilizada

Tabela 4.2 - Parâmetros físicos e geométricos do sistema WASP-4 retirados de [Nikolov et al. \(2012\)](#). Os subscritos 1 e 2 representam os parâmetros da estrela WASP-4 e do planeta WASP-4b respectivamente.

Parâmetro	Valor	Unidade
P_{orb}	$1,33823144 \pm 0,000000032$	dias
T_1	5500 ± 100	K
T_2	1662 ± 46	K
i	$88,57 \pm 0,47$	graus
a	$0,02300 \pm 0,00036$	UA
e	0	
R_1	$0,907 \pm 0,013$	R_{\odot}
R_2	$1,409 \pm 0,02$	R_{Jup}
M_1	$0,92 \pm 0,06$	M_{\odot}
M_2	$1,221 \pm 0,008$	M_{Jup}

para a estrela. Os coeficientes calculados por [Diaz-Cordoves et al. \(1995\)](#) e [Claret et al. \(1995\)](#) para uma estrela com temperatura efetiva de $T = 5500$ K e gravidade superficial $\log g = 4,48$, foram utilizadas para este procedimento ([NIKOLOV et al., 2012](#)). Para a curva de luz obtida sem filtro o escurecimento de limbo da banda V foi usado. Os parâmetros geométricos e físicos, como por exemplo, a inclinação, raios, as temperaturas, e as massas obtidas por [Nikolov et al. \(2012\)](#) para o sistema WASP-4 foram adotados como valores iniciais para o procedimento de ajuste.

Para procurar a melhor solução foi usado um procedimento semelhante ao descrito em [Almeida et al. \(2012\)](#), ou seja, a curva de luz gerada pelo CWD foi usada como uma “função” para ser otimizado pelo algoritmo genético PIKAIA. Para examinar a distribuição marginal de probabilidade dos parâmetros e estabelecer incertezas realistas, foi utilizada a solução obtida pelo PIKAIA como entrada para um procedimento MCMC. A Figura 4.1 mostra o melhor ajuste juntamente com os trânsitos de WASP-4b. O instante do meio do trânsito foi obtido a partir da mediana da distribuição marginal a posteriori da época, e sua incerteza a partir do quartil correspondente a $1-\sigma$ numa distribuição normal. Nossos resultados para o instante do trânsito de WASP-4b são apresentados na Tabela 4.3 juntamente com as demais determinações disponíveis na literatura.

Tabela 4.3 - Instantes do meio do trânsito de WASP-4b e os resíduos obtidos a partir de um ajuste linear.

Ciclo	T(DJB _{TDB}) 2450000 +	(O-C) s	Referência
0	3963,1093 ± 0,0025	6,9	Gillon et al. (2009)
300	4364,57645 ± 0,0021	-194,6	Gillon et al. (2009)
303	4368,59341 ± 0,00025	1,2	Gillon et al. (2009)
305	4371,26813 ± 0,00097	-149,4	Gillon et al. (2009)
324	4396,69623 ± 0,00015	-2,3	Gillon et al. (2009)
549	4697,79824 ± 0,0001	-15,5	Winn et al. (2009)
552	4701,81292 ± 0,00013	-8,0	Southworth et al. (2009)
575	4732,59192 ± 0,00013	-37,1	Southworth et al. (2009)
581	4740,62156 ± 0,00006	-14,1	Southworth et al. (2009)
584	4744,63623 ± 0,00007	-13,0	Esse trabalho
587	4748,65156 ± 0,00005	9,9	Esse trabalho
587	4748,65124 ± 0,00007	37,5	Winn et al. (2009)
590	4752,66575 ± 0,00003	-6,0	Esse trabalho
596	4760,69535 ± 0,00003	11,4	Esse trabalho
602	4768,72475 ± 0,00004	13,2	Esse trabalho
809	5045,738643 ± 0,000054	11,9	Sanchis-Ojeda et al. (2011)
812	5049,753274 ± 0,000066	6,4	Sanchis-Ojeda et al. (2011)
815	5053,767816 ± 0,000053	-6,7	Sanchis-Ojeda et al. (2011)
827	5069,826637 ± 0,000086	-2,9	Nikolov et al. (2012)
830	5073,841103 ± 0,000070	-22,7	Nikolov et al. (2012)
850	5100,605928 ± 0,000061	-5,7	Sanchis-Ojeda et al. (2011)
859	5112,650002 ± 0,000074	-6,5	Nikolov et al. (2012)
859	5112,65031 ± 0,00007	20,1	Esse trabalho
871	5128,70858 ± 0,00004	-23,7	Esse trabalho
1359	5781,76610 ± 0,00006	15,1	Esse trabalho
1365	5789,79509 ± 0,00008	-8,3	Esse trabalho

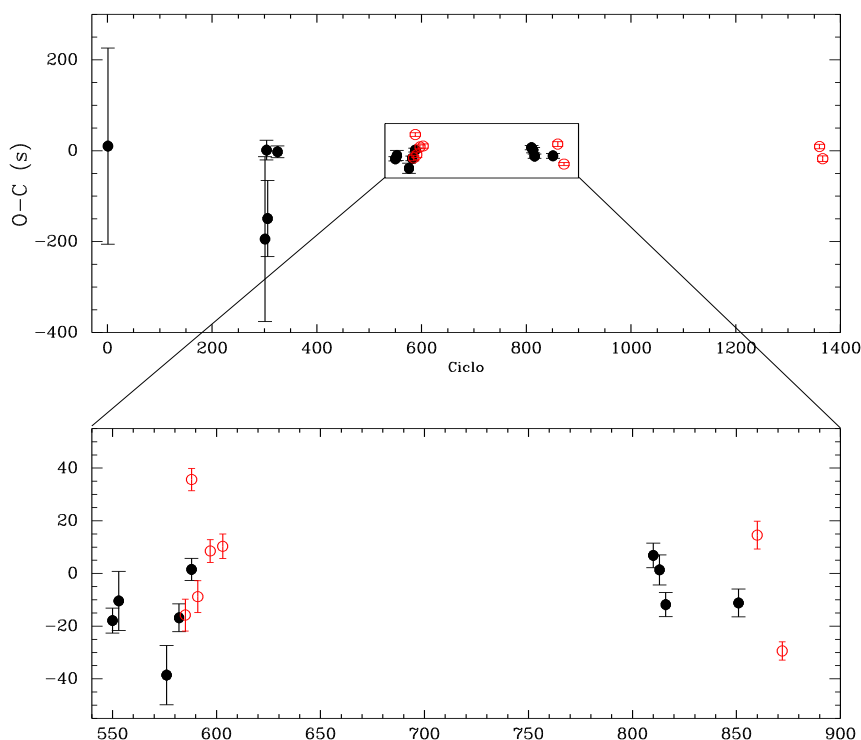


Figura 4.2 - Diagrama O–C para o exoplaneta WASP-4b obtido a partir do ajuste de uma efeméride linear aos instantes centrais de trânsito desse planeta. Os pontos em preto e vermelho são as medidas obtidas na literatura e por nós, respectivamente.

4.3.2 Efeméride para WASP-4b

Para determinar uma efeméride linear para os instantes do meio do trânsito de WASP-4b, nossas medidas foram analisadas juntamente com todos os dados disponíveis na literatura. Todas as medidas foram convertidas para o tempo dinâmico do baricentro do sistema Solar. Os tempos do meio do trânsito foram ajustados pela expressão $T_{\min} = T_0 + E \times P_{\text{bin}}$, onde T_{\min} são os tempos previstos do mínimo primário, T_0 é a época inicial, E é a contagem de ciclos a partir de T_0 e P_{bin} é o período orbital do exoplaneta. A melhor solução obtida é

$$T_{\min} = \text{TDB } 2.453.963,10927(5) + 1,33823144(2) \times E. \quad (4.1)$$

Os resíduos com relação a esse ajuste são mostrados no diagrama O–C da Figura 4.2. O valor correspondente de χ_{red}^2 é 9,8.

4.3.3 Busca por sinais da variação dos instantes dos trânsitos

Depois de determinar a efeméride linear para WASP-4b, investigamos as possíveis razões para o valor relativamente alto de χ_{red}^2 obtido. Para esse sistema, a explicação mais provável para as VITs seria a presença de um corpo adicional interagindo gravitacionalmente com o sistema. Para procurar por um possível sinal adicional no diagrama O–C, utilizamos inicialmente os dados de velocidade radial (VR) apresentados em [Triaud et al. \(2010\)](#), para definir um limite superior para a amplitude da VR causada por um possível planeta adicional em WASP-4. Subtraindo o sinal de WASP-4b, o resíduo resultante tem $\sigma \sim 15\text{m s}^{-1}$, o que corresponde, considerando uma órbita circular, a uma massa de 12-56 M_{\oplus} para a faixa de razões de períodos orbitais dos dois planetas entre 0,1 e 10. Com essa informação e sabendo que as variações observadas no diagrama O–C de WASP-4b são de curta duração, as possíveis configurações de um corpo adicional no sistema seriam: (i) um planeta com uma órbita interna; (ii) um planeta com órbita externa; e (iii) uma exolua. Abaixo analisaremos cada um desses casos.

4.3.3.1 Um planeta adicional com órbita interna

Para esse caso, nós supusemos coplanaridade entre o WASP-4b e o planeta secundário, além dos dois planetas terem órbitas inicialmente circulares. Para um determinado período orbital inicial, massa (m_2) e fase inicial (θ_2^0) do planeta secundário, realizamos integrações numéricas das equações de movimento para WASP-4b usando o código MERCURY, que usa o integrador Bulirsch-Stoer ([CHAMBERS, 1999](#)). Os parâmetros físicos e geométricos listados em [Nikolov et al. \(2012\)](#) foram adotados como valores fixos para o sistema nas integrações. Buscamos por soluções na faixa de períodos de $0,1 < P_2/P_{\text{WASP-4b}} < 0,8$. O passo utilizado para a integração foi de 1 segundo. As integrações cobrem um intervalo equivalente a 5500 dias, o que é aproximadamente três vezes maior que o intervalo de tempo das observações. Quando WASP-4b passa em frente à estrela hospedeira, o procedimento numérico passa a integrar as equações com um passo de 0,01 s. Esse procedimento é realizado para obter o tempo do meio do trânsito com mais precisão. Os resultados numéricos do tempo do trânsito de WASP-4b são ajustados por uma função linear, a fim de se obter diagramas O–C sintéticos para o sistema. Assim, é possível compará-los com o diagrama (O–C) observado usando a figura de mérito χ^2 . Todas as soluções obtidas têm $\chi_{\text{red}}^2 > 6$, indicando que nenhuma configuração orbital de um corpo com órbita interna, pode explicar o diagrama O–C de WASP-4b.

Tabela 4.4 - Duração do trânsito de Wasp-4b

Data	t_D	erro	Unidade
05/10/2008	2,1697	0,0004	horas
09/10/2008	2,1695	0,0006	horas
13/10/2008	2,1699	0,0004	horas
21/10/2008	2,1696	0,0007	horas
29/10/2008	2,1694	0,0004	horas
08/10/2009	2,1701	0,0005	horas
24/10/2009	2,1698	0,0003	horas
07/08/2011	2,1695	0,0008	horas
15/08/2011	2,1693	0,0010	horas

4.3.3.2 Uma exolua

Para verificar se uma exolua poderia explicar o diagrama O–C de WASP-4b, inicialmente analisamos a variação da duração do trânsito (VDT). Como apresentado em Kipping et al. (2009), uma exolua induziria uma VDT com o mesmo período e deslocada de $\pi/2$ em fase com relação às VITs. Na Tabela 4.5 são apresentadas as durações dos trânsitos de WASP-4b obtidas por nós. Como pode ser visto nessa tabela, a duração dos trânsitos de WASP-4b são consistentes com uma reta de coeficiente angular nulo. Portanto, como o efeito VDT de WASP-4b não é visto, podemos excluir a possibilidade da existência de uma exolua ao redor desse planeta.

4.3.3.3 Um planeta adicional com órbita externa

Para buscar por configurações orbitais de um corpo adicional externo que reproduzam o diagrama O–C observado de WASP-4b, utilizamos o código desenvolvido por (NESVORNÝ; BEAUGÉ, 2010) *Transit Timing Variation Inversion Method* (TTVIM), que é baseado na teoria de perturbação. Esse método foi descrito na Seção 2.1.2. A vantagem de utilizar esse método numa primeira busca é a economia no tempo computacional. Nessa análise nós usamos o caso coplanar entre WASP-4b e o corpo adicional. O semi-eixo maior do corpo perturbador variou entre 0,030 e 0,110 UA com um passo de 0,0001 UA, que corresponde à faixa de períodos de $1,5 < P_i/P_{\text{Wasp-4b}} < 10$, onde P_i é o período orbital do corpo perturbador. A amplitude das VITs é diretamente proporcional à massa do corpo externo (NESVORNÝ; MORBIDELLI, 2008), assim fixamos uma massa para o corpo externo e variamos o seu semi-eixo maior. Isso foi realizado para uma faixa de massas entre $0,01 < M_{\oplus} < 1000$, com passos de $0,01 M_{\oplus}$.

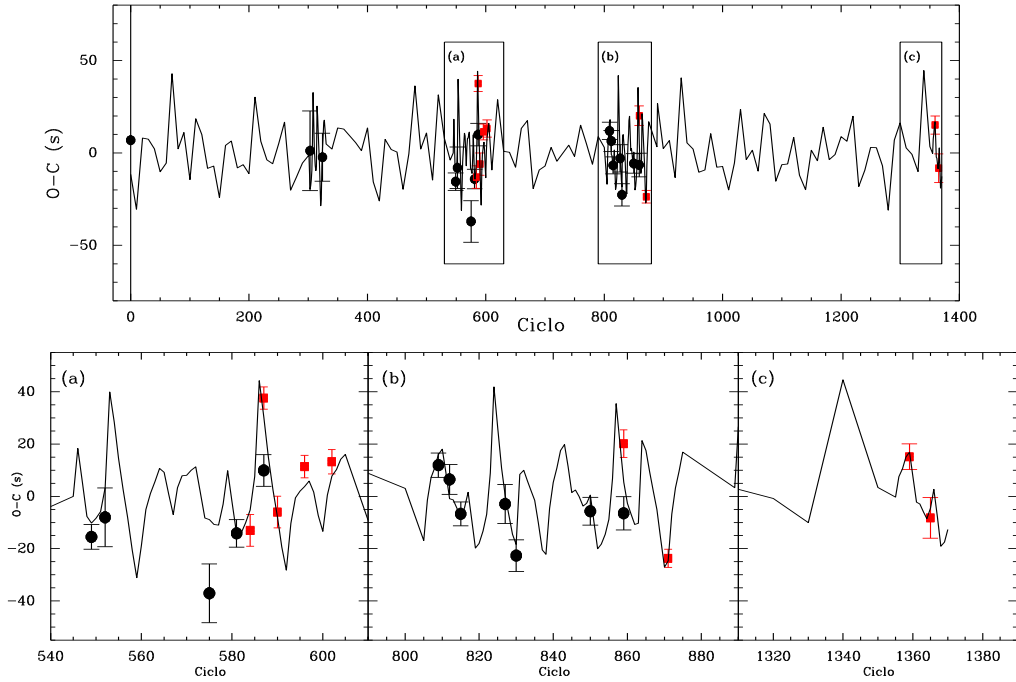


Figura 4.3 - Diagrama O–C de WASP-4b sobreposto à melhor solução para um corpo externo (linha sólida) obtida usando o código MERCURY. Os pontos em preto e vermelho são as medidas obtidas na literatura e por nós, respectivamente.

Tabela 4.5 - Soluções com planetas externos que reproduzem o diagrama O–C de WASP-4b. χ_{red}^2 é a figura de mérito usada para ajustar o diagrama O–C sintético ao observado, a_c denota o semi-eixo maior do planeta perturbador, M_c a sua massa e e_c a sua excentricidade.

χ_{red}^2	a_c (UA)	M_c (M_{\oplus})	e_c
1,35	0,033210	3,2	0,17
1,55	0,063526	882,3	0,09
1,60	0,026842	0,1	0,17
1,63	0,028619	2,0	0,08
1,68	0,042962	104,9	0,05

O código MERCURY foi utilizado para refinar as melhores soluções obtidas pelo código TTVIM. As melhores soluções obtidas usando o código MERCURY estão apresentadas na Tabela 4.4. Na Figura 4.3 é mostrado o diagrama O–C de WASP-4b sobreposto à melhor solução, $\chi_{\text{red}}^2 = 1,35$. Essa solução corresponde a um planeta com massa de $3,2 M_{\oplus}$ num movimento próximo da ressonância 5:3 com WASP-4b.

5 CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS

Aplicamos a técnica da variação dos instantes dos trânsitos no sistema planetário WASP-4 e de instantes dos eclipses em dois sistemas binários, QS Vir e NSVS 14256825, com o intuito de buscar por componentes planetárias adicionais. Os diagramas O–C desses sistemas apresentam variações complexas dos seus períodos orbitais. Analisamos os três casos supondo que essas variações tenham sido geradas pela interação gravitacional com corpos não vistos nos sistemas. A seguir, resumimos os principais resultados de nossa análise.

Para QS Vir, 36 novas medidas dos instantes dos eclipses foram obtidas entre Maio de 2010 e Abril de 2012. Combinamos essas medidas com todos os instantes de eclipses disponíveis na literatura, e realizamos uma análise da variação do seu período orbital. Dois ciclos com semi-amplitudes de ~ 20 s e ~ 100 s são vistos claramente no diagrama O–C. Investigamos esses ciclos sob a suposição deles terem sido gerados pela presença de dois corpos circumbinários. Como as variações observadas ocorrem na escala de tempo de anos a décadas, o ETL deve ser o efeito dominante. Ajustando a equação do ETL aos dados, obtivemos que os dois corpos externos teriam períodos orbitais, $P_1 = 17,09 \pm 0,08$ anos e $P_2 = 14,38 \pm 0,09$ anos, e excentricidades, $e_1 = 0,91 \pm 0,02$ e $e_2 = 0,63 \pm 0,02$. A massa e a inclinação da binária interna são $1,2M_\odot$ e $75,5$ graus, respectivamente (O'DONOGHUE et al., 2003). Sob a hipótese adicional de coplanaridade entre os dois corpos externos e a binária interna, as massas dos corpos circumbinários seriam $m_1 \sim 51,4 M_{\text{Jup}}$ e $m_2 \sim 8,7 M_{\text{Jup}}$. Portanto, o sistema QS Vir seria composto pela binária interna, por um planeta gigante e por uma anã marrom. De posse desse resultado, realizamos uma análise dinâmica do sistema para verificar se os corpos externos estariam em órbitas estáveis. Os resultados das integrações numéricas para o caso de coplanaridade entre os corpos externos e inclinações relativas de 90, 75, 60, 45, 40 e 15 graus, mostraram que a configuração orbital dos dois corpos é instável numa escala de tempo de 10^3 anos.

Para NSVS 14256825, obtivemos 10 novas medidas do instante de eclipse entre Julho de 2010 e Agosto de 2012. O diagrama O–C desse sistema mostra uma variação clara do seu período orbital. Nossa análise indica que dois efeitos distintos podem ser traçados no diagrama O–C, um com amplitude ~ 20 s e o outro com uma amplitude de 5 s. Os períodos orbitais associados correspondem a $\sim 6,86$ anos e $\sim 3,49$ anos, respectivamente. Apesar da cobertura parcial ($\sim 75\%$) do ciclo mais longo, o indício de movimento ressonante na proporção de 2:1 dá mais confiança à hipótese de corpos

circumbinários.

Supondo que existam dois corpos em torno de NSVS 1425 e usando $m_{\text{bin}} = 0,528M_{\odot}$ para a massa da binária (ALMEIDA et al., 2012), o limite inferior para as massas dos dois corpos seria $m_1 \sin I_1 \sim 2,8 M_{\text{Jup}}$ (corpo interno) e $m_2 \sin I_2 \sim 8,0 M_{\text{Jup}}$ (corpo externo). A binária interna tem uma inclinação orbital de 82,5 graus (ALMEIDA et al., 2012). Sob a hipótese adicional de coplanaridade entre os dois corpos externos e a binária interna, os dois corpos circumbinários seriam planetas gigantes, com $m_1 \sim 2,8 M_{\text{Jup}}$ e $m_2 \sim 8,1 M_{\text{Jup}}$. Finalmente, entre todos os candidatos a planetas circumbinários em sistema pós-envelope comum, o planeta interno em NSVS 14256825 teria a menor separação planeta-binária, $a_1 \sin I_1 = 1,9 \pm 0.3 \text{ AU}$ conhecida.

Além de NSVS 14256825 e QS Vir, só existem seis outros sistemas pós-envelope comum com candidatos a exoplanetas conhecidos. São eles: UZ For (POTTER et al., 2011), HU Aqr (QIAN et al., 2011), NN Ser (BEUERMANN et al., 2010), NY Vir (QIAN et al., 2012b), HW Vir (LEE et al., 2009), RR Cae (QIAN et al., 2012a) e DP Leo (BEUERMANN et al., 2011). Como esses sistemas passaram por uma fase de envelope comum, são cruciais para limitarmos os modelos de evolução para sistemas binários com planetas circumbinários antes e depois dessa fase.

Para WASP-4b, observamos dois trânsitos em 2011 e coletamos sete trânsitos no arquivo público do VLT/ESO, os quais foram obtidos entre Outubro de 2008 e Outubro de 2009. Analisando essas e as demais medidas do instante de trânsito de WASP-4b disponíveis na literatura, observamos que os resíduos obtidos a partir do ajuste de uma efeméride linear mostram variações de curto prazo. Investigamos se essas variações poderiam ser explicadas por um planeta adicional em uma órbita interna, por uma exolua, ou por um outro planeta numa órbita externa. O resultado dessa análise mostra que o cenário mais provável para WASP-4 é um planeta adicional, WASP-4c, com massa de $\sim 3,2 M_{\oplus}$ e em ressonância 5:3 com o planeta WASP-4b. Esse resultado ilustra como a técnica da variação dos instantes dos trânsitos pode ser eficiente na busca por planetas semelhantes à Terra, próximos do movimento de ressonância com planetas conhecidos.

Como perspectivas, nós pretendemos usar as ferramentas desenvolvidas nesta tese para estudar sistemas semelhantes a QS Vir, NSVS 14256825 e WASP-4b usando dados públicos dos satélites Kepler e CoRoT, bem como dados próprios dos programas

observacionais sobre a variação do período orbital de sistemas binário compactos e sistemas planetários, que vêm sendo conduzidos com as facilidades do OPD/LNA.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AGOL, E.; STEFFEN, J.; SARI, R.; CLARKSON, W. On detecting terrestrial planets with timing of giant planet transits. *MNRAS*, v. 359, p. 567–579, maio 2005. 12, 16
- AGOL, E.; STEFFEN, J. H. A limit on the presence of Earth-mass planets around a Sun-like star. *MNRAS*, v. 374, p. 941–948, jan. 2007. 1
- ALMEIDA, L. A.; JABLONSKI, F.; TELLO, J.; RODRIGUES, C. V. A photometric and spectroscopic study of NSVS 14256825: the second sdOB+dM eclipsing binary. *MNRAS*, v. 423, p. 478–485, jun. 2012. 36, 47, 49, 52, 55, 56, 60, 68
- APPLEGATE, J. H. A mechanism for orbital period modulation in close binaries. *ApJ*, v. 385, p. 621–629, fev. 1992. 18, 19
- APPLEGATE, J. H.; PATTERSON, J. Magnetic activity, tides, and orbital period changes in close binaries. *ApJL*, v. 322, p. L99–L102, nov. 1987. 18
- BEAR, E.; SOKER, N. Connecting planets around horizontal branch stars with known exoplanets. *MNRAS*, v. 411, p. 1792–1802, mar. 2011. 46, 55
- BEUERMANN, K.; BREITENSTEIN, P.; DEBSKI, B.; DIESE, J.; DUBOVSKY, P. A.; DREIZLER, S.; HESSMAN, F. V.; HORNOCH, K.; HUSSER, T.-O.; POJMANSKI, G.; WOLF, M.; WOŹNIAK, P. R.; ZASCHE, P.; DENK, B.; LANGER, M.; WAGNER, C.; WAHRENBERG, D.; BOLLMANN, T.; HABERMANN, F. N.; HAUSTOVICH, N.; LAUSER, M.; LIEBING, F.; NIEDERSTADT, F. The quest for companions to post-common envelope binaries. II. NSVS14256825 and HS0705+6700. *A&A*, v. 540, p. A8, abr. 2012. 47, 50, 51
- BEUERMANN, K.; BUHLMANN, J.; DIESE, J.; DREIZLER, S.; HESSMAN, F. V.; HUSSER, T.-O.; MILLER, G. F.; NICKOL, N.; PONS, R.; RUHR, D.; SCHMÜLLING, H.; SCHWOPE, A. D.; SORGE, T.; ULRICHS, L.; WINGET, D. E.; WINGET, K. I. The giant planet orbiting the cataclysmic binary DP Leonis. *A&A*, v. 526, p. A53, fev. 2011. 68
- BEUERMANN, K.; HESSMAN, F. V.; DREIZLER, S.; MARSH, T. R.; PARSONS, S. G.; WINGET, D. E.; MILLER, G. F.; SCHREIBER, M. R.; KLEY,

W.; DHILLON, V. S.; LITTLEFAIR, S. P.; COPPERWHEAT, C. M.; HERMES, J. J. Two planets orbiting the recently formed post-common envelope binary NN Serpentis. **A&A**, v. 521, p. L60, out. 2010. 2, 68

BLACK, D. C. A simple criterion for determining the dynamical stability of three-body systems. **AJ**, v. 87, p. 1333–1337, set. 1982. 29

BORKOVITS, T.; CSIZMADIA, S.; FORGÁCS-DAJKA, E.; HEGEDÜS, T. Transit timing variations in eccentric hierarchical triple exoplanetary systems. I. Long-term (P₂-time-scale) perturbations. **ArXiv e-prints**, out. 2010. 8, 9

BORKOVITS, T.; ÉRDI, B.; FORGÁCS-DAJKA, E.; KOVÁCS, T. On the detectability of long period perturbations in close hierarchical triple stellar systems. **A&A**, v. 398, p. 1091–1102, fev. 2003. 8

BORKOVITS, T.; FORGÁCS-DAJKA, E.; REGÁLY, Z. Tidal and rotational effects in the perturbations of hierarchical triple stellar systems. II. Eccentric systems - the case of <ASTROBJ>AS Camelopardalis</ASTROBJ>. **A&A**, v. 473, p. 191–206, out. 2007. 8

BRINKWORTH, C. S.; MARSH, T. R.; DHILLON, V. S.; KNIGGE, C. Detection of a period decrease in NN Ser with ULTRACAM: evidence for strong magnetic braking or an unseen companion. **MNRAS**, v. 365, p. 287–295, jan. 2006. 19

BROUWER, D.; CLEMENCE, G. M. **Methods of celestial mechanics**. [S.l.]: New York: Academic Press, 1961, 1961. 13

CÁCERES, C.; IVANOV, V. D.; MINNITI, D.; BURROWS, A.; SELMAN, F.; MELO, C.; NAEF, D.; MASON, E.; PIETRZYNSKI, G. A ground-based K_S-band detection of the thermal emission from the transiting exoplanet WASP-4b. **A&A**, v. 530, p. A5, jun. 2011. 57

CHAMBERS, J. E. A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. **MNRAS**, v. 304, p. 793–799, abr. 1999. 63

CHAMBERS, J. E.; WETHERILL, G. W. Making the terrestrial planets: N-body integrations of planetary embryos in three dimensions. **ICARUS**, v. 136, p. 304–327, dez. 1998. 1

CHANDLER, S. C. On the period of Algol. **AJ**, v. 7, p. 165–168, fev. 1888. 2

CHARBONNEAU, P. Genetic algorithms in Astronomy and Astrophysics. **ApJS**, v. 101, p. 309–+, dez. 1995. 36

CLARET, A.; DIAZ-CORDOVES, J.; GIMENEZ, A. Linear and non-linear limb-darkening coefficients for the photometric bands R I J H K. **A&AS**, v. 114, p. 247, dez. 1995. 49, 60

COUGHLIN, J. L.; STRINGFELLOW, G. S.; BECKER, A. C.; LÓPEZ-MORALES, M.; MEZZALIRA, F.; KRAJCI, T. New observations and a possible detection of parameter variations in the transits of Gliese 436b. **ApJL**, v. 689, p. L149–L152, dez. 2008. 1

CSIZMADIA, S.; RENNER, S.; BARGE, P.; AGOL, E.; AL. et. Transit timing analysis of CoRoT-1b. **A&A**, v. 510, p. A94+, fev. 2010. 1

DIAZ-CORDOVES, J.; CLARET, A.; GIMENEZ, A. Linear and non-linear limb-darkening coefficients for LTE model atmospheres. **A&AS**, v. 110, p. 329, abr. 1995. 49, 60

DONNISON, J. R.; WILLIAMS, I. P. The hierarchical stability of satellite systems. **MNRAS**, v. 215, p. 567–573, ago. 1985. 27

DORMAN, B.; ROOD, R. T.; O’CONNELL, R. W. Ultraviolet radiation from evolved stellar populations. I. Models. **ApJ**, v. 419, p. 596, dez. 1993. 56

EGGLETON, P.; KISELEVA, L. An empirical condition for stability of hierarchical triple systems. **ApJ**, v. 455, p. 640–+, dez. 1995. 30

ELLIS, K. M.; MURRAY, C. D. The disturbing function in Solar System dynamics. **ICARUS**, v. 147, p. 129–144, set. 2000. 16

EVERHART, E. An efficient integrator that uses Gauss-Radau spacings. In: INTERNATIONAL ASTRONOMICAL UNION COLLOQUIUM. Rome, Italy, 1985. 42

FORD, E. B.; FABRYCKY, D. C.; STEFFEN, J. H.; CARTER, J. A.; FRESSIN, F.; HOLMAN, M. J.; LISSAUER, J. J.; MOORHEAD, A. V.; MOREHEAD, R. C.; RAGOZZINE, D.; ROWE, J. F.; WELSH, W. F.; ALLEN, C.; BATALHA, N. M.; BORUCKI, W. J.; BRYSON, S. T.; BUCHHAVE, L. A.; BURKE, C. J.; CALDWELL, D. A.; CHARBONNEAU, D.; CLARKE, B. D.; COCHRAN, W. D.;

DÉSERT, J.-M.; ENDL, M.; EVERETT, M. E.; FISCHER, D. A.; GAUTIER III, T. N.; GILLILAND, R. L.; JENKINS, J. M.; HAAS, M. R.; HORCH, E.; HOWELL, S. B.; IBRAHIM, K. A.; ISAACSON, H.; KOCH, D. G.; LATHAM, D. W.; LI, J.; LUCAS, P.; MACQUEEN, P. J.; MARCY, G. W.; MCCAULIFF, S.; MULLALLY, F. R.; QUINN, S. N.; QUINTANA, E.; SHPORER, A.; STILL, M.; TENENBAUM, P.; THOMPSON, S. E.; TORRES, G.; TWICKEN, J. D.; WOHLER, B.; TEAM the K. S. Transit timing observations from Kepler. II. Confirmation of two multiplanet systems via a non-parametric correlation analysis. **ApJ**, v. 750, p. 113, maio 2012. 2

FRESSIN, F.; TORRES, G.; ROWE, J. F.; CHARBONNEAU, D.; ROGERS, L. A.; BALLARD, S.; BATALHA, N. M.; BORUCKI, W. J.; BRYSON, S. T.; BUCHHAVE, L. A.; CIARDI, D. R.; DÉSSERT, J.-M.; DRESSING, C. D.; FABRYCKY, D. C.; FORD, E. B.; GAUTIER III, T. N.; HENZE, C. E.; HOLMAN, M. J.; HOWARD, A.; HOWELL, S. B.; JENKINS, J. M.; KOCH, D. G.; LATHAM, D. W.; LISSAUER, J. J.; MARCY, G. W.; QUINN, S. N.; RAGOZZINE, D.; SASSELOV, D. D.; SEAGER, S.; BARCLAY, T.; MULLALLY, F.; SEADER, S. E.; STILL, M.; TWICKEN, J. D.; THOMPSON, S. E.; UDDIN, K. Two Earth-sized planets orbiting Kepler-20. **Nature**, v. 482, p. 195–198, fev. 2012. 1

GILLON, M.; SMALLEY, B.; HEBB, L.; ANDERSON, D. R.; TRIAUD, A. H. M. J.; HELLIER, C.; MAXTED, P. F. L.; QUELOZ, D.; WILSON, D. M. Improved parameters for the transiting hot Jupiters WASP-4b and WASP-5b. **A&A**, v. 496, p. 259–267, mar. 2009. 57, 61

GIMENEZ, A.; GARCIA-PELAYO, J. M. A new method for the analysis of apsidal motions in eclipsing binaries. **Ap&SS**, v. 92, p. 203–222, maio 1983. 22, 24

GLADMAN, B. Dynamics of systems of two close planets. **International Journal of Solar System Studies**, v. 106, p. 247–+, nov. 1993. 27, 28

GOLUBEV, V. G. Regions where motion is impossible in the three-body problem. **Soviet Physics Doklady**, v. 12, p. 529–+, dez. 1967. 25

GRAZIANI, F.; BLACK, D. C. Orbital stability constraints on the nature of planetary systems. **ApJ**, v. 251, p. 337–341, dez. 1981. 29

- HAN, Z.; PODSIADLOWSKI, P.; MAXTED, P. F. L.; MARSH, T. R.; IVANOVA, N. The origin of subdwarf B stars - I. The formation channels. **MNRAS**, v. 336, p. 449–466, out. 2002. 55
- HARRINGTON, R. S. Stability criteria for triple stars. **Celestial Mechanics**, v. 6, p. 322–327, nov. 1972. 29
- HILL, G. W. Mr. Hill's paper on the motion of the Moon's perigee. **MNRAS**, v. 38, p. 192–+, fev. 1878. 25
- HOLMAN, M. J.; FABRYCKY, D. C.; RAGOZZINE, D.; AL. et. Kepler-9: a System of multiple planets transiting a Sun-like star, confirmed by timing variations. **Science**, v. 330, p. 51–, out. 2010. 2
- HOLMAN, M. J.; WIEGERT, P. A. Long-term stability of planets in binary systems. **AJ**, v. 117, p. 621–628, jan. 1999. 29
- HORI, G. Theory of general perturbation with unspecified canonical variable. **PASP**, v. 18, p. 287, 1966. 14
- HULSE, R. A.; TAYLOR, J. H. Discovery of a pulsar in a binary system. **APJL**, v. 195, p. L51–L53, jan. 1975. 21
- KAULA, W. M. Development of the lunar and solar disturbing functions for a close satellite. **AJ**, v. 67, p. 300, jun. 1962. 16
- KAWKA, A.; VENNES, S.; KOCH, R.; WILLIAMS, A. Optical observations and orbital parameters of the close DA plus dMe binaries BPM 71214, EUVE J0720-31.7, BPM 6502, and EC 13471-1258. **AJ**, v. 124, p. 2853–2867, nov. 2002. 38
- KILKENNY, D.; KOEN, C. Detection of an increasing orbital period in the subdwarf B eclipsing system NSVS 14256825. **MNRAS**, v. 421, p. 3238–3241, abr. 2012. 47, 51
- KILKENNY, D.; O'DONOGHUE, D.; KOEN, C.; STOBIE, R. S.; CHEN, A. The Edinburgh-Cape blue object survey - II. Zone 1 - the north galactic CAP. **MNRAS**, v. 287, p. 867–893, jun. 1997. 33
- KIPPING, D. M. Transit timing effects due to an exomoon. **MNRAS**, v. 392, p. 181–189, jan. 2009. 17

KISELEVA, L. G.; EGGLETON, P. P.; ORLOV, V. V. Instability of close triple systems with coplanar initial doubly circular motion. **MNRAS**, v. 270, p. 936–+, out. 1994. 30

KLEY, W. Mass flow and accretion through gaps in accretion discs. **MNRAS**, v. 303, p. 696–710, mar. 1999. 56

KOOL, M. de. Common envelope evolution and double cores of planetary nebulae. **ApJ**, v. 358, p. 189–195, jul. 1990. 46

LEE, J. W.; KIM, S.-L.; KIM, C.-H.; KOCH, R. H.; LEE, C.-U.; KIM, H.-I.; PARK, J.-H. The sdB+M eclipsing system HW Virginis and its circumbinary planets. **AJ**, v. 137, p. 3181–3190, fev. 2009. 2, 68

MARCHAL, C.; SAARI, D. G. Hill regions for the general three-body problem. **Celestial Mechanics**, v. 12, p. 115–129, set. 1975. 25

MARKELLOS, V. V.; ROY, A. E. Hill stability of satellite orbits. **Celestial Mechanics**, v. 23, p. 269–275, mar. 1981. 27

MARTYNOV, D. Y. Close binaries and their significance to the theory of evolution. **Uspekhi Fizicheskikh Nauk**, v. 108, p. 701–732, 1972. 25

MAYOR, M.; QUELOZ, D. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. **Nature**, v. 378, p. 355–359, nov. 1995. 1

_____. From 51 Peg to Earth-type planets. **NewAR**, v. 56, p. 19–24, jan. 2012. 1

MILLER-RICCI, E.; ROWE, J. F.; SASSELOV, D.; MATTHEWS, J. M.; GUENTHER, D. B.; KUSCHNIG, R.; MOFFAT, A. F. J.; RUCINSKI, S. M.; WALKER, G. A. H.; WEISS, W. W. MOST space-based photometry of the transiting exoplanet system HD 209458: transit timing to search for additional planets. **ApJ**, v. 682, p. 586–592, jul. 2008. 1

MILLER-RICCI, E.; ROWE, J. F.; SASSELOV, D.; MATTHEWS, J. M.; KUSCHNIG, R.; CROLL, B.; GUENTHER, D. B.; MOFFAT, A. F. J.; RUCINSKI, S. M.; WALKER, G. A. H.; WEISS, W. W. MOST space-based photometry of the transiting exoplanet system HD 189733: precise timing measurements for transits across an active star. **ApJ**, v. 682, p. 593–601, jul. 2008.

1

- MORBIDELLI, A. **Modern celestial mechanics**: aspects of solar system dynamics. [S.l.]: London, 2002. 14
- NESVORNÝ, D. Transit timing variations for eccentric and inclined exoplanets. **ApJ**, v. 701, p. 1116–1122, ago. 2009. 13
- NESVORNÝ, D.; BEAUGÉ, C. Fast inversion method for determination of planetary parameters from transit timing variations. **ApJL**, v. 709, p. L44–L48, jan. 2010. 64
- NESVORNÝ, D.; MORBIDELLI, A. Mass and orbit determination from transit timing variations of exoplanets. **ApJ**, v. 688, p. 636–646, nov. 2008. 13, 64
- NIKOLOV, N.; HENNING, T.; KOPPENHOEFER, J.; LENDL, M.; MACIEJEWSKI, G.; GREINER, J. WASP-4b transit observations with GROND. **A&A**, v. 539, p. A159, mar. 2012. 57, 60, 61, 63
- O'DONOGHUE, D.; KOEN, C.; KILKENNY, D.; STOBIE, R. S.; KOESTER, D.; BESSELL, M. S.; HAMBLY, N.; MACGILLIVRAY, H. The DA+dMe eclipsing binary EC13471-1258: its cup runneth over ... just. **MNRAS**, v. 345, p. 506–528, out. 2003. 33, 36, 37, 38, 41, 42, 67
- PACZYŃSKI, B. Gravitational waves and the evolution of close binaries. **ACTA ASTRONOMICA**, v. 17, p. 287, 1967. 20
- PARSONS, S. G.; MARSH, T. R.; COPPERWHEAT, C. M.; DHILLON, V. S.; LITTLEFAIR, S. P.; HICKMAN, R. D. G.; MAXTED, P. F. L.; GÄNSICKE, B. T.; UNDA-SANZANA, E.; COLQUE, J. P.; BARRAZA, N.; SÁNCHEZ, N.; MONARD, L. A. G. Orbital period variations in eclipsing post-common-envelope binaries. **MNRAS**, v. 407, p. 2362–2382, out. 2010. 34, 38, 39
- PARSONS, S. G.; MARSH, T. R.; GÄNSICKE, B. T.; TAPPERT, C. A stellar prominence in the white dwarf/red dwarf binary QS Vir: evidence for a detached system. **MNRAS**, v. 412, p. 2563–2570, abr. 2011. 33, 46
- PERETS, H. B. Second generation planets. **ArXiv e-prints**, jan. 2010. 46, 55
- PODDANY, S. Transiting exoplanet light curve solution by Phoebe code. **Open European Journal on Variable Stars**, v. 95, p. 81, 2008. 59

POTTER, S. B.; ROMERO-COLMENERO, E.; RAMSAY, G.; CRAWFORD, S.; GULBIS, A.; BARWAY, S.; ZIETSMAN, E.; KOTZE, M.; BUCKLEY, D. A. H.; O'DONOGHUE, D.; SIEGMUND, O. H. W.; MCPHATE, J.; WELSH, B. Y.; VALLERGA, J. Possible detection of two giant extrasolar planets orbiting the eclipsing polar UZ Fornacis. **MNRAS**, v. 416, p. 2202–2211, set. 2011. [68](#)

QIAN, S.-B.; LIAO, W.-P.; ZHU, L.-Y.; DAI, Z.-B.; LIU, L.; HE, J.-J.; ZHAO, E.-G.; LI, L.-J. A giant planet in orbit around a magnetic-braking hibernating cataclysmic variable. **MNRAS**, v. 401, p. L34–L38, jan. 2010. [34](#), [38](#), [39](#), [41](#)

QIAN, S.-B.; LIU, L.; LIAO, W.-P.; LI, L.-J.; ZHU, L.-Y.; DAI, Z.-B.; HE, J.-J.; ZHAO, E.-G.; ZHANG, J.; LI, K. Detection of a planetary system orbiting the eclipsing polar HU Aqr. **MNRAS**, v. 414, p. L16–L20, jun. 2011. [2](#), [68](#)

QIAN, S.-B.; LIU, L.; ZHU, L.-Y.; DAI, Z.-B.; LAJÚS, E. F.; BAUME, G. L. A circumbinary planet in orbit around the short-period white dwarf eclipsing binary RR Cae. **MNRAS**, v. 422, p. L24, maio 2012. [68](#)

QIAN, S.-B.; ZHU, L.-Y.; DAI, Z.-B.; FERNÁNDEZ-LAJÚS, E.; XIANG, F.-Y.; HE, J.-J. Circumbinary planets orbiting the rapidly pulsating subdwarf B-type binary NY Vir. **ApJL**, v. 745, p. L23, fev. 2012. [2](#), [68](#)

RIBEIRO, T.; KAFKA, S.; BAPTISTA, R.; TAPPERT, C. Activity on the M star of QS Vir. **AJ**, v. 139, p. 1106–1116, mar. 2010. [33](#)

ROY, A. E.; WALKER, I. W.; CARUSI, A.; VALSECCHI, G. B. The use of the energy and angular momentum integrals to obtain a stability criterion in the general hierarchical three-body problem. **A&A**, v. 141, p. 25–29, dez. 1984. [26](#)

SAARI, D. G. Restriction on the motion of the three-body problem. **SIAM J. Appl. Math.**, Vol. **26**, p. 806 - 815, v. 26, p. 806–815, 1974. [25](#)

SANCHIS-OJEDA, R.; WINN, J. N.; HOLMAN, M. J.; CARTER, J. A.; OSIP, D. J.; FUENTES, C. I. Starspots and spin-orbit alignment in the WASP-4 exoplanetary system. **ApJ**, v. 733, p. 127, jun. 2011. [57](#), [61](#)

SOUTHWORTH, J.; HINSE, T. C.; BURGDORF, M. J.; DOMINIK, M.; HORNSTRUP, A.; JØRGENSEN, U. G.; LIEBIG, C.; RICCI, D.; THÖNE, C. C.; ANGUITA, T.; BOZZA, V.; NOVATI, S. C.; HARPSØE, K.; MANCINI, L.; MASI, G.; MATHIASSEN, M.; RAHVAR, S.; SCARPETTA, G.; SNODGRASS, C.;

SURDEJ, J.; ZUB, M. High-precision photometry by telescope defocussing - II. The transiting planetary system WASP-4. **MNRAS**, v. 399, p. 287–294, out. 2009. [57](#), [61](#)

STEFFEN, J. H.; AGOL, E. An analysis of the transit times of TrES-1b. **MNRAS**, v. 364, p. L96–L100, nov. 2005. [1](#)

STEFFEN, J. H.; FABRYCKY, D. C.; AGOL, E.; FORD, E. B.; MOREHEAD, R. C.; COCHRAN, W. D.; LISSAUER, J. J.; ADAMS, E. R.; BORUCKI, W. J.; BRYSON, S.; CALDWELL, D. A.; DUPREE, A.; JENKINS, J. M.; ROBERTSON, P.; ROWE, J. F.; SEADER, S.; THOMPSON, S.; TWICKEN, J. D. Transit timing observations from Kepler - VII. Confirmation of 27 planets in 13 multiplanet systems via transit timing variations and orbital stability. **MNRAS**, v. 428, p. 1077–1087, jan. 2013. [2](#)

SZEBEHELY, V. Stability of artificial and natural satellites. **Celestial Mechanics**, v. 18, p. 383–389, nov. 1978. [26](#), [27](#)

SZEBEHELY, V.; ZARE, K. Stability of classical triplets and of their hierarchy. **A&A**, v. 58, p. 145–152, jun. 1977. [25](#)

TAAM, R. E.; RICKER, P. M. Common envelope evolution. **New Astronomy**, v. 54, p. 65–71, mar. 2010. [46](#), [55](#)

TAAM, R. E.; SANDQUIST, E. L. Common envelope evolution of massive binary stars. **ARAA**, v. 38, p. 113–141, 2000. [46](#)

TAYLOR, J. H.; WEISBERG, J. M. A new test of general relativity - Gravitational radiation and the binary pulsar PSR 1913+16. **APJ**, v. 253, p. 908–920, fev. 1982. [21](#)

THOMMES, E. W.; DUNCAN, M. J.; LEVISON, H. F. The formation of Uranus and Neptune in the Jupiter-Saturn region of the Solar System. **Nature**, v. 402, p. 635–638, dez. 1999. [46](#)

TOUT, C. A.; HALL, D. S. Wind driven mass transfer in interacting binary systems. **MNRAS**, v. 253, p. 9–18, nov. 1991. [22](#)

TRIAUD, A. H. M. J.; CAMERON, A. C.; QUELOZ, D.; ANDERSON, D. R.; GILLON, M.; HEBB, L.; HELLIER, C.; LOEILLET, B.; MAXTED, P. F. L.;

- MAYOR, M.; PEPE, F.; POLLACCO, D.; SÉGRANSAN, D.; SMALLEY, B.; UDRY, S.; WEST, R. G.; WHEATLEY, P. J. Spin-orbit angle measurements for six southern transiting planets. New insights into the dynamical origins of hot Jupiters. **A&A**, v. 524, p. A25, dez. 2010. 57, 63
- TUTUKOV, A. V.; FEDOROVA, A. V. Formation of planets during the evolution of single and binary stars. **Astronomy Reports**, v. 56, p. 305–314, abr. 2012. 46
- VERAS, D.; ARMITAGE, P. J. The dynamics of two massive planets on inclined orbits. **International Journal of Solar System Studies**, v. 172, p. 349–371, dez. 2004. 28
- VILLAVER, E.; LIVIO, M. Can planets survive stellar evolution? **ApJ**, v. 661, p. 1192–1201, jun. 2007. 55
- WALKER, I. W.; EMSLIE, A. G.; ROY, A. E. Stability criteria in many-body systems. I - an empirical stability criterion for co-rotational three-body systems. **Celestial Mechanics**, v. 22, p. 371–402, nov. 1980. 26
- WILS, P.; SCALA, G. di; OTERO, S. A. NSVS 14256825: A new HW Vir type system. **Information Bulletin on Variable Stars**, v. 5800, p. 1, out. 2007. 50
- WILSON, D. M.; GILLON, M.; HELLIER, C.; MAXTED, P. F. L.; PEPE, F.; QUELOZ, D.; ANDERSON, D. R.; CAMERON, A. C.; SMALLEY, B.; LISTER, T. A.; BENTLEY, S. J.; BLECHA, A.; CHRISTIAN, D. J.; ENOCH, B.; HASWELL, C. A.; HEBB, L.; HORNE, K.; IRWIN, J.; JOSHI, Y. C.; KANE, S. R.; MARMIER, M.; MAYOR, M.; PARLEY, N.; POLLACCO, D.; PONT, F.; RYANS, R.; SEGRANSAN, D.; SKILLEN, I.; STREET, R. A.; UDRY, S.; WEST, R. G.; WHEATLEY, P. J. WASP-4b: A 12th magnitude transiting hot Jupiter in the southern hemisphere. **ApJL**, v. 675, p. L113–L116, mar. 2008. 57
- WILSON, R. E.; DEVINNEY, E. J. Realization of accurate close-binary light curves: application to MR Cygni. **ApJ**, v. 166, p. 605–+, jun. 1971. 34
- WINN, J. N.; HOLMAN, M. J.; CARTER, J. A.; TORRES, G.; OSIP, D. J.; BEATTY, T. The transit light curve project. XI. Submillimagnitude photometry of two transits of the bloated planet WASP-4b. **AJ**, v. 137, p. 3826–3833, abr. 2009. 57, 61
- WOLSZCZAN, A.; FRAIL, D. A. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. **Nature**, v. 355, p. 145–147, jan. 1992. 1

WOLTJER JR., J. On a special case of orbit determination in the theory of eclipsing variables. **BAN**, v. 1, p. 93–+, jun. 1922. [2](#)

WOŹNIAK, P. R.; WILLIAMS, S. J.; VESTRAND, W. T.; GUPTA, V. Identifying red variables in the northern sky variability survey. **AJ**, v. 128, p. 2965–2976, dez. 2004. [47](#)

ANEXO A - ARTIGO SOBRE O SISTEMA BINÁRIO NSVS 14256825

A photometric and spectroscopic study of NSVS 14256825: the second sdOB+dM eclipsing binary[★]

L. A. Almeida,[†] F. Jablonski, J. Tello and C. V. Rodrigues

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais/MCTI, Av. dos Astronautas 1758, São José dos Campos, SP 12227-010, Brazil

Accepted 2012 March 8. Received 2012 March 8; in original form 2012 January 13

ABSTRACT

We present an analysis of $UBVR_CI_CJH$ photometry and phase-resolved optical spectroscopy of NSVS 14256825, an HW Vir type binary. The members of this class consist of a hot subdwarf and a main-sequence low-mass star in a close orbit ($P_{\text{orb}} \sim 0.1$ d). Using the primary-eclipse timings, we refine the ephemeris for the system, which has an orbital period of 0.11037 d. From the spectroscopic data analysis, we derive the effective temperature, $T_1 = 40\,000 \pm 500$ K, the surface gravity, $\log g_1 = 5.50 \pm 0.05$, and the helium abundance, $n(\text{He})/n(\text{H}) = 0.003 \pm 0.001$, for the hot component. Simultaneously modelling the photometric and spectroscopic data using the Wilson–Devinney code, we obtain the geometrical and physical parameters of NSVS 14256825. Using the fitted orbital inclination and mass ratio ($i = 82.5 \pm 0.3$ and $q = M_2/M_1 = 0.260 \pm 0.012$, respectively), the components of the system have $M_1 = 0.419 \pm 0.070 M_{\odot}$, $R_1 = 0.188 \pm 0.010 R_{\odot}$, $M_2 = 0.109 \pm 0.023 M_{\odot}$ and $R_2 = 0.162 \pm 0.008 R_{\odot}$. From its spectral characteristics, the hot star is classified as a subdwarf OB (sdOB) star.

Key words: binaries: eclipsing – stars: fundamental parameters – stars: individual: NSVS 14256825 – stars: low-mass – subdwarfs.

1 INTRODUCTION

HW Virginis (HW Vir) systems consist of a subdwarf B or OB (sdB or sdOB; hereafter referred to as sdB) plus a main-sequence star, which form an eclipsing pair in a compact orbit, $P_{\text{orb}} \sim 0.1$ d (Heber 2009). These systems are believed to evolve through a common-envelope (CE) phase when the primary (sdB) is a red giant. During this stage, the secondary star (dM) spirals in towards the primary one and the potential gravitational energy released is absorbed by the envelope, which is subsequently ejected (Taam & Ricker 2010). The final separation between the dM and the sdB stars depends on the initial mass ratio of the binary and the initial separation.

sdB stars consist of a helium-burning core covered by a thin hydrogen-dominated envelope. The atmosphere abundance is normally $n(\text{He})/n(\text{H}) \sim 0.01$, the effective temperatures are in the range of 22 000–37 000 K, and the logarithmic surface gravities are normally between 5.2 and 5.7. They populate a narrow strip on the extreme horizontal branch (EHB) in the Hertzsprung–Russell diagram. The single-star stellar evolution predicts a narrow mass range: $0.46 - 0.50 M_{\odot}$ (Dorman et al. 1993). On the other hand, models based on binary evolution predict a broader range of masses, from 0.3 to $0.8 M_{\odot}$ (Han et al. 2003). Hence an important step in understanding the origin of sdB stars is the determination of their mass

distribution. A recent review of sdB stars is presented by Heber (2009).

There are currently 10 members of the HW Vir class, whose main features are summarized in Table 1. Among them, NSVS 14256825 (2MASS J2020+0437; hereafter referred to as NSVS 1425) is one of the least studied. It was discovered in the public data from the Northern Sky Variability Survey (Wozniak et al. 2004). The sole information on this system comes from the photometric data by Wils, di Scala & Otero (2007). These authors obtained B , V and I_C photometric light curves. The main parameters obtained by Wils et al. (2007) are listed in Table 1.

In this paper, we report on multiband photometry and phase-resolved optical spectroscopy of NSVS 1425. We present an improved solution for its geometrical and physical parameters and discuss these results in the context of HW Vir systems and their evolution.

2 OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

2.1 Optical and near-infrared photometry

The observations were carried out using the Observatório do Pico dos Dias/Laboratório Nacional de Astrofísica (OPD/LNA) facilities in Brazil. Photometric data in the U , B , V , R_C , I_C , J and H bands were obtained from 2010 July to November. Optical observations were performed using a CCD camera attached to the 0.6-m IAG telescope. Near-infrared (NIR) photometry data were collected by

[★]Based on observations carried out at the Observatório do Pico dos Dias/Laboratório Nacional de Astrofísica (OPD/LNA) in Brazil.

[†]E-mail: leonardo@das.inpe.br

Table 1. The currently known sdB+dM eclipsing binaries.

Name	T_1 (K)	M_1 (M_\odot)	M_2 (R_\odot)	R_1 (R_\odot)	R_2 (R_\odot)	$\log g_1$	Period (d)	Refs.	Notes
AA Dor	42 000	0.33/0.47 0.25	0.064/0.079 0.054	0.179/0.20 0.165	0.097/0.108 0.089	5.46	0.261	1,2,3 4	15,16 16
NSVS 14256825	40 000 –	0.419 0.46	0.109 0.21	0.190 –	0.151 –	5.50 –	0.110 37 0.110 40	This work 5	15,16 15
PG 1336–018	31 300 32 740	0.389 0.459	0.110 –	0.150 –	0.160 –	5.60 –	0.101 02 –	6 7	15,16 17
2M 1533+3759	30 400	0.377	0.113	0.166	0.152	5.58	0.161 77	8	15,16
2M 1938+4603	29 564	0.48	0.12	–	–	5.425	0.125 76	9	15,16
HS 0705+6700	28 800	0.48	0.13	0.230	0.186	5.40	0.095 65	10	15,16
PG 1241–084	28 488	0.48	0.14	0.176	0.180	5.63	0.116 76	11	15
HS 2231+2441	28 370	0.47/0.499	0.075/0.072	0.250	0.127	5.39	0.110 59	12	15,16
SDSS J0820+0008	26 700	0.25/0.47	0.068/0.045	–	–	5.48	0.096	13	15,16
BUL SC16 335	–	–	–	–	–	–	0.125 05	14	15

(1) Heber (2009); (2) Klepp & Rauch (2011); (3) Hilditch et al. (2003); (4) Rucinski (2009); (5) Wils et al. (2007); (6) Vučković et al. (2009); (7) Charpinet et al. (2008); (8) For et al. (2010); (9) Østensen et al. (2010); (10) Drechsel et al. (2001); (11) Wood & Saffer (1999); (12) Østensen et al. (2007); (13) Geier et al. (2011); (14) Polubek et al. (2007); (15) Light Curves; (16) Spectroscopy; (17) Asteroseismology.

Table 2. Log of the photometric observations.

ut date	N	t_{exp} (s)	Telescope (m)	Filter
2010 July 30	300	20	0.6	R_C
2010 July 30	185	30	1.6	J
2010 July 31	250	30	0.6	B
2010 July 31	450	20	0.6	R_C
2010 July 31	177	30	1.6	J
2010 July 31	235	30	1.6	H
2010 August 1	235	40	0.6	U
2010 August 1	75	40	0.6	B
2010 August 1	100	30	1.6	Y
2010 August 1	215	30	1.6	J
2010 August 2	230	40	0.6	U
2010 August 2	400	20	0.6	I_C
2010 August 6	120	30	0.6	V
2010 August 7	220	30	0.6	V
2010 August 8	220	30	0.6	I_C
2010 August 9	160	25	0.6	R_C
2010 August 10	80	25	0.6	R_C
2010 August 18	800	10	0.6	R_C
2010 August 18	530	15	0.6	I_C
2010 August 19	225	40	0.6	U
2010 August 20	420	20	0.6	B
2010 September 1	160	30	0.6	V
2010 September 3	250	30	1.6	J
2010 September 4	142	50	1.6	J
2010 November 3	352	20	0.6	I_C

means of the CamIV imager attached to the 1.6-m Perkin–Elmer telescope.

The procedure to remove undesired effects from the CCD data included obtaining ~ 100 bias frames and ~ 30 dome flat-field images for each night of observations. The NIR flat-field images were produced using separate sequences of 30 ‘on’ and 30 ‘off’ exposures. The resulting of the ‘on’ image minus ‘off’ image was used as the master flat-field image. Table 2 summarizes the characteristics of the data collected for NSVS 1425. In this table, N is the number of individual images obtained with the integration time t_{exp} .

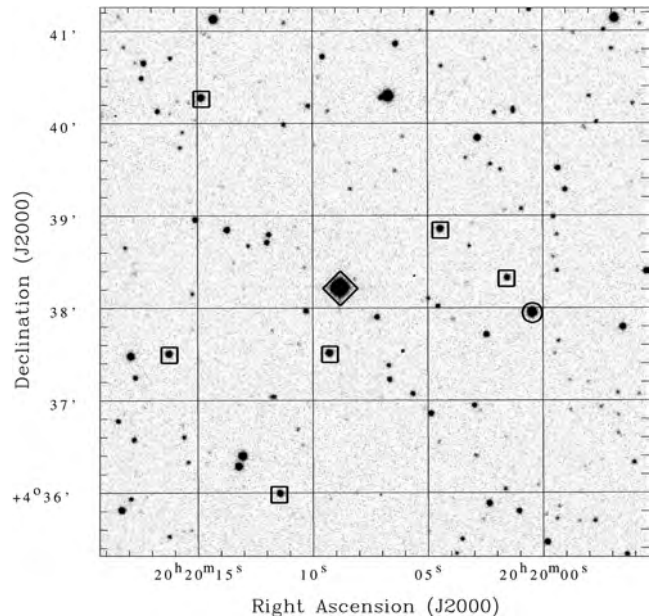


Figure 1. Finding chart for NSVS 14256825 in the R_C band obtained using the OPD/LNA 0.6-m telescope. The circle shows NSVS 1425, the diamond is the adopted reference star and the squares outline additional comparison stars.

The preparation of the CCD data was performed using standard IRAF¹ tasks (Tody 1993) and consisted of subtracting a master median bias image from each programme image, and then dividing the result by a normalized flat-field frame. In the J and H bands, additional steps of linearization and sky subtraction from dithered images were used in the preparation of the data. For both optical and infrared data, differential photometry was used to obtain the relative fluxes between the target and a set of constant flux stars in the field of view. As the NSVS 1425 field is not crowded, the extraction of the fluxes was carried out using aperture photometry. Fig. 1 shows a finding chart for NSVS 1425 with a reference star

¹ <http://www.iraf.noao.edu>

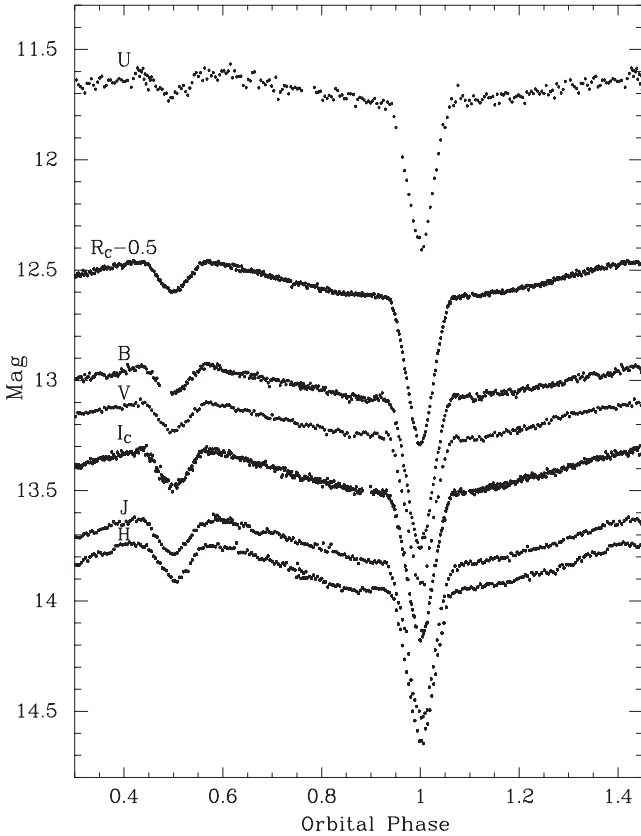


Figure 2. Calibrated NSVS 1425 light curves in the *U*, *B*, *V*, *R_C*, *I_C*, *J* and *H* bands folded on the 0.1104-d orbital period. The *R_C*-band curve was displaced upwards by 0.5 mag to improve visualization.

and a number of additional comparison stars adopted for differential photometry. Photometric standard stars were observed each night in order to calibrate the optical data. The NIR calibration is directly provided by the Two Micron All Sky Survey (2MASS) catalogue magnitudes for the reference and comparison stars. Fig. 2 shows a sample of calibrated light curves folded on the NSVS 1425 orbital period.

As can be seen from Fig. 2, the light curves of NSVS 1425 show a prominent reflection effect, which increases towards longer wavelengths. The depth of the primary eclipse is ~ 0.7 mag and does not change significantly with wavelength, while the depth of the secondary eclipse increases towards longer wavelengths, from ~ 0.1 mag in the *U* band to ~ 0.18 mag in the *H* band. Table 3 shows the apparent magnitudes for NSVS 1425 at primary and secondary minima.

Table 3. Apparent magnitudes of NSVS 1425 at primary and secondary minima.

UT date	Band	Primary minimum	Secondary minimum
2010 August 2	<i>U</i>	12.41 ± 0.20	11.73 ± 0.20
2010 August 20	<i>B</i>	13.76 ± 0.15	13.06 ± 0.15
2010 August 7	<i>V</i>	13.93 ± 0.13	13.23 ± 0.13
2010 July 31	<i>R_C</i>	13.79 ± 0.12	13.10 ± 0.12
2010 August 18	<i>I_C</i>	14.18 ± 0.16	13.47 ± 0.16
2010 August 1	<i>J</i>	14.50 ± 0.24	13.80 ± 0.24
2010 July 31	<i>H</i>	14.60 ± 0.25	13.91 ± 0.25

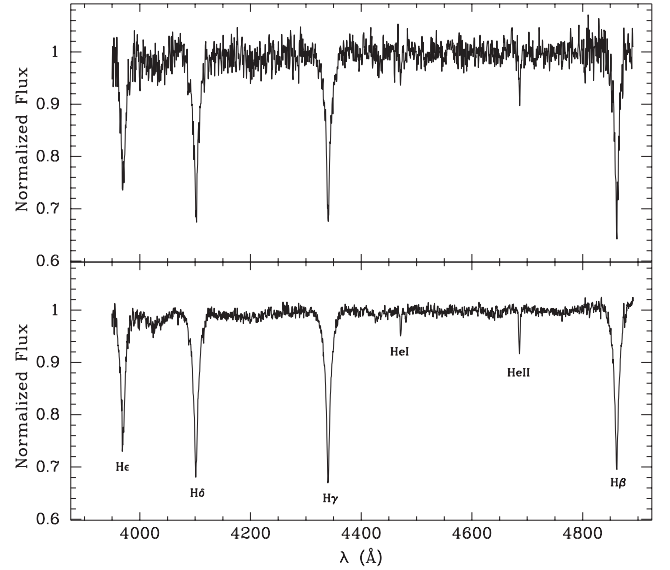


Figure 3. Upper panel: a normalized individual spectrum of NSVS 1425 with 900 s integration time. Lower panel: the average of 36 spectra after correcting for orbital motion.

2.2 Optical spectroscopy

The spectroscopic observations were performed using the Cassegrain spectrograph attached to the 1.6-m telescope at OPD/LNA. 36 spectra were obtained using the 1200 lines mm^{-1} grating and integration times of 10 or 15 min. The spectral coverage of this configuration is 3950–4900 Å, using 1.8 Å resolution [from the full width at half-maximum (FWHM) of the wavelength calibration lines]. 100 bias frames and 30 flat-field frames were obtained each night to remove systematic signatures from the CCD detector. Observations of a He–Ar comparison lamp were made every two exposures on the target to provide wavelength calibration. The spectrophotometric standard stars HR 1544, HR 7596 and HR 9087 (Hamuy et al. 1992) were observed for flux calibration.

The reduction of the spectra was carried out following the steps of bias subtraction, flat-field structure removal, optimal extraction, wavelength calibration and flux calibration using the standard routines in IRAF. The upper panel in Fig. 3 shows a typical normalized individual spectrum. The lower panel shows the average of all spectra after Doppler shifting using the radial-velocity orbital solution (see Section 3.2).

3 ANALYSIS AND RESULTS

3.1 Ephemeris

To determine an ephemeris for the times of the primary minimum in NSVS 1425, we combined our timings and those from Wils et al. (2007), after converting them to barycentric dynamical time (TDB). Our eclipse timings were obtained by modelling the primary eclipse using the Wilson–Devinney (WD) code (Wilson & Devinney 1971) together with a Markov chain Monte Carlo (MCMC) procedure (Gilks, Richardson & Spiegelhalter 1996) to obtain the uncertainties. The geometrical and physical parameters of the system are calculated as described in Section 3.4. These parameters were used as fixed inputs for the WD code and only the times of individual primary eclipses are left as free parameters. The median values and the 1σ uncertainties obtained from the marginal distribution of the

fitted instants of minimum were adopted as the best values for location and error of each timing. Using the expression $T_{\min} = T_0 + EP$, where T_{\min} are the predicted times of primary minimum, T_0 is a fiducial epoch, E is the cycle count from T_0 and P is the binary orbital period, we obtained the following ephemeris:

$$T_{\min} = \text{TDB } 245\,4274.2087(1) + 0.110\,374\,230(2)E. \quad (1)$$

3.2 Radial-velocity solution

The radial velocities were obtained using the task FXCOR in IRAF. Initially, a combination of all 36 spectra was used as a template for the cross-correlation with the individual spectra. Regions around $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, $H\epsilon$ and $\text{He II } \lambda 4686$ were selected (see Fig. 3) to improve the signal-to-noise ratio of the correlation procedure. The resulting radial-velocity solution was used to Doppler shift all individual spectra to the orbital rest frame. A better quality template is then produced from these rest-frame spectra. The procedure was iterated a number of times until the radial-velocity solution converged. Table 4 lists individual radial velocities and Fig. 4 shows the radial-velocity curve folded on the orbital phase together with the best solution for a circular orbit. The modelling provides a

Table 4. Spectroscopic observations and radial velocities.

UT date	BJD (TDB) (245 0000+)	t_{exp} (s)	V (km s^{-1})	Orbital phase
2010 September 1	5441.482 56	900	2.29 ± 12.29	0.60
2010 September 1	5441.492 51	600	-8.05 ± 11.86	0.69
2010 September 1	5441.503 71	900	66.46 ± 10.50	0.79
2010 September 1	5441.517 99	900	12.46 ± 10.60	0.92
2010 September 1	5441.529 04	900	-40.38 ± 12.10	0.02
2010 September 1	5441.540 78	900	-67.43 ± 10.21	0.13
2010 September 1	5441.558 25	900	-83.52 ± 11.16	0.29
2010 September 1	5441.569 70	900	-64.55 ± 10.12	0.39
2010 September 1	5441.580 84	900	-21.99 ± 12.32	0.49
2010 September 1	5441.597 92	900	53.03 ± 12.84	0.65
2010 September 1	5441.609 20	900	60.29 ± 10.98	0.75
2010 September 1	5441.620 57	900	47.18 ± 9.33	0.85
2010 September 1	5441.638 57	900	-44.83 ± 10.33	0.02
2010 September 1	5441.652 59	900	-78.09 ± 12.25	0.14
2010 September 1	5441.663 64	900	-76.39 ± 12.18	0.24
2010 September 2	5442.424 78	900	-63.45 ± 10.09	0.14
2010 September 2	5442.435 81	900	-84.04 ± 10.91	0.24
2010 September 2	5442.453 06	900	-37.19 ± 9.84	0.40
2010 September 2	5442.464 13	900	-6.20 ± 8.10	0.50
2010 September 2	5442.481 16	900	44.56 ± 8.03	0.65
2010 September 2	5442.492 23	900	65.25 ± 9.62	0.75
2010 September 2	5442.513 04	900	32.99 ± 10.88	0.94
2010 September 2	5442.524 04	900	-32.57 ± 8.55	0.04
2010 September 2	5442.541 10	900	-82.53 ± 7.39	0.19
2010 September 2	5442.552 09	900	-77.39 ± 8.10	0.29
2010 September 2	5442.568 70	900	-30.80 ± 10.13	0.44
2010 September 2	5442.579 70	900	20.41 ± 10.04	0.54
2010 September 2	5442.600 86	900	57.22 ± 11.46	0.74
2010 September 2	5442.611 86	900	58.08 ± 9.66	0.83
2010 September 2	5442.628 93	900	-8.53 ± 10.40	0.98
2010 September 2	5442.639 92	900	-65.09 ± 9.83	0.09
2010 September 2	5442.656 64	900	-91.21 ± 10.98	0.24
2010 September 2	5442.667 63	900	-70.64 ± 11.55	0.34
2010 September 2	5442.684 42	900	-3.21 ± 6.66	0.49
2010 September 2	5442.695 42	900	23.22 ± 10.57	0.59
2010 September 2	5442.712 46	900	47.40 ± 9.12	0.74

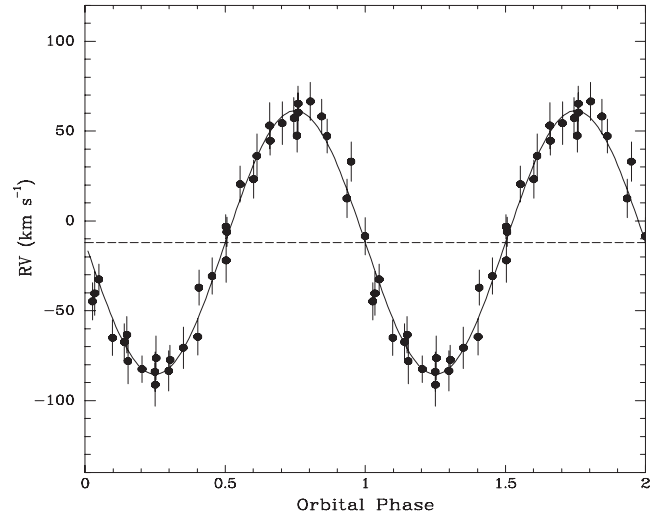


Figure 4. Radial velocity of the prominent lines in the spectra of NSVS 1425. The phases are calculated using the ephemeris presented in Section 3.1.

semi-amplitude $K_1 = 73.4 \pm 2.0 \text{ km s}^{-1}$ and a systemic velocity $\gamma = -12.1 \pm 1.5 \text{ km s}^{-1}$.

3.3 Atmospheric parameters

The atmospheric parameters of the sdB star can be determined using the Balmer and helium lines in the blue range of the spectrum. The spectra obtained in a 0.1 phase interval centred in the secondary eclipse, i.e. 0.45–0.55, were used to minimize the contribution of the reflection effect. Using χ^2 as the figure of merit, the combined spectrum was matched to a grid of synthetic spectra retrieved from the web page of TheoSSA.² The synthetic spectra were calculated by the Tübingen non-local thermodynamic equilibrium (NLTE) Model-Atmosphere Package³ (TMAP). Two different metallicities were used: Model A with zero metallicity and Model B with the metallicity adopted by Klepp & Rauch (2011). The grid is composed of 26 values of effective temperatures, $30\,000 \leq T \leq 43\,000 \text{ K}$ with 500 K steps; 16 surface gravities, $5.2 \leq \log g \leq 6.0$ with 0.05 dex steps; and 10 helium abundances, $0.001 \leq n(\text{He})/n(\text{H}) \leq 0.01$ with 0.001 dex steps. All synthetic spectra were convolved with the projected rotational velocity $v \sin i = 73.4 \text{ km s}^{-1}$ and with an instrumental profile of FWHM 1.8 Å.

The synthetic Balmer ($H\beta$ to $H\epsilon$) and helium ($\text{He I } \lambda 4471$ and $\text{He II } \lambda 4686$) lines were used in the fitting procedure to determine the effective temperature, surface gravity and He abundance. The best fit yields $T = 38\,000 \pm 500 \text{ K}$, $\log g = 5.2 \pm 0.05$ and $n(\text{He})/n(\text{H}) = 0.003 \pm 0.001$ for Model A, and $T = 40\,000 \pm 500 \text{ K}$, $\log g = 5.50 \pm 0.05$ and $n(\text{He})/n(\text{H}) = 0.003 \pm 0.001$ for Model B. Fig. 5 shows the observed spectra together with the best synthetic spectra for both models. The χ^2 of Model B is ~ 5 per cent better than that of Model A.

² <http://dc.g-vo.org/theossa>

³ <http://astro.uni-tuebingen.de/rauch/TMAP/TMAP.html>

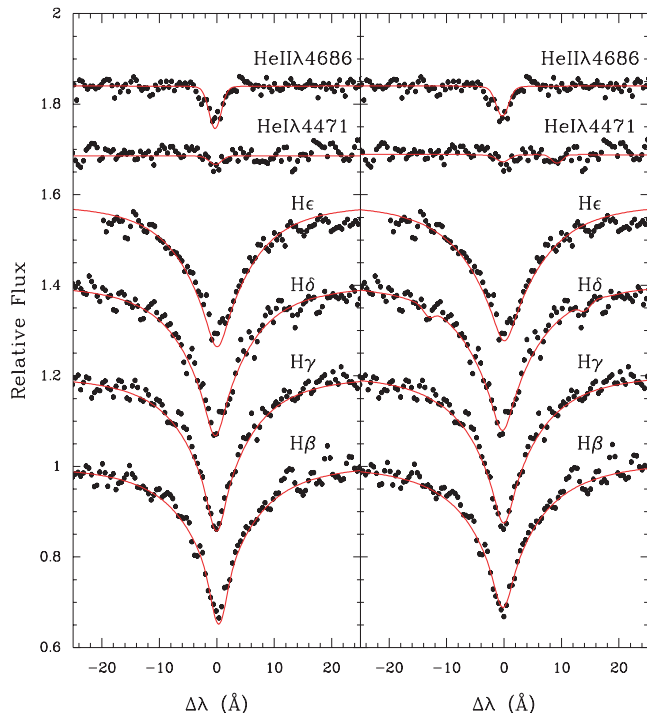


Figure 5. The best fits to the Balmer and helium lines used to derive effective temperature, surface gravity and helium abundance. The observed spectra are presented using black dots and the solid lines represent the best-fitting synthetic spectra. The left-hand and right-hand panels correspond to models with zero metallicity and the metallicity from Klepp & Rauch (2011), respectively.

3.4 Simultaneous modelling of light curves and radial velocities

In order to obtain the geometrical and physical parameters for NSVS 1425, we simultaneously analysed the U , B , V , R_C , I_C , J and H light curves and the radial-velocity curve using the WD code. The original WD code uses a differential correction method for improving an initial solution. This method works well if the initial parameter values are close to those corresponding to the optimal solution. However, if they are close to a local minimum, the differential correction procedure may fail to find the best solution. To solve this problem, the WD code was used as a ‘function’ to be optimized by the genetic algorithm `PIKAIA` (Charbonneau 1995), which is adequate to search for a global minimum in a model involving a large set of parameters.

To examine the marginal distribution of probability of the parameters and to establish realistic uncertainties, we used the solution obtained by `PIKAIA` as an input to an MCMC procedure.

Due to the large number of parameters to be fitted, it is important to constrain them using theoretical and spectroscopic information. From the spectroscopic analysis, we adopted the effective temperature of the primary star as an initial value. We can also constrain the mass ratio, q , using the mass function (equation 2) and assuming that the mass of the sdB star, M_1 , is in the range of $0.1\text{--}0.8 M_\odot$ (Driebe et al. 1998; Han et al. 2003), and that the radial-velocity semi-amplitude, K_1 , is 73.4 km s^{-1} :

$$\frac{M_1(q \sin i)^3}{(1+q)^2} = 1.0361 \times 10^{-7} (1-e^2)^{3/2} K_1^3 P. \quad (2)$$

As the components are in close orbit, the time-scales of synchronization and circularization are much shorter than the helium-burning lifetime (Zahn 1977). Thus, the orbit can be considered circular ($e = 0$) and the rotation of the components synchronized with the orbit. Finally, adopting the range of orbital inclinations for eclipsing binaries, $75^\circ < i < 90^\circ$, we obtained $0.21 < q < 0.45$ for the mass ratio range.

Mode 2 of the WD code, which sets no constraints on the Roche configuration, was used. The luminosity of the secondary star was computed assuming stellar atmosphere radiation. Linear limb-darkening coefficients, x_i , were used for both stars. Regarding the sdB star, we used the coefficients calculated by Díaz-Cordovés, Claret & Gimenez (1995) and Claret, Díaz-Cordovés & Gimenez (1995) for a star with effective temperature $T = 40\,000 \text{ K}$ and surface gravity $\log g = 5.0$. These are the closest values to those of the hot component in NSVS 1425 for which limb-darkening coefficients have been published in the literature. On the other hand, the linear limb-darkening coefficients of the cool star were left as free parameters, since the proximity of the hot star can significantly change these coefficients with respect to those of a single star. As the sdB star has a radiative envelope, its gravity-darkening exponent, β_1 , and its bolometric albedo for reflective heating and reradiation, A_1 , were set to unity (Rafert & Twigg 1980). The gravity-darkening exponent of the secondary component, β_2 , was fixed at 0.3, which is appropriate for convective stars (Lucy 1967). As shown by For et al. (2010), Kilkenny et al. (1998) and Drechsel et al. (2001), the albedo of the secondary star, A_2 , can assume physically unrealistic values $A_2 > 1$, especially at longer wavelengths where the reflected-reradiated light is more intense. For this reason, it was decided to perform two modellings: in Model 1, we adopt a constant (but free parameter) secondary albedo for all photometric bands; in Model 2, we consider variable and independent albedos for all photometric bands.

In both cases the remaining fitted parameters consist of: the mass ratio, $q = M_2/M_1$; the orbital inclination, i ; the separation between the components, a ; the Roche potentials, Ω_1 and Ω_2 ; and the effective temperatures of the two stars, T_1 and T_2 .

In order to optimize the computational time, all light curves were binned with 160 s time resolution and the error of the bin average outside of the eclipses was assumed as the uncertainty. To test the goodness of fit, we use the reduced χ^2 defined as

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_i^n \left(\frac{O_i - C_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (3)$$

where O_i are the observed points, C_i are the corresponding model, σ_i are the uncertainties at each point and n is the number of points. Fig. 6 shows the best fit together with the light and radial-velocity curves, while Table 5 lists the fitted and fixed parameters.

The values found for almost all parameters in the two models are consistent. However, the χ^2 for Model 2 is ~ 40 per cent better than for Model 1.

3.5 Fundamental parameters

Physical and geometrical parameters such as masses, radii and separation between the two components of the system can be derived from the solutions obtained in the previous sections. Substituting the values of the orbital period ($P_{\text{orb}} = 0.110\,374\,230 \text{ d}$), semi-amplitude of the radial velocity ($K_1 = 73.4 \text{ km s}^{-1}$), mass ratio ($q = 0.260$) and inclination ($i = 82:5$) in equation (2), $M_1 = 0.419 \pm 0.070 M_\odot$ is obtained for the primary mass. The primary mass and

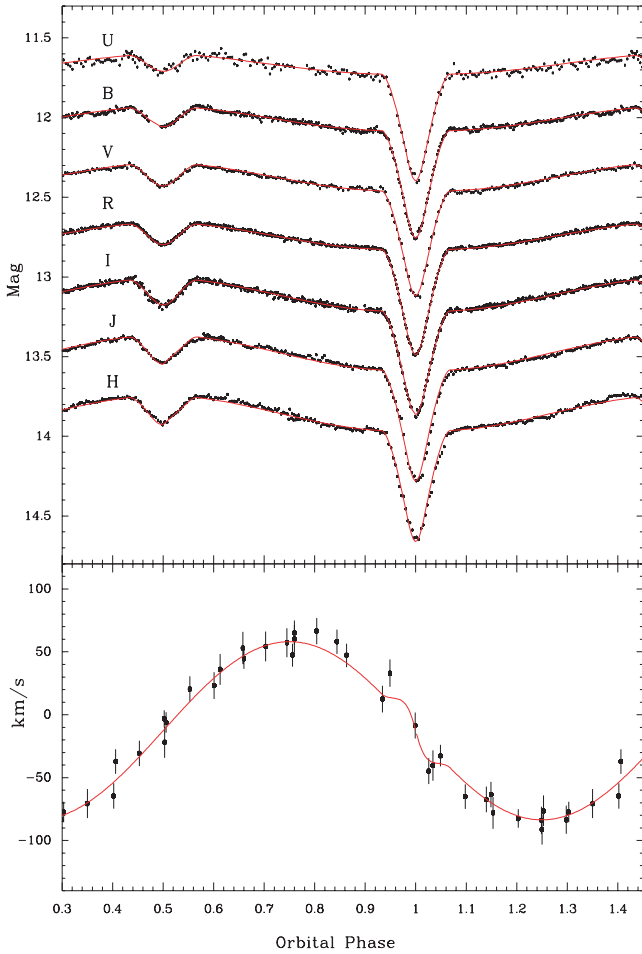


Figure 6. The best simultaneous fit for the U , B , V , R_C , I_C , J and H light curves and radial-velocity data using the WD code. The light curves are the same as those shown in Fig. 2 displaced vertically for better visualization.

the mass ratio are used to derive the secondary mass, $M_2 = 0.109 \pm 0.023 M_\odot$. Using Kepler's third law, one can obtain the orbital separation, $a = 0.80 \pm 0.04 R_\odot$, from which the absolute radii follow, $R_1 = 0.188 \pm 0.010 R_\odot$ and $R_2 = 0.162 \pm 0.008 R_\odot$. In Table 6 we show the fundamental parameters for NSVS 1425 derived from Model 1 and Model 2.

3.6 Rossiter–McLaughlin effect

An interesting spectroscopic signature in eclipsing binary systems is the Rossiter–McLaughlin (RM) effect (McLaughlin 1924; Rossiter 1924). This effect occurs when the eclipsed object rotates. There is evidence of this effect on the radial-velocity curve in the phase interval 0.95–1.05 (Fig. 6). Unfortunately, our data are not enough to model the RM effect to derive the alignment rotational parameters of the NSVS 1425 stars. However, our observed points are consistent with the predicted RM effect for aligned rotating stars obtained by the WD code with the parameters shown in Table 5.

4 DISCUSSION

4.1 Characteristics of the primary star

Of all HW Vir systems, the primary of NSVS 1425 has the second highest temperature (see Table 1), consistent with the prominent

Table 5. System parameters of the best fit for photometric light curves in U , B , V , R_C , I_C , J and H bands and radial-velocity data for NSVS 1425.

Parameter	Model 1	Model 2
Fitted parameters		
$q = (M_2/M_1)$	0.28 ± 0.013	0.26 ± 0.012
i ($^\circ$)	82.5 ± 0.4	82.5 ± 0.3
Ω_1^a	4.58 ± 0.13	4.55 ± 0.11
Ω_2^a	2.80 ± 0.15	2.69 ± 0.12
T_1 (K)	$42\,300 \pm 400$	$42\,000 \pm 500$
T_2 (K)	2400 ± 600	2550 ± 550
a^b (R_\odot)	0.74 ± 0.04	0.80 ± 0.04
$A_2^c(U)$	1.50 ± 0.11	2.0 ± 0.15
$A_2^c(B)$	1.50 ± 0.11	1.35 ± 0.13
$A_2^c(V)$	1.50 ± 0.11	1.20 ± 0.12
$A_2^c(R_C)$	1.50 ± 0.11	1.05 ± 0.09
$A_2^c(I_C)$	1.50 ± 0.11	1.3 ± 0.12
$A_2^c(J)$	1.50 ± 0.11	0.95 ± 0.14
$A_2^c(H)$	1.50 ± 0.11	1.10 ± 0.15
$x_2(U)$	0.64 ± 0.04	0.68 ± 0.04
$x_2(B)$	0.69 ± 0.04	0.74 ± 0.05
$x_2(V)$	0.78 ± 0.03	0.80 ± 0.04
$x_2(R_C)$	0.83 ± 0.02	0.87 ± 0.02
$x_2(I_C)$	0.90 ± 0.03	0.92 ± 0.03
$x_2(J)$	0.93 ± 0.04	0.95 ± 0.04
$x_2(H)$	0.98 ± 0.05	0.99 ± 0.05
Roche radii ^g		
r_1 (pole)	0.231 ± 0.006	0.233 ± 0.005
r_1 (side)	0.233 ± 0.006	0.235 ± 0.005
r_1 (point)	0.235 ± 0.007	0.236 ± 0.006
r_1 (back)	0.234 ± 0.007	0.236 ± 0.006
r_2 (pole)	0.180 ± 0.016	0.194 ± 0.014
r_2 (side)	0.182 ± 0.016	0.198 ± 0.016
r_2 (point)	0.191 ± 0.019	0.210 ± 0.019
r_2 (back)	0.189 ± 0.019	0.207 ± 0.018
Fixed parameters		
A_1^c	1.0	1.0
β_1^d	1.0	1.0
β_2^d	0.3	0.3
$x_1^e(U)$	0.242	0.242
$x_1^e(B)$	0.233	0.233
$x_1^e(V)$	0.209	0.209
$x_1^f(R_C)$	0.176	0.176
$x_1^f(I_C)$	0.147	0.147
$x_1^f(J)$	0.112	0.112
$x_1^f(H)$	0.095	0.095
Goodness of fit		
χ^2	2.1	1.2

^a Roche surface potential.

^b Components separation.

^c Bolometric albedo.

^d Gravity-darkening exponent.

^e Linear limb-darkening coefficient from Díaz-Cordovés et al. (1995).

^f Linear limb-darkening coefficient from Claret et al. (1995).

^g In units of orbital separation.

He $\pi\lambda 4686$ line (see Fig. 3). Accordingly, we suggest that the primary of NSVS 1425 is an sdBO star which means that this system is very similar to AA Dor and, hence, in a rare evolutionary stage (Heber 2009).

Comparing the values of $\log g$ derived from the simultaneous fit to photometric and spectroscopic data (Table 6) with those

Table 6. Fundamental parameters for NSVS 1425.

Parameter	Model 1	Model 2
$M_1 (M_{\odot})$	0.346 ± 0.079	0.419 ± 0.070
$M_2 (M_{\odot})$	0.097 ± 0.028	0.109 ± 0.023
$R_1 (R_{\odot})$	0.173 ± 0.010	0.188 ± 0.010
$R_2 (R_{\odot})$	0.137 ± 0.008	0.162 ± 0.008
$T_1 (K)$	$42\,300 \pm 500$	$42\,000 \pm 400$
$T_2 (K)$	2400 ± 500	2550 ± 500
$\log g_1$	5.50 ± 0.14	5.51 ± 0.11
$\log g_2$	5.15 ± 0.16	5.05 ± 0.13
$a (R_{\odot})$	0.74 ± 0.04	0.80 ± 0.04

obtained from the modelling of the spectral lines of the primary star (Section 3.3), it is clear that the model with metallicity equal to that adopted by Klepp & Rauch (2011) provides consistent results, whereas the model with zero metallicity has a discrepancy. We noticed that the same kind of discrepancy had been found by Rauch (2000) in the analysis of the primary in AA Dor. Rauch (2000) obtained $\log g = 5.21$ from spectroscopic data, whereas Hilditch, Harries & Hill (1996) had derived $\log g = 5.53$ from photometric data modelling. This discrepancy was solved by Klepp & Rauch (2011) with the improvement of the Stark broadening modelling, the minimization of the reflection effect and adoption of metal-line blanketing.

4.2 Evolution

Han et al. (2003), from a detailed binary population synthesis study, presented three possible channels for forming sdB stars.

- (i) *One or two phases of CE evolution.*
- (ii) *One or two stable Roche lobe overflows.*
- (iii) *A merger of two He-core white dwarfs.*

Driebe et al. (1998) and Heber et al. (2003) suggest another scenario to form an sdB star with low mass in binaries called post-red giant branch (RGB). This scenario is similar to the channel (i) proposed by Han et al. (2003), except that the resultant sdB in the first CE phase has insufficient mass in its core to ignite helium. However, it will evolve as a helium star through the sdB star region to form a helium-core white dwarf.

In Fig. 7 we compare the position of the primary component of NSVS 1425 on the $(T_{\text{eff}}, \log g)$ diagram with other sdB stars in short-period binary systems (see Table 1). We also show a sample of single sdB and sdOB stars analysed by Edelmann (2003). In the same graph we display evolutionary tracks for different masses in the post-EHB calculated by Dorman, Rood & O’Connell (1993) for single-star evolution. As can be seen, the position of the NSVS 1425 primary is close to that of the AA Dor primary. The evolutionary track for single-star evolution would only marginally explain the mass obtained for the sdB star in NSVS 1425. Out of the possible channels to form an sdB in binaries, we suggest that the channel (i) is probably the evolutionary scenario for NSVS 1425.

5 CONCLUSION

We present a photometric and spectroscopic analysis of the NSVS 1425 system. With a short orbital period, $P = 0.110\,374\,230(2)$ d, this binary shows both primary and secondary eclipses and a prominent reflection effect. From the spectroscopic

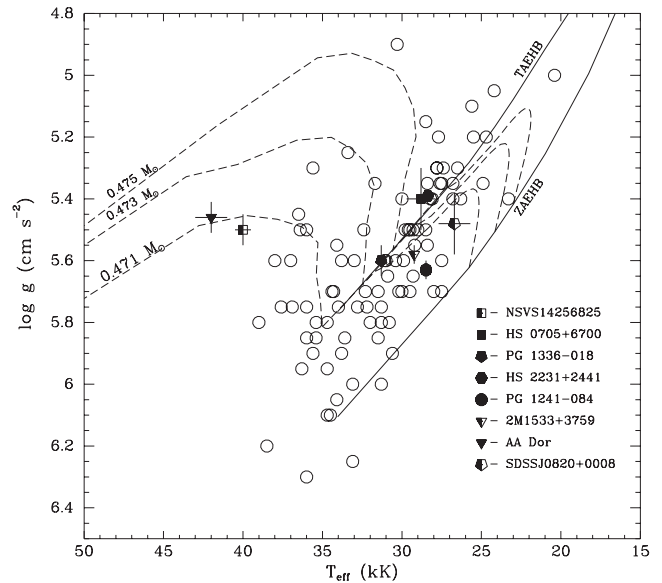


Figure 7. Position on the $(T_{\text{eff}}, \log g)$ diagram of the hot component of NSVS 1425 compared with other sdB stars (see Table 1). Isolated sdB and sdOB stars presented in Edelmann (2003) are shown with open circles. Dashed lines represent evolutionary tracks for different masses in the post-EHB evolution (Dorman et al. 1993). The zero-age extreme horizontal branch (ZAEHB) and terminal-age extreme horizontal branch (TAEHB) are represented by solid lines.

analysis we obtain $73.4 \pm 2.0 \text{ km s}^{-1}$ for the semi-amplitude of the radial velocity and $-12.1 \pm 1.5 \text{ km s}^{-1}$ for the systemic velocity. The atmospheric parameters of the primary component (sdOB star), namely, effective temperature, $T = 40\,000 \pm 500$ K, surface gravity, $\log g = 5.5 \pm 0.05$ and helium abundance, $n(\text{He})/n(\text{H}) = 0.003 \pm 0.001$, were calculated matching the observed spectrum to a grid of NLTE synthetic spectra.

Simultaneously fitting the U -, B -, V -, R_C -, I_C -, J - and H -band light curves and radial-velocity curve using the WD code, the geometrical and physical parameters of NSVS 1425 were obtained. These results allow us to derive the absolute parameters of the system such as masses and radii of the components.

We compare the position of the sdB star in NSVS 1425 with other sdB and sdOB stars on the effective temperature versus surface gravity diagram. We describe the possible channels to form an sdB star in binaries and conclude that the post-CE development is probably the evolutionary scenario for NSVS 1425. The subsequent evolution of this system should lead to a cataclysmic variable. After a phase of angular momentum loss via gravitational radiation, this system will lie below the period gap of the cataclysmic variables.

ACKNOWLEDGMENTS

This study was partially supported by CAPES (LAA and JT), CNPq (CVR: 308005/2009-0) and Fapesp (CVR: 2010/01584-8). The TheoSSA service (<http://dc.g-vo.org/theossa>) used to retrieve theoretical spectra for this paper was constructed as part of the activities of the German Astrophysical Virtual Observatory. We acknowledge the use of the SIMBAD data base, operated at CDS, Strasbourg, France; the NASA’s Astrophysics Data System Service; and the NASA’s *SkyView* facility (<http://skyview.gsfc.nasa.gov>) located at NASA Goddard Space Flight Center.

REFERENCES

- Charbonneau P., 1995, *ApJS*, 101, 309
- Charpinet S., van Grootel V., Reese D., Fontaine G., Green E. M., Brassard P., Chayer P., 2008, *A&A*, 489, 377
- Claret A., Díaz-Cordovés J., Gimenez A., 1995, *A&AS*, 114, 247
- Díaz-Cordovés J., Claret A., Gimenez A., 1995, *A&AS*, 110, 329
- Dorman B., Rood R. T., O'Connell R. W., 1993, *ApJ*, 419, 596
- Drechsel H. et al., 2001, *A&A*, 379, 893
- Driebe T., Schönberner D., Blöker T., Herwig F., 1998, *A&A*, 339, 123
- Edelmann H., 2003, *A&A*, 400, 939
- For B.-Q. et al., 2010, *ApJ*, 708, 253
- Geier S. et al., 2011, *ApJ*, 731, L22
- Gilks W. R., Richardson S., Spiegelhalter D. J. E., 1996, *Markov Chain Monte Carlo in Practice*. Chapman & Hall, London
- Hamuy M., Walker A. R., Suntzeff N. B., Gigoux P., Heathcote S. R., Phillips M. M., 1992, *PASP*, 104, 533
- Han Z., Podsiadlowski P., Maxted P. F. L., Marsh T. R., 2003, *MNRAS*, 341, 669
- Heber U., 2009, *ARA&A*, 47, 211
- Heber U., Edelmann H., Lisker T., Napiwotzki R., 2003, *A&A*, 411, L477
- Hilditch R. W., Harries T. J., Hill G., 1996, *MNRAS*, 279, 1380
- Hilditch R. W., Kilkenny D., Lynas-Gray A. E., Hill G., 2003, *MNRAS*, 344, 644
- Kilkenny D., O'Donoghue D., Koen C., Lynas-Gray A. E., van Wyk F., 1998, *MNRAS*, 296, 329
- Klepp S., Rauch T., 2011, *A&A*, 531, L7
- Lucy L. B., 1967, *Z. Astrophys.*, 65, 89
- McLaughlin D. B., 1924, *AJ*, 60, 22
- Østensen R., Oreiro R., Drechsel H., Heber U., Baran A., Pigulski A., 2007, in Napiwotzki R., Burleigh M. R., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 372, 15th European Workshop on White Dwarfs*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 483
- Østensen R. H. et al., 2010, *MNRAS*, 408, L51
- Polubek G., Pigulski A., Baran A., Udalski A., 2007, in Napiwotzki R., Burleigh M. R., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 372, 15th European Workshop on White Dwarfs*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 487
- Rafert J. B., Twigg L. W., 1980, *MNRAS*, 193, 79
- Rauch T., 2000, *A&A*, 356, 665
- Rossiter R. A., 1924, *ApJ*, 60, 15
- Rucinski S. M., 2009, *MNRAS*, 395, 2299
- Taam R. E., Ricker P. L., 2010, *New Astron. Rev.*, 54, 65
- Tody D., 1993, in Hanisch R. J., Brissenden R. J. V., Barnes J., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 52, Astronomical Data Analysis Software and Systems II*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 173
- Vučković M., Østensen R. H., Aerts C., Telting J. H., Heber U., Oreiro R., 2009, *A&A*, 505, 239
- Wils P., di Scala G., Otero S. A., 2007, *Inf. Bull. Var. Star*, 5800, 1
- Wilson R. E., Devinney E. J., 1971, *ApJ*, 166, 605
- Wood J. H., Saffer R., 1999, *MNRAS*, 305, 820
- Woźniak P. R., Williams S. J., Vestrand W. T., Gupta V., 2004, *AJ*, 128, 2965
- Zahn J.-P., 1977, *A&A*, 57, 383

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

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). Constam 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.