

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE PONTA GROSSA
SETOR DE CIÊNCIAS EXATAS E NATURAIS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS**

LUCIANO NEGRELLO CORREA

**MONITORAMENTO FOTOMÉTRICO DE EFEMÉRIDES DE TRÂNSITOS DE
EXOPLANETAS E INFERÊNCIA DE IDADE DE ESTRELAS HOSPEDEIRAS**

**PONTA GROSSA
2025**

LUCIANO NEGRELLO CORREA

**MONITORAMENTO FOTOMÉTRICO DE EFEMÉRIDES DE TRÂNSITOS DE
EXOPLANETAS E INFERÊNCIA DE IDADE DE ESTRELAS HOSPEDEIRAS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ciências, área de Concentração em Física, da Universidade Estadual de Ponta Grossa, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Ciências/Física.

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Emilio

**PONTA GROSSA
2025**

Correa, Luciano Negrello

C824 Monitoramento fotométrico de efemérides de trânsitos de exoplanetas e inferência de idade de estrelas hospedadas / Luciano Negrello Correa. Ponta Grossa, 2026.
107 f.

Dissertação (Mestrado em Ciências - Área de Concentração: Física),
Universidade Estadual de Ponta Grossa.

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Emilio.

1. Trânsitos de Exoplanetas. 2. Girocronologia. 3. Missão ARIEL. I. Emilio,
Marcelo. II. Universidade Estadual de Ponta Grossa. Física. III.T.

CDD: 520

TERMO DE APROVAÇÃO

Luciano Negrello Correa

MONITORAMENTO FOTOMÉTRICO DE EFEMÉRIDES DE TRÂNSITOS DE EXOPLANETAS E INFERÊNCIA DE IDADE DE ESTRELAS HOSPEDEIRAS

Defesa aprovada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Ciências no Programa de Pós-Graduação em Ciências, Área de Concentração: Física Teórica, da Universidade Estadual de Ponta Grossa, pela seguinte banca examinadora:

Orientador -

Documento assinado digitalmente
 **MARCELO EMILIO**
Data: 12/12/2025 20:50:03-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Marcelo Emilio – UEPG – Presidente

Documento assinado digitalmente
 **JOSE DANILO SZEZECH JUNIOR**
Data: 13/12/2025 11:54:37-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Jose Danilo Szezech Junior – UEPG – Titular

Documento assinado digitalmente
 **LAERTE BRANDAO PAES DE ANDRADE**
Data: 13/12/2025 10:12:26-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Laerte Brandão Paes de Andrade – LNA – Titular

Ponta Grossa, 09 de dezembro de 2025

*À minha Mãe, Ana Negrello, que sozinha
me preparou para o mundo.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente à minha mãe, Ana Negrello, por ser a maior incentivadora dos meus objetivos. Todo o seu incentivo, sacrifício e apoio incondicional formaram o alicerce fundamental para minha formação e conclusão desta nova etapa.

Agradeço à minha companheira, Rafaely Perek, pelo amor, pelo apoio constante, pelo incentivo diário, por sermos o suporte um do outro e pela presença em minha vida.

Agradeço ao Prof. Dr. Marcelo Emilio pela orientação, pelos valiosos conselhos e, especialmente, pela paciência. É uma verdadeira honra ter tido a oportunidade de trabalhar ao lado de um dos grandes nomes da Astronomia, uma área que me fascina e inspira desde a infância.

Agradeço à todos os colegas do grupo de pesquisa do Observatório Astronômico da UEPG, “AstroUEPG”, pela companhia, companheirismo e pelo excelente convívio, que tornaram o ambiente de pesquisa mais produtivo e agradável. Tudo isso durante vários dias, mas também durante diversas noites de observação.

Aos “velhos” amigos da Graduação, meus camaradas que espero levar para a vida inteira: Danilo Vantroba, Paulo Rosa, Derik William e Conrado Bittencourt.

À Universidade Estadual de Ponta Grossa por proporcionar acesso a educação pública, gratuita e de qualidade.

Agradeço ao Programa de Pós Graduação em Ciências / Física e a todos os professores que fizeram parte e contribuíram para a minha formação.

Meus agradecimentos ao Laboratório Nacional de Astrofísica pelo tempo concedido para observações nos telescópios do Observatório do Pico dos Dias, em especial aos agentes noturnos pelo auxílio técnico e por garantirem a realização de nossas observações ao longo das noites em que o tempo nos permite observar.

Agradeço finalmente à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) pelo fomento.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) – Código de Financiamento 001.

“A verdade não muda porque é, ou não é, acreditada por uma maioria de pessoas.”

– Giordano Bruno (1548 - 1600)

RESUMO

Apresentamos uma campanha de monitoramento fotométrico de trânsitos de exoplanetas conduzida com o telescópio B&C de 0,6 m do Observatório do Pico dos Dias (OPD), com o objetivo de contribuir para a atualização contínua das efemérides do projeto colaborativo internacional ExoClock, voltado à preparação da missão espacial ARIEL (ESA). Até a redação desta dissertação, foram 39 observações de trânsitos submetidas ao ExoClock, garantindo a manutenção recorrente das efemérides de diversos sistemas planetários e aumentando a eficiência do planejamento observacional da missão. As curvas de luz foram analisadas por meio de uma rotina desenvolvida em Python, baseada na biblioteca `PyLightCurve`, que integra a correção de tendências instrumentais e atmosféricas e o ajuste do modelo de trânsito em um único processo. Os parâmetros dos trânsitos foram refinados por inferência bayesiana com o método de Monte Carlo via Cadeias de Markov (MCMC), fornecendo distribuições a posteriori consistentes e incertezas realistas. Em vários casos, os ajustes obtidos apresentaram precisão comparável ou superior à do *pipeline* padrão do ExoClock, destacando a importância da escolha do modelo de correção de tendências. Complementarmente, realizamos a inferência de idades para um subconjunto de estrelas hospedeiras do tipo solar por meio da técnica de girocronologia, utilizando períodos de rotação obtidos de dados fotométricos de missões espaciais (CoRoT e TESS) e o algoritmo `gyro-interp`. As idades estimadas mostraram boa concordância com valores da literatura, exceto em sistemas com planetas gigantes muito próximos, nos quais efeitos de maré e transferência de momento angular limitam a aplicabilidade da técnica. O trabalho evidencia a relevância de observações terrestres contínuas para a manutenção de efemérides e ressalta a importância de combinar diferentes abordagens na caracterização de sistemas estelares e planetários, apoiando diretamente os objetivos científicos da missão ARIEL.

Palavras-chave: Trânsitos de Exoplanetas. Girocronologia. Missão ARIEL.

ABSTRACT

We present a photometric monitoring campaign of exoplanet transits carried out with the 0.6 m B&C telescope at the Pico dos Dias Observatory (OPD), aimed at contributing to the continuous update of transit ephemerides within the international collaborative ExoClock project, which supports the preparation of the ESA's ARIEL mission. By the time of writing, 39 transit observations have been submitted to ExoClock, ensuring the recurrent maintenance of ephemerides for several planetary systems and enhancing the mission's observational planning efficiency. The light curves were analyzed using a custom Python routine based on the PyLightCurve package, which simultaneously corrects for instrumental and atmospheric trends and fits transit models to the data. Transit parameters were refined through Bayesian inference using the Markov Chain Monte Carlo (MCMC) method, providing robust posterior distributions and realistic uncertainties. In several cases, our fits yielded comparable or superior precision to that obtained through the standard ExoClock pipeline, highlighting the importance of selecting appropriate detrending models. Additionally, we performed age inference for a subset of solar-type host stars using the gyrochronology technique, deriving rotation periods from space-based photometry (CoRoT and TESS) and applying the gyro-interp algorithm. The estimated ages showed good agreement with literature values except for systems hosting close-in giant planets, where tidal interactions and angular momentum transfer limit the applicability of gyrochronology. This work highlights the importance of continuous ground-based observations for maintaining ephemerides. It underscores the need to combine multiple approaches in characterizing stellar and planetary systems, thereby directly supporting the scientific objectives of the ARIEL mission.

Keywords: Transiting Exoplanets. Gyrochronology. ARIEL Mission.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1	– Árvore de Perryman. O diagrama mostra o número total de exoplanetas até janeiro de 2024 conhecidos de acordo com o método de detecção.	24
Figura 2.2	– Métodos de Detecção mais dominantes. Exoplanetas com valores estimados de massa e semieixo maior categorizados pelo método de detecção. Dados da <i>Encyclopaedia of exoplanetary systems</i> até novembro de 2025 (Schneider et al., 2011). Os planetas do Sistema Solar foram incluídos para efeito de comparação.	25
Figura 2.3	– Ajuste orbital do 51 Pegasi b. Curvas de velocidade radial ajustadas em observações de quatro épocas distintas com correção da velocidade γ (velocidade do centro de massa do sistema).	26
Figura 2.4	– À esquerda, estão as curvas de luz observadas em 9 e 16 de setembro de 1999 da estrela HD 209458, em função do tempo central. À direita, temos a série temporal com <i>binning</i> em intervalos de 5 minutos e em fase com o período orbital. A dispersão ao final da curva de luz deve-se à massa de ar crescente à medida que a altitude do objeto no céu diminui.	29
Figura 2.5	– Fração de exoplanetas descobertos por cada técnica com base no total acumulado de descobertas desde 1995. Até o fim de 1995, eram cinco planetas conhecidos, sendo três descobertos pelo método de timing de pulsar e dois pelo método de velocidade radial. No período de 1996 a 2013, o método de velocidade radial acumulava uma maior taxa de descobertas. O método de Trânsitos, ao fim de 2016, já acumulava cerca de 78 % do total de descobertas. É possível notar uma região em amarelo no canto inferior direito da imagem que representa as descobertas provenientes de Astrometria e outros métodos. Dados do catálogo <i>Encyclopaedia of exoplanetary systems</i> até novembro de 2025 (Schneider et al., 2011).	30
Figura 2.6	– Probabilidade de trânsito. Esquerda: Trânsitos apenas ocorrerão nas regiões dentro da penumbra. Direita: Ampliação distinguindo a penumbra e a antumbra. A penumbra (linhas espessas) é o cone de sombra formado por feixes de luz que tangenciam as bordas da estrela e do planeta e se interceptam entre os corpos, onde um observador veria o trânsito ocorrer de maneira rasante. A antumbra (linhas finas) é a região onde os feixes se interceptam além dos corpos, na qual um observador veria o planeta totalmente inserido no disco estelar.	31

- Figura 2.7 – Esquema do trânsito de um exoplaneta e as principais quantidades medidas. Durante o trânsito, o planeta bloqueia uma fração do fluxo da estrela. Após o trânsito a face iluminada do planeta fica visível e a luz refletida pelo planeta pode ser agregada ao fluxo medido (considerando que ambos os corpos são indistinguíveis em uma fonte pontual vistos da Terra). No momento em que o planeta for ocultado pela estrela (eclipse secundário) a parcela de fluxo refletido pelo planeta será diminuída novamente. Os círculos tracejados mostram os quatro contatos; os pontilhados mostram os contatos para um parâmetro de impacto menor evidenciando uma menor separação entre os contatos externos e internos. 32
- Figura 2.8 – Esquema ilustrando o efeito de escurecimento de limbo. (a) A linha tracejada denota a região de onde o fóton está partindo em direção ao observador. O caminho que o fóton percorre partindo do centro do disco da estrela em direção ao observador atravessa uma profundidade h da estrela, enquanto os fótons partindo de outras regiões viajam com um ângulo θ em relação a normal da superfície estelar. (b) Os fótons partindo das bordas do disco passam por uma profundidade $s \approx h/\mu$, onde $\mu = \cos \theta$, assumindo uma geometria plano-paralela da atmosfera com $h \ll R_*$ 36
- Figura 2.9 – Curva de luz sintética do HD209458b para dez diferentes bandas de comprimentos de onda. O perfil de escurecimento de limbo da estrela varia conforme o comprimento de onda. Os coeficientes de escurecimento de limbo foram determinados em Knutson et al. (2007). Modelos gerados com pacote batman (Kreidberg, 2015) com perfil de escurecimento de limbo não-linear. 38
- Figura 2.10 – Esquerda: Esquema geométrico de microlente dado alinhamento entre observador, lente e fonte. A luz da estrela fonte é curvada pelo campo gravitacional da massa da lente. Numa situação de alinhamento perfeito ($\beta = 0$), θ se torna o próprio raio angular de Einstein (θ_E). Direita: Perspectiva idealizada do observador. A lente L e o raio de Einstein são estacionários, enquanto que a fonte F, a lente L, a imagem externa I_- , a imagem externa I_+ e seu centroide I_c são colineares. À medida que a fonte se move, a linha que os conecta gira no sentido anti-horário. 40

- Figura 2.11 – Esquerda: Classificação de perturbação causada pela presença de um planeta com (a) separação estrela-planeta similar à R_E ; (b) separação projetada substancialmente maior que R_E com a trajetória da fonte passando pela região de magnificação de ambos os corpos; (c) da mesma maneira que (b), mas a trajetória passa apenas pela região de magnificação efetiva do planeta; (d) separação ampla, mas com a fonte passando próximo da primária; (e) separação menor que R_E com trajetória próximo da primária. Centro: geometria de uma microlente de lente binária. A primária tendo $1 M_\odot$ e secundária $0,1 M_\odot$ (cáustica central maior) ou $0,01 M_\odot$ (cáustica central menor). As linhas paralelas tracejadas mostram cinco trajetórias tais que as curvas de luz respectivas a cada uma são mostradas à direita para o caso da secundária com $0,01 M_\odot$. Nesse caso, existem três imagens de microlente para a fonte localizada fora da cáustica, enquanto que dentro da cáustica, são formadas cinco. Os picos de brilho acontecem quando a fonte cruza uma cáustica ou se aproxima de um cúspide (III e IV). Para as trajetórias de menor magnitude (I, V, VI), as curvas tracejadas mostram a curva de luz de um evento de magnificação de lente simples. 41
- Figura 3.1 – Métodos adotados pela ARIEL para investigar a composição e a estrutura de exoplanetas. Esquerda: Curva de luz em fase do exoplaneta HAT-P-7b observado pelo Kepler. O trânsito e o eclipse são visíveis. Centro: Séries temporais de curvas de luz em banda estreita de uma anã marrom observada com o HST-WFC3 em bandas espectrais para investigar profundidades atmosféricas e nuvens. Direita: Técnica de mapeamento de fatia. 45
- Figura 3.2 – Distribuição cumulativa de observações publicadas no ExoClock. A parcela de observações provenientes de astrônomos amadores (vermelho) evidencia a importância da abordagem de ciência cidadã do projeto. 46
- Figura 4.1 – Imagem bruta do campo de visão (FOV) do CoRoT-2b, obtida com o telescópio B&C equipado com a CCD Ikon 27308 e um redutor focal. Estão identificados o alvo (CoRoT-2b) e quatro estrelas de comparação utilizadas para a fotometria diferencial. O quadro magenta representa o campo de visão de $11' \times 11'$ do instrumento sem o redutor focal. À direita, ampliação da região representada pelo pequeno quadro branco com o alvo no centro onde é possível distinguir uma estrela vizinha, cuja proximidade pode causar contaminação fotométrica. 51

Figura 4.2	– Comparação entre um frame bruto (esquerda) do campo do CoRoT-2b e um frame após o processo de redução (direita). O frame bruto apresenta um intenso efeito de vinhetagem devido ao redutor focal, No frame reduzido efeitos de vinhetagem e outros efeitos que afetam o caminho óptico, como grãos de poeira nos espelhos do telescópio, são removidos.	55
Figura 4.3	– Abertura para o HATS-13b. Esquerda: Perfil radial de espalhamento; os limites vermelhos indicam onde o sinal da fonte (<i>source</i>) termina e onde seria ideal ajustar o raio do fundo de céu (<i>background</i>). Direita: Abertura definida conforme os limites mostrados no perfil radial; o fluxo total será dado pela soma dos valores dos píxeis dentro da abertura; o fluxo do fundo de céu é a média do fluxo na região delimitada pelo anel interno e anel externo.	56
Figura 4.4	– Fotometria diferencial para o HATS-13b realizada no HOPS. O primeiro gráfico representa o fluxo do alvo ao longo do tempo de observação, seguido pelos fluxos das comparações que se mantêm consideravelmente constantes. Os pontos pretos representam a medida de fluxo resultado da fotometria de abertura e os pontos vermelhos são resultados da fotometria de ajuste gaussiano (PSF). Cada ponto é resultado da fotometria de uma imagem da observação.	57
Figura 5.1	– Dados de aglomerados abertos utilizados para calibrar o modelo <i>gyro-interp</i> . As linhas cinzas representam o modelo médio para a distribuição do período de rotação. O modelo é definido no intervalo de 3800-6200 K e idades de 0,08-2,6 Ga. As estrelas do aglomerado M67 com 4 Ga foram utilizadas para calibração do modelo para extrapolação do limite.	60
Figura 5.2	– Exemplos de distribuições de probabilidade da idade para diferentes períodos, considerando estrelas com temperaturas efetivas entre 4500 e 5500 K.	61
Figura 5.3	– Precisão das idades girocronológicas do modelo do <i>gyro-interp</i> : Incerteza de $+1\sigma$ (esquerda) e -1σ (direita) da distribuição a posteriori da idade normalizada pela mediana. Linhas cinzas são múltiplas de 500 Ma e pontilhados estão espaçadas a cada 100 Ma.	62
Figura 6.1	– Ajuste de trânsito do WASP-41b. O gráfico superior mostra o ajuste feito aos dados com tendências. No centro, a curva de luz após o detrending quadrático e fluxo normalizado. Abaixo, o resíduo.	64
Figura 6.2	– Ajuste de trânsito do CoRoT-2b. O gráfico superior mostra o ajuste feito aos dados com tendências. No centro, a curva de luz após o detrending quadrático e fluxo normalizado. Abaixo, o resíduo.	65

Figura 6.3	– Ajuste de trânsito do HATS-13b. O gráfico superior mostra o ajuste feito aos dados com tendências. No centro, a curva de luz após o detrending quadrático e fluxo normalizado. Abaixo, o resíduo.	65
Figura 6.4	– Ajuste de trânsito do TOI-674b. O gráfico superior mostra o ajuste feito aos dados com tendências provenientes majoritariamente de massa de ar. No centro, a curva de luz após o detrending linear. Abaixo, o resíduo	66
Figura 6.5	– Distribuições de probabilidade a posteriori e covariâncias para os parâmetros de ajuste do trânsito do WASP-41b. Os quadros na diagonal mostram as distribuições marginalizadas para cada parâmetro livre: o tempo central de trânsito ($t_{mid,0}$), a razão dos raios (R_p/R_*), o fator de normalização N_1 e os coeficientes do modelo de detrending (linear L_1 e quadrático Q_1). Os quadros fora da diagonal ilustram as correlações entre os pares de parâmetros, com contornos indicando os níveis de confiança de 1, 2 e 3σ . A amostragem dos nossos parâmetros no MCMC foi realizada com 250000 iterações utilizando 200 <i>walkers</i> e <i>burn-in</i> nas primeiras 30000 iterações. Os valores no canto superior direito dos quadros de distribuição bidimensionais indicam o grau de correlação entre o par de parâmetros.	68
Figura 6.6	– Distribuições de probabilidade a posteriori e covariâncias para os parâmetros de ajuste do trânsito do HATS-13b. Os quadros na diagonal mostram as distribuições marginalizadas para cada parâmetro livre: o tempo central de trânsito ($t_{mid,0}$), a razão dos raios (R_p/R_*), o fator de normalização N_1 e os coeficientes do modelo de detrending (linear L_1 , e quadrático Q_1). Os quadros fora da diagonal ilustram as correlações entre os pares de parâmetros, com contornos indicando os níveis de confiança de 1, 2 e 3σ . A amostragem dos nossos parâmetros no MCMC foi realizada com 250000 iterações utilizando 200 <i>walkers</i> e <i>burn-in</i> nas primeiras 30000 iterações. Os números dentro dos quadros de correlações indicam o grau de correlação entre o par de parâmetros.	69
Figura 6.7	– Comparação entre o modelo ajustado e o modelo esperado para o CoRoT-2b, HATS-13b, TOI-674b e WASP-41b. Os pontos vermelhos representam uma média móvel dos dados a cada 10 min para facilitar a visualização. A análise é realizada com os dados brutos.	70

Figura 6.8	– Determinação do período de rotação do CoRoT-2b. (a) Curva de luz do CoRoT-2b observada na execução LRc01 com 144 dias de duração em 2007. (b) Espectro de períodos do periodograma GLS. O pico de maior potência corresponde à taxa de rotação de 4,5286 d, o pico à esquerda corresponde à metade da taxa de rotação e o menor pico à esquerda corresponde ao período de ocorrência dos trânsitos, que corresponde ao período orbital (1,74 d). (c) Curva de luz de (a) em fase pelo período encontrado em (b).	73
Figura 6.9	– Distribuições de probabilidade das idades t_* dos alvos determinadas por girocronologia. O <code>gyro-interp</code> abrange idades de 0,08–2,6 Ga. Por conta disso, as estrelas com períodos muito curtos apresentam distribuições assimétricas e truncadas no limite inferior.	74
Figura 6.10	– Estrelas hospedeiras submetidas ao método de girocronologia plotadas pelo período de rotação e temperatura efetiva juntamente com os ajustes de 100 – 2000 Ma em intervalos de 100 Ma e dos aglomerados de referência.	75
Figura A.1	– Ajuste interno do WASP-183b.	88
Figura A.2	– Ajuste interno do WASP-36b.	89
Figura A.3	– Ajuste interno do Qatar-6b.	89
Figura A.4	– Ajuste interno do GJ1214b.	90
Figura A.5	– Ajuste interno do HATS-37Ab.	90
Figura A.6	– Ajuste interno do CoRoT-2b.	91
Figura A.7	– Ajuste interno do HATS-62b.	91
Figura A.8	– Ajuste interno do HATS-33b.	92
Figura A.9	– Ajuste interno do WASP-163b.	92
Figura A.10	– Ajuste interno do WASP-57b.	93
Figura A.11	– Ajuste interno do WASP-46b.	93
Figura A.12	– Ajuste interno do WASP-135b.	94
Figura A.13	– Ajuste interno do WASP-91b.	94
Figura A.14	– Ajuste interno do WASP-91b.	95
Figura A.15	– Ajuste interno do HATS-13b.	95
Figura A.16	– Ajuste interno do WASP-44b.	96
Figura A.17	– Ajuste interno do WASP-178b.	96
Figura A.18	– Ajuste interno do WASP-124b.	97
Figura A.19	– Ajuste interno do WASP-73b.	97
Figura A.20	– Ajuste interno do HIP65Ab.	98
Figura A.21	– Ajuste interno do WASP-145Ab.	98
Figura A.22	– Ajuste interno do WASP-144b.	99

Figura A.23 – Ajuste interno do WASP-53b.	99
Figura A.24 – Ajuste interno do WASP-173Ab.	100
Figura A.25 – Ajuste interno do HIP65Ab.	100
Figura A.26 – Ajuste interno do WASP-130b.	101
Figura A.27 – Ajuste interno do TOI-1130b.	101
Figura A.28 – Ajuste interno do WASP-41b.	102
Figura A.29 – Ajuste interno do HATS-23b.	102
Figura A.30 – Ajuste interno do MASCARA-1b.	103
Figura A.31 – Ajuste interno do WASP-133b.	103
Figura A.32 – Ajuste interno do WASP-164b.	104
Figura A.33 – Ajuste interno do HATS-60b.	104
Figura A.34 – Ajuste interno do WASP-140b.	105
Figura A.35 – Ajuste interno do TOI-674b.	105
Figura A.36 – Ajuste interno do CoRoT-2b.	106
Figura A.37 – Ajuste interno do CoRoT-2b.	106
Figura A.38 – Ajuste interno do HATS-13b.	107
Figura A.39 – Ajuste interno do HATS-13b.	107

LISTA DE TABELAS

- Tabela 4.1 – Exoplanetas observados pelo grupo do Observatório Astronômico da UEPG. As cores dos identificadores estão de acordo com a prioridade do alvo no ExoClock até o momento de nossa submissão (**BAIXA**, **MÉDIA**, **ALTA** e **ALERTA**). A profundidade do trânsito em mmag indica a variação da magnitude da estrela durante o evento. Data da observação seguido pelo telescópio utilizado e o observatório (incluindo duas observações com êxito feitas no Observatório Astronômico da UEPG). O tempo de exposição em segundos, T. exp, e, por fim, o filtro utilizado. 49
- Tabela 6.1 – Resultados dos ajustes da nossa rotina com `PyLightCurve` após o MCMC em comparação com os valores da literatura. $t_{\text{mid},0}$ é o tempo central ajustado, O-C a diferença entre o $t_{\text{mid},0}$ ajustado e esperado em minutos, R_p/R_* é a razão dos raios, seguido do valor da literatura R_p/R_* Lit e pelo desvio padrão $\Delta(\sigma)$ entre ambos. 70
- Tabela 6.2 – Resultados das observações submetidas. As cores dos identificadores estão de acordo com a prioridade do alvo no ExoClock até o momento de nossa submissão (**BAIXA**, **MÉDIA**, **ALTA** e **ALERTA**). O-C (min) indica a diferença entre o instante central do trânsito (T_0) observado e esperado. R_p/R_* é a razão dos raios de melhor ajuste aos dados observacionais, seguida pelo valor de razão dos raios da literatura junto à referência (ref). E $\Delta(\sigma)$ é o desvio padrão (em sigmas) da medida de razão dos raios ajustada em relação ao valor da literatura. 71
- Tabela 6.3 – Lista de estrelas hospedeiras testadas pelo modelo de girocronologia. O período de rotação foi determinado utilizando a curva de luz do satélite CoRoT apenas para o alvo CoRoT-2 A. Para os demais, utilizamos as curvas de luz observadas pelo TESS. Para as temperaturas efetivas (T_{eff}) foram adotados os valores da literatura, referenciados. A idade em gigas e as respectivas incertezas, resultados do modelo `gyro-interp`. Por fim, uma estimativa de idade encontrada na literatura. 76

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ADU	Unidades Analógico-Digitais (<i>Analog-to-Digital Units</i>)
ARIEL	<i>Atmospheric Remote-sensing Infrared Exoplanet Large-survey</i>
BJD _{TDB}	Data Juliana Baricêntrica (<i>Barycentric Julian Date, Temps Dynamique Barycentrique</i>)
CCD	Dispositivo de Carga Acoplada (<i>Charge-Coupled Device</i>)
CoRoT	Convecção, Rotação e Trânsitos planetários (<i>Convection, Rotation et Transits planétaires</i>)
DEC	Declinação
DPP	Distribuição de Probabilidade a Posteriori
ECC	Catálogo de Caracterização de Exoplanetas (<i>Exoplanet Characterisation Catalogue</i>)
ESA	Agência Espacial Europeia (<i>European Space Agency</i>)
ETD	Banco de Dados de Trânsitos de Exoplanetas (<i>Exoplanet Transit Database</i>)
FOV	Campo de Visão (<i>Field of View</i>)
GLS	Periodograma de Lomb-Scargle Generalizado (<i>Generalized Lomb-Scargle</i>)
HOPS	HOLomon Photometric Software
HST	Telescópio Espacial Hubble (<i>Hubble Space Telescope</i>)
IAU	União Astronômica Internacional (<i>International Astronomical Union</i>)
JD _{UTC}	Data Juliana (Tempo Universal Coordenado)
K2	Segunda missão do satélite Kepler (<i>Kepler "Second Light"</i>)
KOI	Objeto de Interesse do Kepler (<i>Kepler Object of Interest</i>)
LNA	Laboratório Nacional de Astrofísica
MCMC	Monte Carlo via Cadeias de Markov (<i>Markov Chain Monte Carlo</i>)
NIR	Infravermelho Próximo (<i>Near-Infrared</i>)
OPD	Observatório do Pico dos Dias
PSF	Função de Espalhamento de Ponto (<i>Point Spread Function</i>)
RA	Ascensão Reta (<i>Right Ascension</i>)
SAIL	<i>Stellar Atmosphere Intensity Limb</i>
SB1	Binária Espectroscópica de Linha Única (<i>Single-lined Spectroscopic Binary</i>)
SNR	Razão Sinal-Ruído (Signal-to-Noise Ratio)
TESS	Satélite de Pesquisa de Exoplanetas em Trânsito (<i>Transiting Exoplanet Survey Satellite</i>)
UEPG	Universidade Estadual de Ponta Grossa
UTC	Tempo Universal Coordenado (<i>Coordinated Universal Time</i>)
WFC3	Câmera de Campo Largo 3 (<i>Wide Field Camera 3</i>)

LISTA DE SÍMBOLOS

G	Constante da gravitação universal.
c	Velocidade da luz no vácuo.
$M_{\odot}$	Massa do Sol, utilizada como unidade de massa estelar.
$R_{\odot}$	Raio do Sol, utilizado como unidade de raio estelar.
M_J	Massa de Júpiter, utilizada como unidade de massa planetária.
$M_{\star}$	Massa estelar.
$R_{\star}$	Raio estelar.
M_p	Massa do planeta.
R_p	Raio do planeta.
T_{eff}	Temperatura efetiva estelar.
$\log(g)$	Logaritmo da gravidade superficial da estrela.
$[M/H]$	Metalicidade estelar.
$\rho_{\star}$	Densidade média estelar.
P_{rot}	Período de rotação da estrela.
$t_{\star}$	Idade estelar.
λ	Comprimento de onda.
a	Semieixo maior da órbita.
P	Período orbital do planeta.
i	Inclinação orbital em relação ao plano do céu.
e	Excentricidade orbital.
ω	Argumento do periastro.
K	Semiamplitude da velocidade radial.
b	Parâmetro de impacto do trânsito.
t_T	Duração total do trânsito (do 1º ao 4º contato).
t_F	Duração da fase de totalidade do trânsito (do 2º ao 3º contato).
$t_{\text{mid},0}$	Tempo central do trânsito (época de referência).
ΔF	Profundidade do trânsito (variação relativa de fluxo).
$O - C$	Observado menos calculado.
μ	Cosseno do ângulo de emissão, $\cos \theta$, usado em escurecimento de limbo.
u_n	Coeficientes da lei de escurecimento de limbo.
f_p	Fluxo do planeta.
$f_{\star}$	Fluxo da estrela.
γ	Ângulo de fase.
$g(\gamma)$	Função de fase.
θ_E	Raio angular de Einstein.
D_L, D_F	Distâncias do observador à lente e à fonte, respectivamente.
α	Assinatura astrométrica.

Θ	Vetor representando o conjunto de parâmetros de um modelo.
D	Conjunto de dados observacionais.
$p(\Theta D)$	Distribuição de probabilidade a posteriori dos parâmetros.
$p(D \Theta)$	Função de verossimilhança (<i>likelihood</i>).
$p(\Theta)$	Distribuição de probabilidade a priori (<i>prior</i>).
σ	Desvio padrão, representa a incerteza de uma medida.
N_1, L_1, Q_1	Coefficientes do modelo de <i>detrending</i> (normalização, linear e quadrático).

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	21
2	MÉTODOS DE DETECÇÃO DE EXOPLANETAS	24
2.1	VELOCIDADE RADIAL	25
2.1.1	Primeiras Detecções	26
2.1.2	Formulação	27
2.1.3	Relação Entre Semiamplitude da Velocidade Radial e Massa Mínima	28
2.2	TRÂNSITOS	29
2.2.1	Primeiro Trânsito Detectado: HD209458b	29
2.2.2	Probabilidade Geométrica de Trânsito	30
2.2.3	Observáveis de Trânsito e Formulação Geométrica	32
2.2.4	Efeitos de Escurecimento de Limbo	35
2.3	VARIAÇÃO DE TEMPO DE TRÂNSITO	38
2.4	MICROLENTE GRAVITACIONAL	39
2.5	IMAGEAMENTO DIRETO	41
2.6	ASTROMETRIA	42
3	A MISSÃO ARIEL E O PROJETO EXOCLOCK	44
3.1	CARACTERIZAÇÃO DE ATMOSFERAS DE EXOPLANETAS	44
3.2	EXOCLOCK: MANUTENÇÃO DE EFEMÉRIDES DE TRÂNSITOS	45
4	METODOLOGIA OBSERVACIONAL	48
4.1	OBSERVATÓRIO DO PICO DOS DIAS	48
4.2	REDUÇÃO DE DADOS	52
4.2.1	Imagens de BIAS	52
4.2.2	Imagens de FLATS	53
4.2.3	Imagens Brutas	53
4.2.4	Imagens Reduzidas	54
4.3	FOTOMETRIA	54
4.3.1	Fotometria de Abertura	55
4.3.2	Fotometria Gaussiana (PSF)	56
4.3.3	Fotometria Diferencial	57
5	GIROCRONOLOGIA	59
5.1	VISÃO GERAL	59
5.2	O MODELO gyro-interp	59

6	RESULTADOS E DISCUSSÕES	63
6.1	AJUSTES DE TRÂNSITOS	63
6.1.1	Determinação dos Coeficientes de Escurecimento de Limbo	63
6.1.2	<i>Detrending</i>	64
6.1.3	Amostragem com MCMC	66
6.1.4	Parâmetros Finais dos Ajustes	67
6.2	EXOCLOCK	67
6.3	INFERÊNCIA DE IDADE DE HOSPEDEIRAS DO TIPO SOLAR	72
6.3.1	Determinação do Período de Rotação.	73
6.3.2	Idades e Distribuições de Probabilidade	74
7	CONCLUSÕES	77
	REFERÊNCIAS	87
	APÊNDICE A — OBSERVAÇÕES SUBMETIDAS AO EXOCLOCK	88

1 INTRODUÇÃO

A busca por outros mundos teve um marco importante com a formulação do modelo heliocêntrico por Nicolau Copérnico (1473-1543), apresentada em sua obra *Das Revoluções das Esferas Celestes*, publicada em 1543, onde tira a Terra da perspectiva central do universo, colocando-a em torno do Sol, junto com os demais planetas (Copérnico, 2014).

Poucas décadas depois, Giordano Bruno (1548-1600) foi um dos primeiros a considerar que as estrelas no céu poderiam ser parte de outros sistemas estelares e planetários, tão complexos quanto o nosso Sistema Solar. Na obra *Acerca do Infinito, do Universo e dos Mundos*, publicada originalmente em 1584, Bruno explorou ideias revolucionárias sobre a natureza do universo e a possibilidade da existência de múltiplos mundos habitados (Bruno, 1973). Esse pensamento de Bruno desafiou as concepções científicas dominantes da época, que ainda sustentavam um universo estático e geocêntrico. Sua obra influenciou significativamente o pensamento posterior sobre o cosmos e o lugar da Terra no universo. Por conta dos dogmas e das crenças científicas vigentes da época, Bruno enfrentou perseguição e foi condenado por suas ideias heréticas. No entanto, sua visão abriu caminho para novas perspectivas sobre o universo.

Com a difusão do conhecimento de que estrelas no céu são objetos similares ao Sol e com o best-seller *Diálogos sobre a pluralidade dos Mundos*, publicado já em 1686 por Bernard Le Bovier de Fontenelle (1657-1757), onde escreveu em um dos diálogos que uma estrela fixa seria um Sol e, como o Sol, deve ser o “centro de um vórtex” e possuir planetas que orbitam ao seu redor (Fontenelle, 2013), a possibilidade de existirem planetas extrassolares passou a ser reconhecida por volta da segunda metade do século XVII (Briot; Schneider, 2018).

O escritor científico irlandês Dionysius Lardner e Dunkin foi a primeira pessoa conhecida a cogitar que estrelas variáveis periódicas poderiam ser explicadas pela presença de um planeta transitando sua estrela hospedeira. Na quinta hipótese de sua obra *Handbook of Astronomy*, Lardner e Dunkin escreve: “a obscuração periódica ou o desaparecimento total da estrela pode surgir dos trânsitos da estrela por seus planetas acompanhantes.” (Lardner; Dunkin, 1875, p. 402, tradução nossa). Os trânsitos de Vênus e Mercúrio são a base dessa conjectura.

Apesar de binárias espectroscópicas virem sendo estudadas desde a descoberta em 1889 por Edward Charles Pickering (1846-1919) (Oliveira Filho; Saraiva, 2014), apenas em 1952 um método para detecção de planetas em outras estrelas foi proposto. Otto Struve (1897-1963) propôs que uma companheira estelar que existisse a $1/50$ ua (cerca de 3×10^6 km), com inclinação de 90° e período ~ 1 dia teria uma velocidade orbital ~ 200 km/s e, com massa similar à de Júpiter, provocaria uma oscilação na velocidade radial da estrela de $\pm 0,2$ km/s, o que seria detectável para os espectrógrafos Coudé da época. Enquanto um planeta com $10 M_J$ causaria uma oscilação de ± 2 km/s, algo supostamente ainda mais fácil de se detectar (Struve, 1952).

O método de trânsito foi sugerido por Struve (1952) na mesma proposta onde sugere que um companheiro pode causar uma perturbação na velocidade radial da hospedeira; porém,

veio a ser utilizado muito mais tarde em comparação ao método espectroscópico. Struve cogita a possibilidade de “eclipses” causados por um planeta com área projetada de $1/50$ em relação à estrela causarem uma perda de 0,02 na magnitude da estrela (Struve, 1952). As características atribuídas por Struve a esse planeta hipotético são compatíveis com as dos que mais tarde seriam conhecidos como Júpiteres quentes, classe de exoplanetas que dominaram as primeiras descobertas tanto pelo método de Velocidade Radial quanto pelo método de Trânsito (Capítulo 2).

Embora atualmente o método de trânsito seja o mais empregado, por muitos anos, as descobertas de exoplanetas foram dominadas pelo método de velocidade radial. O primeiro trânsito de um exoplaneta foi observado em 1999 durante acompanhamento fotométrico do exoplaneta previamente identificado pelo método de velocidade radial, HD209458b¹ (Seção 2.2).

Aos planetas que existem fora do Sistema Solar e que orbitam outras estrelas, ou seja, planetas extrassolares, damos o nome de exoplanetas. Porém, segundo a União Astronômica Internacional (IAU), a definição atual de exoplaneta consiste nos seguintes critérios (Etangs; Lissauer, 2022):

1. Objetos com massas verdadeiras abaixo da massa limite para fusão termonuclear de deutério (atualmente calculada em 13 massas de Júpiter para objetos com metalicidade solar) que orbitam estrelas ou remanescentes estelares são “planetas” (independentemente de como se formaram). A massa/tamanho mínimo necessário para que um objeto extrassolar seja considerado um planeta deve ser o mesmo que o usado em nosso Sistema Solar.
2. Objetos subestelares com massas verdadeiras acima da massa limite para a fusão termonuclear do deutério são considerados “anãs marrons”, não importando como se formaram nem onde estão localizados.
3. Objetos flutuantes em aglomerados de estrelas jovens com massas abaixo da massa limite para fusão termonuclear do deutério não são considerados “planetas”, mas sim “subanãs marrons” (ou qualquer nome que seja mais apropriado).

No Capítulo 2, exploraremos em detalhes os principais métodos de detecção de exoplanetas, examinando a ciência que sustenta cada técnica e como elas contribuem não só com a identificação, mas também com a caracterização dos sistemas planeta-estrela. Analisaremos as vantagens e limitações de cada método, destacando suas aplicações específicas e os contextos em que se mostram mais eficazes.

Neste trabalho, realizamos uma campanha observacional visando o monitoramento fotométrico de exoplanetas definidos como alvos da missão espacial ARIEL (*Atmospheric*

¹ Seguindo o padrão de nomenclatura de sistemas estelares múltiplos, exoplanetas recebem o nome da estrela hospedeira acrescido de um sufixo em letra minúscula. O primeiro planeta descoberto é designado “b”, dado que a estrela é considerada “a” (Hessman et al., 2010).

Remote-sensing Infrared Exoplanet Large-survey), da Agência Espacial Europeia (ESA), com lançamento previsto para 2029. A missão tem como objetivo principal o estudo de ~ 1000 atmosferas de exoplanetas. O ExoClock é um projeto de caráter participativo e colaborativo que visa melhorar as previsões de ocorrência dos trânsitos (efemérides), garantindo a eficiência do precioso tempo de observação da missão espacial ARIEL. A manutenção de efemérides é realizada com base em curvas de luz observadas por diversas fontes, contando atualmente com a contribuição de mais de 350 observadores em todo o mundo (Tinetti et al., 2022; Kokori et al., 2022a). Nossas observações, integradas a esse esforço, contribuíram para um catálogo de efemérides de 620 exoplanetas, mais recente trabalho resultante do Projeto ExoClock e atualmente aceito para publicação (Capítulo 3).

Dada a característica observacional do trabalho, nossos dados estão sujeitos a um tratamento e redução, com o intuito de remover efeitos sistemáticos que afetam a qualidade dos mesmos. Após esse tratamento, passamos pelo processo de fotometria, que efetivamente é a medida do brilho (fluxo) das estrelas. Esse processo é apresentado em detalhes no Capítulo 4 e resulta na curva de luz, objeto principal do nosso estudo.

As curvas de luz observadas passaram por uma rotina de análise que visa o ajuste de modelos de trânsito em nossas observações na busca dos melhores valores de parâmetros relacionados com características físicas do sistema (razão dos raios) e com as efemérides (tempo central de trânsito), além da remoção de tendências presentes na curva de luz devido a efeitos atmosféricos ou variabilidade estelar (Capítulo 6). Ao todo, foram 39 curvas de luz produzidas pelas observações do nosso grupo e submetidas ao ExoClock, sendo reunidas no Apêndice A.

Nosso trabalho também explora uma metodologia para estimar a idade de estrelas da sequência principal (Capítulo 5). À medida que as estrelas evoluem ao longo de milhões ou bilhões de anos, sua taxa de rotação tende a diminuir devido à perda de momento angular. Isso torna o período de rotação das estrelas um potencial indicador de idade. Durante os primeiros milhões de anos, as estrelas são rotadores rápidos. Em estrelas relativamente frias ($\lesssim 5000$ K) com camadas externas convectivas, propícias a atividades magnéticas, o momento angular é perdido para o vento estelar magnético acoplado à zona de convecção (Christensen-Dalsgaard; Aguirre, 2018).

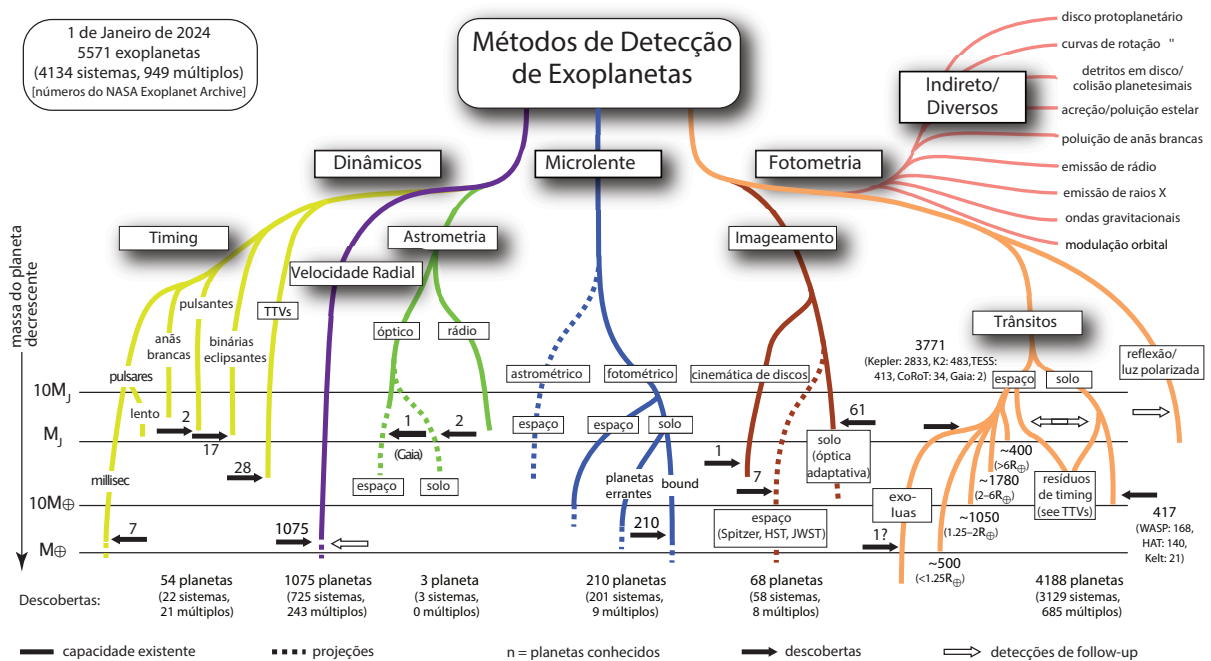
A *girocronologia* consiste na determinação da idade estelar t_* com base nas taxas de rotação estelar. Skumanich (1972) inferiu que a rotação diminui com $t_*^{-1/2}$. Na mesma época, de forma independente, Durney (1972), analisando a perda de momento angular, chegou na mesma dependência temporal (Christensen-Dalsgaard; Aguirre, 2018).

Fazendo uso do método de girocronologia, no Capítulo 6 também apresentamos os períodos de rotação e estimativas das idades mais prováveis para seis estrelas hospedeiras de exoplanetas, com o intuito principal de colocar à prova a eficácia do método para a classe de objetos que pode ter suas taxas de rotação influenciadas pela presença de exoplanetas.

2 MÉTODOS DE DETECÇÃO DE EXOPLANETAS

Dada a diversidade de métodos presentes na literatura para a detecção de exoplanetas e estudo das características de sistemas planetários, torna-se pertinente explorarmos as distinções entre cada método, suas diferenças em aplicações e como cada método contribui para um melhor entendimento de sistemas estelares além do Sistema Solar. A Figura 2.1 apresenta um diagrama em formato de árvore que organiza os diferentes métodos de detecção de exoplanetas, apelidado de “Árvore de Perryman”. Nas extremidades das ramificações, são indicados o número de planetas detectados por cada método, juntamente com a classificação dos planetas menos massivos em níveis mais baixos. Essa representação visual destaca as diferenças entre os tipos de planetas descobertos por cada abordagem, permitindo uma compreensão preliminar da eficácia e das características de cada método.

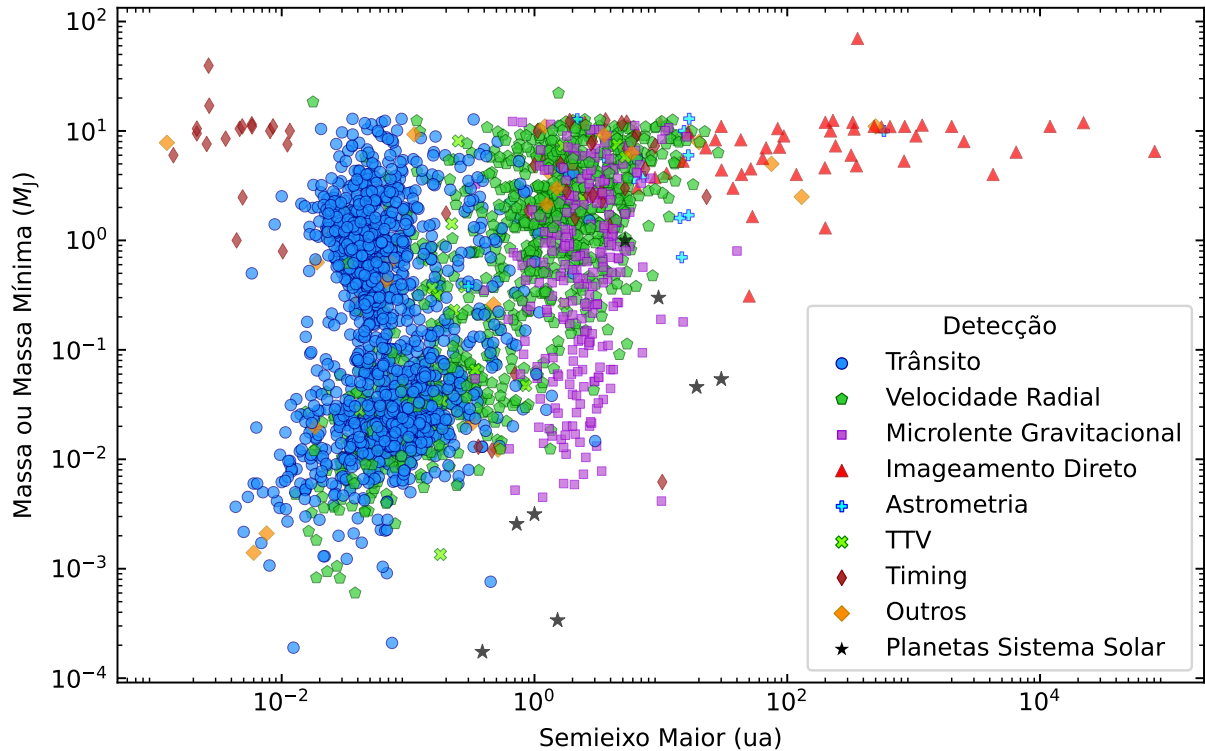
Figura 2.1 – Árvore de Perryman. O diagrama mostra o número total de exoplanetas até janeiro de 2024 conhecidos de acordo com o método de detecção.



Fonte: Adaptado de Perryman (2024).

Desde a primeira descoberta, planetas gigantes com período orbital curto têm se mostrado mais fáceis de serem detectados tanto por métodos espectroscópicos (como o método de velocidade radial, descrito na Seção 2.1) como fotométricos (método de trânsitos, abordado na Seção 2.2). Gigantes gasosos dominaram as primeiras descobertas devido a esse viés de detecção. A subclasse de Júpiteres quentes, ou gigantes gasosos de período curto, é vagamente definida como planetas com $a \lesssim 0,1$ ua, ou $P = 3-9$ dias (Gaudi; Seager; Mallen-Ornelas, 2005) e, portanto, significativamente quentes devido à irradiação estelar (Perryman, 2018). A alta massa desses planetas gera uma perturbação gravitacional na estrela mais intensa, facilitando a medição da velocidade radial por meio do espectro estelar. Além disso, o raio do planeta impacta

Figura 2.2 – Métodos de Detecção mais dominantes. Exoplanetas com valores estimados de massa e semieixo maior categorizados pelo método de detecção. Dados da *Encyclopaedia of exoplanetary systems* até novembro de 2025 (Schneider et al., 2011). Os planetas do Sistema Solar foram incluídos para efeito de comparação.



Fonte: O autor.

diretamente a profundidade do trânsito observado na curva de luz – quanto maior o planeta em relação à estrela, maior será a diminuição no fluxo luminoso observado durante o trânsito.

Uma relação entre a massa e o semieixo maior dos planetas, categorizados pelo método de detecção, é mostrada na Figura 2.2. Observa-se que os métodos de trânsito e velocidade radial são mais eficientes para detectar planetas massivos e próximos à estrela hospedeira, enquanto técnicas como o imageamento direto são mais apropriadas para alvos muito distantes.

Por outro lado, o gráfico também levanta questionamentos sobre a ausência de planetas em regiões que correspondem aos planetas terrestres do Sistema Solar, incluindo gigantes gasosos semelhantes aos do Sistema Solar, mas situados a distâncias maiores da estrela hospedeira. Essa ausência não implica necessariamente que planetas desse tipo não existam ou que sejam raros para além do Sistema Solar, mas pode sugerir limitações nas técnicas de detecção conhecidas atualmente ou a prevalência de fatores que ainda restringem a identificação de tais planetas.

2.1 VELOCIDADE RADIAL

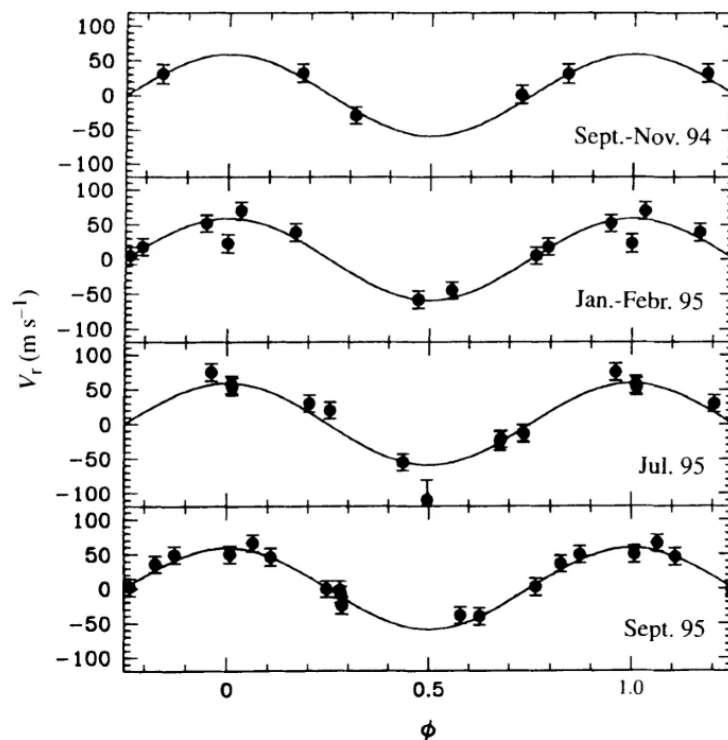
Amplamente utilizado na determinação das massas individuais em sistemas de estrelas binárias, o método de velocidade radial baseia-se nas variações periódicas observadas nas linhas

espectrais das estrelas, causadas pelo movimento orbital do sistema. Também conhecido como espectroscopia Doppler, o método foi historicamente a primeira técnica bem-sucedida na detecção dos primeiros exoplanetas. Ao medir as variações periódicas na velocidade da estrela ao longo da linha de visada, é possível inferir a presença de corpos invisíveis e determinar limites inferiores para suas massas.

2.1.1 Primeiras Detecções

A detecção do primeiro exoplaneta, 51 Pegasi b (Mayor; Queloz, 1995), na órbita da estrela do tipo solar 51 Pegasi, deu-se por meio da técnica de velocidade radial. Mayor e Queloz (1995) fizeram as medições de velocidade radial da estrela 51 Pegasi utilizando o espectrógrafo ELODIE. A Figura 2.3 mostra o ajuste orbital de velocidade radial para quatro épocas diferentes entre setembro de 1994 e setembro de 1995. A semi-amplitude da velocidade radial foi de $0,059 \pm 0,003 \text{ km s}^{-1}$ com um período P de $4,22930 \pm 0,00011 \text{ d}$. Com isso, Mayor e Queloz encontraram uma massa mínima de $0,47 \pm 0,02 M_J$ para o planeta orbitando a uma distância de cerca de 0,05 ua (Mayor; Queloz, 1995). Mais tarde, esse exoplaneta recebeu o nome oficial aprovado pela IAU de Dimidium. O nome Dimidium deriva do latim “metade”, em referência ao fato de que o exoplaneta possui pelo menos metade da massa de Júpiter.

Figura 2.3 – Ajuste orbital do 51 Pegasi b. Curvas de velocidade radial ajustadas em observações de quatro épocas distintas com correção da velocidade γ (velocidade do centro de massa do sistema).



Fonte: Mayor e Queloz (1995). Reproduced with permission from Springer Nature.

A descoberta de 51 Pegasi b (Mayor; Queloz, 1995) deixou clara a possibilidade de

existirem exoplanetas com períodos orbitais curtos. No ano seguinte, Marcy e Butler (1996) reanalisaram dados coletados previamente e identificaram indícios de exoplanetas na órbita das estrelas do tipo solar 70 Virginis (Marcy; Butler, 1996) e 47 Ursae Majoris (Butler; Marcy, 1996). O primeiro planeta, 70 Vir b, possui uma massa mínima de $6,6 M_J$, semieixo maior de 0,43 ua, período orbital de 116,7 dias e uma órbita consideravelmente excêntrica ($e = 0,40$). Já o planeta 47 UMa b possui uma massa mínima de $2,39 M_J$, semieixo maior de 2,1 ua, período orbital de 1090 dias e baixa excentricidade ($e = 0,03$). Essas descobertas impulsionaram uma nova área de pesquisa na astronomia e contribuíram para estabelecer o consenso sobre uma nova classe de planetas, denominados Júpiteres quentes (Cenadelli; Bernagozzi, 2018).

2.1.2 Formulação

Em um sistema de estrelas binárias ou um sistema estrela-planeta, ambas as estrelas orbitam um centro de massa em comum (o mesmo ocorre num sistema estrela-planeta). Caso a órbita do sistema possua uma componente alinhada com a linha de visada, o sistema será classificado como uma binária espectroscópica. Nessa configuração, as velocidades radiais podem ser medidas através do efeito Doppler: um desvio para o azul é observado nas linhas espectrais quando a estrela se move em direção ao observador, enquanto um desvio para o vermelho ocorre quando ela se afasta. Numa órbita quase circular ($e \ll 1$), as velocidades das estrelas serão $v_1 = 2\pi a_1/P$ e $v_2 = 2\pi a_2/P$, com cada estrela tendo, respectivamente, massa m_1 e m_2 , onde a_1 e a_2 seriam o semieixo maior de cada órbita em torno do centro de massa (no caso de órbita circular, simplesmente o raio) e P sendo o período orbital. Considerando uma binária visual (ambas as estrelas são resolvidas individualmente), temos a seguinte relação entre as massas dos corpos e o semieixo maior de cada órbita (Carroll; Ostlie, 2017):

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{a_2}{a_1}. \quad (2.1)$$

Resolvendo as velocidades para o semieixo maior de cada estrela e substituindo acima, temos

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{v_2}{v_1}. \quad (2.2)$$

Sendo as velocidades radiais $v_{1r} = v_1 \sin i$ e $v_{2r} = v_2 \sin i$ com i sendo a inclinação, a Eq. (2.2) pode ser reescrita como (Carroll; Ostlie, 2017):

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{v_{2r}/\sin i}{v_{1r}/\sin i} = \frac{v_{2r}}{v_{1r}}, \quad (2.3)$$

possibilitando determinar a razão das massas (também referida por q) sem conhecimento do ângulo de inclinação.

Partindo da terceira lei de Kepler, podemos encontrar a soma das massas

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{G(m_1 + m_2)} a^3, \quad (2.4)$$

substituindo a com

$$a = a_1 + a_2 = \frac{P}{2\pi} (v_1 + v_2), \quad (2.5)$$

ao resolver para a soma das massas, temos

$$m_1 + m_2 = \frac{P}{2\pi G} (v_1 + v_2)^3. \quad (2.6)$$

Podemos expressar em termos da velocidade radial observada, logo

$$m_1 + m_2 = \frac{P}{2\pi G} \frac{(v_{1r} + v_{2r})^3}{\sin^3 i}. \quad (2.7)$$

Pela Eq. (2.7), podemos determinar a soma das massas do sistema binário se for possível medir as velocidades radiais de ambos os corpos. Porém, em binárias espectroscópicas de linha única (SB1) e também no caso de exoplanetas, apenas o espectro da estrela primária ou da hospedeira será visível, e por isso, apenas v_{1r} será conhecido. Nesse caso, pela Eq. (2.3), podemos escrever v_{2r} em termos de v_{1r} , com apenas o espectro de m_1 sendo visível. Ao substituir na Eq. (2.7), obtemos (Carroll; Ostlie, 2017)

$$m_1 + m_2 = \frac{P}{2\pi G} \frac{v_{1r}^3}{\sin^3 i} \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)^3 \quad \therefore \quad \frac{m_2^3}{(m_1 + m_2)^2} \sin^3 i = \frac{P}{2\pi G} v_{1r}^3. \quad (2.8)$$

A segunda parte da Eq. (2.8) é denominada função de massa. A função de massa pode ser relacionada com a semiamplitude K das variações de velocidade radial. Levando em consideração um sistema espectroscópico de linha única e considerando, agora, a excentricidade e , podemos derivar a seguinte expressão (Wright, 2018):

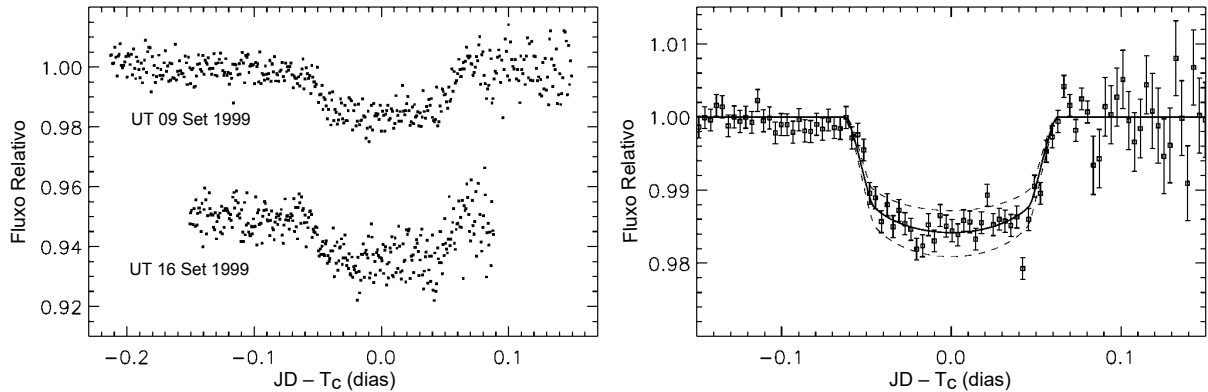
$$\frac{m_2^3}{(m_1 + m_2)^2} \sin^3 i = \frac{PK^3(1 - e^2)^{\frac{3}{2}}}{2\pi G}. \quad (2.9)$$

2.1.3 Relação Entre Semiamplitude da Velocidade Radial e Massa Mínima

No caso específico de exoplanetas, m_1 pode ser entendido como a massa da estrela hospedeira, que podemos denotar como M_* , enquanto m_2 corresponde à massa do exoplaneta, representada como M_p . Rearranjando a equação (2.9), podemos reescrevê-la da seguinte forma (Cumming; Marcy; Butler, 1999; Perryman, 2018):

$$K^3 = \frac{M_p^3 \sin^3 i}{(M_p + M_*)^2} \frac{2\pi G}{P(1 - e^2)^{\frac{3}{2}}} \quad \therefore \quad K = \left(\frac{2\pi G}{P}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{M_p \sin i}{(M_p + M_*)^{\frac{2}{3}}} \frac{1}{(1 - e^2)^{\frac{1}{2}}}. \quad (2.10)$$

Figura 2.4 – À esquerda, estão as curvas de luz observadas em 9 e 16 de setembro de 1999 da estrela HD 209458, em função do tempo central. À direita, temos a série temporal com *binning* em intervalos de 5 minutos e em fase com o período orbital. A dispersão ao final da curva de luz deve-se à massa de ar crescente à medida que a altitude do objeto no céu diminui.



Fonte: Adaptado de Charbonneau et al. (1999).

Pode também ser descrita como em Torres, Winn e Holman (2008), Perryman (2018):

$$\frac{M_p \sin i}{M_J} = 4,919 \times 10^{-3} \left(\frac{K}{\text{m s}^{-1}} \right) (1 - e^2)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{P}{\text{dias}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{M_{\star} + M_p}{M_{\odot}} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (2.11)$$

A Equação 2.11 explicita a relação entre os parâmetros observados da curva de velocidade radial, como a semi-amplitude K e o período P , e a massa do planeta multiplicada pelo seno do ângulo da inclinação orbital. Este termo, $M_p \sin i$, é conhecido como *massa mínima*, e fornece o menor valor possível para a massa do exoplaneta, dado que a inclinação i não é diretamente mensurável pelo método de velocidade radial.

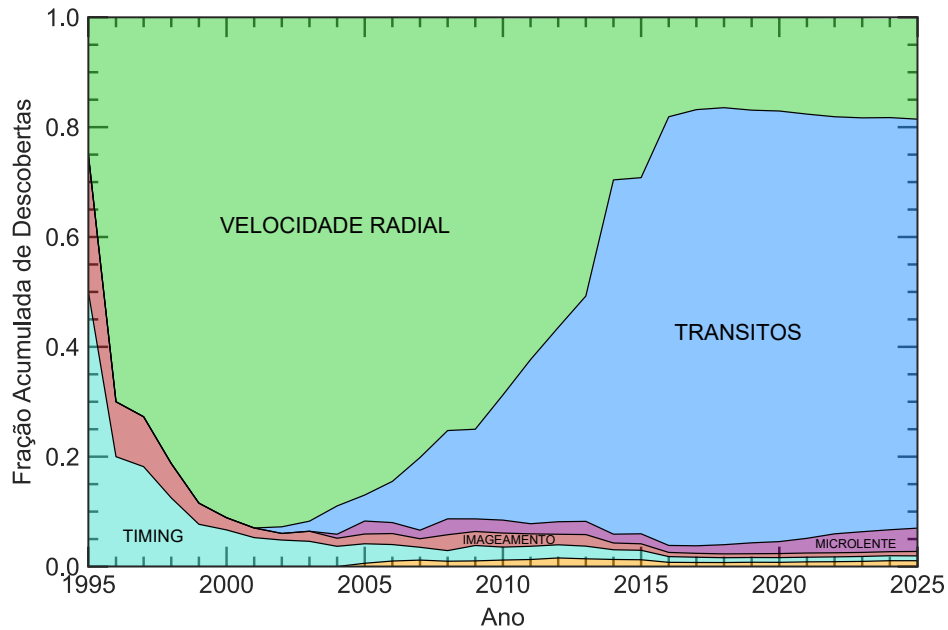
2.2 TRÂNSITOS

2.2.1 Primeiro Trânsito Detectado: HD209458b

O primeiro trânsito de um exoplaneta foi observado em 1999 (Henry et al., 1999; Charbonneau et al., 1999) durante monitoramento fotométrico do sistema HD209458, hospedeiro de Júpiter quente previamente identificado através de medidas de velocidade radial. Na Figura 2.4 temos duas observações realizadas por Charbonneau et al. (1999) de 2,5 horas de duração e profundidade de cerca de 1,5% em intervalo consistente com o período orbital determinado por velocidade radial. Como a técnica de trânsitos fornece uma estimativa da razão dos raios, foi confirmado que os Júpiteres quentes possuem raios e densidades comparáveis aos gigantes gasosos do Sistema Solar (Perryman, 2018).

A descoberta do primeiro trânsito foi um marco na busca por exoplanetas, que até então era dominada por detecções de velocidade radial. A partir disso, o método de trânsito tornou-se não apenas o mais prolífico para a detecção, superando a soma de todas as detecções pelos

Figura 2.5 – Fração de exoplanetas descobertos por cada técnica com base no total acumulado de descobertas desde 1995. Até o fim de 1995, eram cinco planetas conhecidos, sendo três descobertos pelo método de timing de pulsar e dois pelo método de velocidade radial. No período de 1996 a 2013, o método de velocidade radial acumulava uma maior taxa de descobertas. O método de Trânsitos, ao fim de 2016, já acumulava cerca de 78 % do total de descobertas. É possível notar uma região em amarelo no canto inferior direito da imagem que representa as descobertas provenientes de Astrometria e outros métodos. Dados do catálogo *Encyclopaedia of exoplanetary systems* até novembro de 2025 (Schneider et al., 2011).



Fonte: O autor.

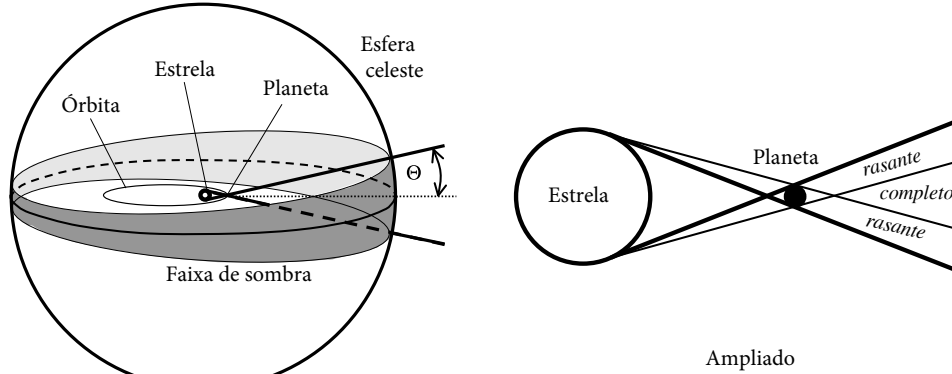
demais métodos, mas também o mais eficaz para a caracterização detalhada dos exoplanetas (Deeg; Alonso, 2018). A Figura 2.5 mostra a fração de exoplanetas acumulados por cada técnica a partir de 1995 até 2025. A partir de 2000, a taxa de descobertas de exoplanetas por trânsitos explodiu em comparação aos demais métodos, ao ponto de que, ao fim de 2018, acumulava mais de $3/4$ do total de descobertas.

2.2.2 Probabilidade Geométrica de Trânsito

Existem condições geométricas que precisam ser satisfeitas para que o planeta transite em frente da sua hospedeira. A primeira é que a inclinação do plano orbital do exoplaneta precisa ser próxima 90° em relação ao plano do céu do observador. Outra condição é que o planeta esteja consideravelmente próximo da estrela. Isso influencia diretamente a probabilidade de o planeta passar pelo disco estelar.

Em um sistema contendo uma estrela e um exoplaneta, à medida que o planeta orbita a estrela hospedeira, este projeta um cone de sombra que varre uma área da esfera celeste. A área da faixa varrida pela sombra na esfera celeste representa a região onde um observador de-

Figura 2.6 – Probabilidade de trânsito. Esquerda: Trânsitos apenas ocorrerão nas regiões dentro da penumbra. Direita: Ampliação distinguindo a penumbra e a antumbra. A penumbra (linhas espessas) é o cone de sombra formado por feixes de luz que tangenciam as bordas da estrela e do planeta e se interceptam entre os corpos, onde um observador veria o trânsito ocorrer de maneira rasante. A antumbra (linhas finas) é a região onde os feixes se interceptam além dos corpos, na qual um observador veria o planeta totalmente inserido no disco estelar.



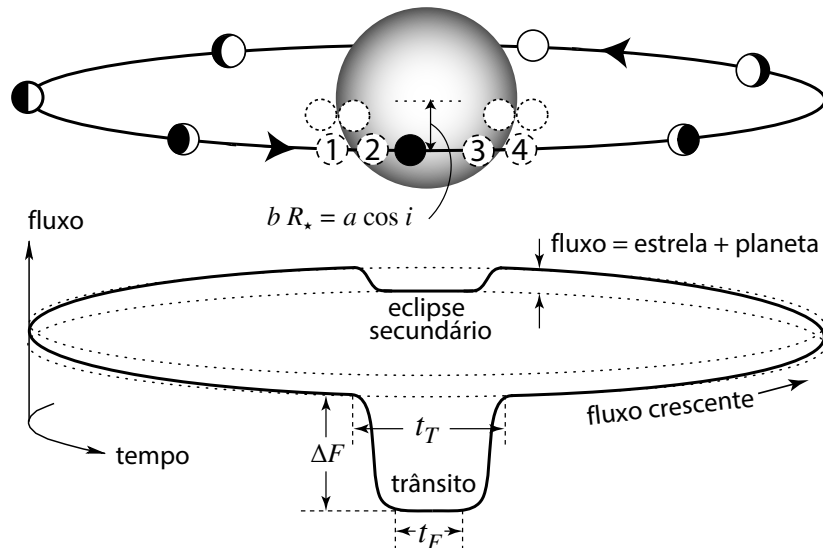
Fonte: Adaptado de Winn (2010).

veria estar para ser capaz de observar a ocorrência dos trânsitos. A Figura 2.6 ilustra a faixa de sombra projetada pelo exoplaneta na esfera celeste, bem como o ângulo de abertura da faixa de sombra Θ , que obedece à condição $\sin \Theta = (R_{\star} + R_p)/r$, com $R_{\star}$ e R_p sendo o raio da estrela e do planeta, respectivamente, e r sendo a distância instantânea entre a estrela e o planeta. O cone de sombra formado por feixes de luz que tangenciam as bordas da estrela e do planeta e se interceptam entre os corpos é conhecido como penumbra. Nessa região, veríamos, se a resolução permitisse, o planeta parcialmente em frente ao disco estelar, podendo este se tratar de um trânsito rasante ou estar entre os dois primeiros ou dois últimos contatos do trânsito (*cf.* subsec. 2.2.3). Outro cone, conhecido como antumbra, definido por $\sin \Theta = (R_{\star} - R_p)/r$, é a região onde dois feixes tangenciam a estrela e o planeta e se interceptam além dos corpos, formando um cone contido no interior do cone de penumbra (Winn, 2010). Na antumbra, teríamos a perspectiva do planeta completamente inserido no disco estelar, semelhantemente ao que ocorre num eclipse anular ou, mais semelhante ainda, aos trânsitos de Vênus e Mercúrio vistos da Terra (trânsitos no Sistema Solar são discutidos em maiores detalhes por Briot e Schneider, 2018).

Normalmente os parâmetros de excentricidade e e argumento do periastro ω de um sistema são conhecidos se o planeta for proveniente de detecção de velocidade radial, mas sem sinal de trânsitos. A longitude na esfera celeste como a da Figura 2.6 seria dada por ω , mas a latitude seria desconhecida. A probabilidade é dada como a fração sombreada da linha de longitude ou se satisfazer o requisito $|b| < 1 + R_p/R_{\star}$, onde b é parâmetro de impacto, ou seja (Winn, 2010)

$$P_{\text{tra}} = \left(\frac{R_{\star} \pm R_p}{a} \right) \left(\frac{1 + e \sin \omega}{1 - e^2} \right). \quad (2.12)$$

Figura 2.7 – Esquema do trânsito de um exoplaneta e as principais quantidades medidas. Durante o trânsito, o planeta bloqueia uma fração do fluxo da estrela. Após o trânsito a face iluminada do planeta fica visível e a luz refletida pelo planeta pode ser agregada ao fluxo medido (considerando que ambos os corpos são indistinguíveis em uma fonte pontual vistos da Terra). No momento em que o planeta for ocultado pela estrela (eclipse secundário) a parcela de fluxo refletido pelo planeta será diminuída novamente. Os círculos tracejados mostram os quatro contatos; os pontilhados mostram os contatos para um parâmetro de impacto menor evidenciando uma menor separação entre os contatos externos e internos.



Fonte: Adaptado de Perryman (2018). The Exoplanet Handbook. © Michael Perryman 2011, 2014, 2018. Reproduced with permission of the Licensor through PLScler.

No caso mais simples, onde $R_p \ll R_*$ e $e = 0$, a equação (2.12) torna-se simplesmente

$$P_{\text{tra}} = \frac{R_*}{a} \approx 0.005 \left(\frac{R_*}{R_\odot} \right) \left(\frac{1 \text{ ua}}{a} \right). \quad (2.13)$$

O fato da probabilidade ser inversamente proporcional ao semieixo maior a favorece a descoberta de exoplanetas quentes em órbitas mais próximas da estrela hospedeira. Como exemplo, podemos utilizar a Terra, que é visível para apenas 0,48 % da esfera celeste. Enquanto que para Júpiter, orbitando a 5,2 ua do Sol, a probabilidade de trânsito é de apenas 0,09 %. Por essa razão, a busca por planetas em trânsito a distâncias da ordem de uma unidade astronômica da estrela hospedeira requer o monitoramento de milhares de objetos por vários anos (Cameron, 2016).

2.2.3 Observáveis de Trânsito e Formulação Geométrica

O perfil e a duração que caracterizam uma curva de luz de um trânsito são ditados principalmente pelas observáveis período P , profundidade de trânsito ΔF , o tempo total de trânsito t_T (do primeiro ao quarto contato) e o tempo de totalidade t_F (do segundo ao terceiro contato, onde o planeta está totalmente inserido no disco da estrela) (Figura 2.7).

Dessas observáveis, três equações geométricas descrevem a curva de luz de trânsito (Seager; Mallén-Ornelas, 2003): a profundidade do trânsito, com F sendo o fluxo total observado fora e durante o trânsito,

$$\Delta F \equiv \frac{F_{\text{fora do trânsito}} - F_{\text{em trânsito}}}{F_{\text{fora do trânsito}}} = \left(\frac{R_p}{R_\star} \right)^2, \quad (2.14)$$

resultado da razão das áreas dos discos projetados do planeta e da estrela; a forma do trânsito, descrita pela razão entre o tempo de totalidade e o tempo total de trânsito,

$$\frac{\text{sen}(t_F \pi / P)}{\text{sen}(t_T \pi / P)} = \frac{\{[1 - (R_p/R_\star)]^2 - [(a/R_\star) \cos i]^2\}^{1/2}}{\{[1 + (R_p/R_\star)]^2 - [(a/R_\star) \cos i]^2\}^{1/2}}, \quad (2.15)$$

e o tempo total de trânsito,

$$t_T = \frac{P}{\pi} \arcsen \left\{ \frac{R_\star}{a} \left(\frac{[1 + (R_p/R_\star)]^2 - [(a/R_\star) \cos i]^2}{1 - \cos^2 i} \right)^{1/2} \right\}. \quad (2.16)$$

Além dessas equações geométricas, há duas equações físicas. A terceira lei de Kepler, assumindo uma órbita circular

$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_\star + M_p)}, \quad (2.17)$$

e a relação entre massa e raio estelar.

$$R_\star = k M_\star^x, \quad (2.18)$$

com k sendo um coeficiente constante que varia de acordo com o tipo espectral da estrela e x sendo a lei de potência da sequência (para tipos espectrais de F a K da sequência principal, temos $k = 1$ e $x \simeq 0,8$). Essas equações são responsáveis por quebrar a degenerescência da descrição matemática de uma esfera passando em frente a outra ao estabelecer uma escala física. Assumindo uma órbita esférica e efeito de escurecimento de limbo negligenciável, essa escala permite uma solução única e exata, junto à descrição geométrica (Seager; Mallén-Ornelas, 2003; Perryman, 2018).

Utilizando as equações 2.14, 2.15, 2.16 e 2.17, podemos chegar a uma combinação de quatro parâmetros, sendo a primeira a razão dos raios,

$$\frac{R_p}{R_\star} = \sqrt{\Delta F}, \quad (2.19)$$

o parâmetro de impacto b , definido como a distância projetada entre o planeta e o centro da estrela no instante de tempo central do trânsito $t_{mid,0}$ normalizado pelo raio da hospedeira $R_\star$

(Figura 2.7)

$$b \equiv \frac{a}{R_\star} \cos i = \left\{ \frac{(1 - \sqrt{\Delta F})^2 - \frac{\sin^2(t_F \pi/P)}{\sin^2(t_T \pi/P)} (1 + \sqrt{\Delta F})^2}{1 - [\sin^2(t_F \pi/P) / \sin^2(t_T \pi/P)]} \right\}^{1/2}, \quad (2.20)$$

o semieixo maior normalizado pelo raio da estrela, que pode ser deduzido a partir da equação 2.16

$$\frac{a}{R_\star} = \left\{ \frac{(1 + \sqrt{\Delta F})^2 - b^2 [1 - \sin^2(t_T \pi/P)]}{\sin^2(t_T \pi/P)} \right\}^{1/2}, \quad (2.21)$$

e com a lei de Kepler para $M_p \ll M_\star$, uma expressão para a densidade estelar pode ser deduzida da equação 2.21

$$\rho_\star \equiv \frac{M_\star}{R_\star^3} = \left(\frac{4\pi^2}{P^2 G} \right) \left\{ \frac{(1 + \sqrt{\Delta F})^2 - b^2 [1 - \sin^2(t_T \pi/P)]}{\sin^2(t_T \pi/P)} \right\}^{3/2}. \quad (2.22)$$

Os parâmetros físicos $M_\star$, $R_\star$, a , i e R_p serão então (Seager; Mallén-Ornelas, 2003; Perryman, 2018): A massa estelar

$$\frac{M_\star}{M_\odot} = \left(k^3 \frac{\rho_\star}{\rho_\odot} \right)^{1/(1-3x)}, \quad (2.23)$$

deduzida a partir da equação 2.22 juntamente da relação entre massa e raio estelar (eq. 2.18) na forma

$$\frac{\rho_\star}{\rho_\odot} \equiv \frac{M_\star}{M_\odot} \left(\frac{R_\star}{R_\odot} \right)^{-3} = \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{1-3x} \frac{1}{k^3}. \quad (2.24)$$

O raio estelar,

$$\frac{R_\star}{R_\odot} = k \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^x = \left(k^{1/x} \frac{\rho_\star}{\rho_\odot} \right)^{x/(1-3x)}. \quad (2.25)$$

O semieixo maior a partir de $M_\star$ e da terceira lei de Kepler com $M_p \ll M_\star$,

$$a = \left(\frac{P^2 G M_\star}{4\pi^2} \right)^{1/3}. \quad (2.26)$$

A inclinação orbital, baseada em b ,

$$i = \cos^{-1} \left(b \frac{R_\star}{a} \right). \quad (2.27)$$

E finalmente, o raio do planeta em unidades de raios solares,

$$\frac{R_P}{R_\odot} = \frac{R_\star}{R_\odot} \sqrt{\Delta F} = \left(k^{1/x} \frac{\rho_\star}{\rho_\odot} \right)^{x/(1-3x)} \sqrt{\Delta F}. \quad (2.28)$$

Se ainda aproximarmos $R_\star \ll a$ ou, de maneira equivalente, $t_T \pi/P \ll 1$, as expressões para b ,

a e ρ_* serão simplesmente (Perryman, 2018; Seager; Mallén-Ornelas, 2003)

$$b = \left\{ \frac{(1 - \sqrt{\Delta F})^2 - (t_F/t_T)^2(1 + \sqrt{\Delta F})^2}{1 - (t_F/t_T)^2} \right\}^{1/2}, \quad (2.29)$$

$$\frac{a}{R_*} = \frac{2P}{\pi} \Delta F^{1/4} (t_T^2 - t_F^2)^{-1/2}, \quad (2.30)$$

$$\rho_* = \frac{32P}{G\pi} \Delta F^{3/4} (t_T^2 - t_F^2)^{-3/2}. \quad (2.31)$$

2.2.4 Efeitos de Escurecimento de Limbo

Enquanto as expressões apresentadas anteriormente permitem uma estimativa dos principais parâmetros do sistema, a precisão na caracterização de curvas de luz de trânsitos exige a aplicação de métodos mais sofisticados, como o modelo de Mandel e Agol (2002) ou Giménez (2006). Essa sofisticação é fundamental, em parte, devido ao efeito sutil evidenciado na Figura 2.8, conhecido como escurecimento de limbo da estrela, que faz com que o brilho do disco estelar não seja uniforme. Em vez disso, é observado um gradiente radial de intensidade luminosa, sendo mais intenso no centro do disco e diminuindo em direção às bordas. Modelos de curvas de luz teóricos que consideram o efeito de escurecimento de limbo, como Mandel e Agol (2002), mostram um impacto significativo na profundidade do trânsito ΔF como função do parâmetro de impacto b ; no arredondamento do fundo do poço da curva de luz, assim, fazendo a parte plana do poço ser menor (reduzindo o tempo de totalidade t_F) e dificultando a determinação dos contatos de ingresso e egresso do trânsito (Deeg; Alonso, 2018; Perryman, 2018).

A probabilidade de escape de um fóton emitido dentro de uma camada interna específica da estrela depende da profundidade óptica da camada. Para um fóton com frequência ν , a profundidade óptica τ_ν é a integral do produto entre a opacidade κ_ν e a densidade $\rho(s)$ ao longo do caminho do feixe. Ou seja, para uma luz emitida na posição X que viaja ao observador no infinito, temos (Haswell, 2010)

$$\tau_\nu = \int_X^\infty \rho(s) \kappa_\nu ds, \quad (2.32)$$

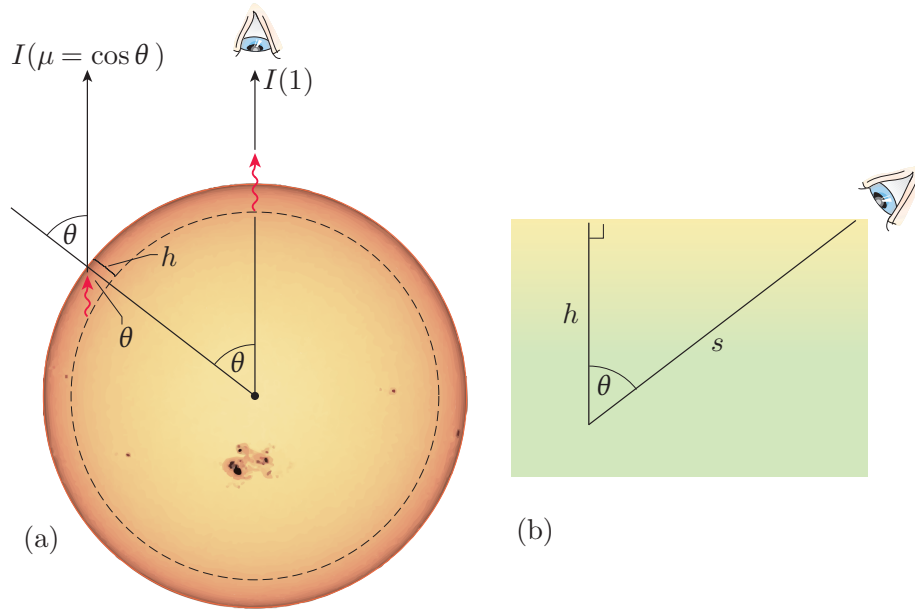
onde s indica a posição ao longo do caminho.

Dado que a opacidade depende da frequência da radiação, então a profundidade óptica também depende da frequência. Assim, diferentes profundidades físicas em uma atmosfera estelar terão diferentes profundidades ópticas. A probabilidade de um fóton emitido ser absorvido ou espalhado é $e^{-\tau_\nu}$, então a razão entre a intensidade emitida (I_{emitido}) e a intensidade emergente (I) será (Haswell, 2010)

$$\frac{I}{I_{\text{emitido}}} = e^{-\tau_\nu}. \quad (2.33)$$

Um fóton que emerge do centro do disco estelar viaja radialmente para fora, enquanto

Figura 2.8 – Esquema ilustrando o efeito de escurecimento de limbo. (a) A linha tracejada denota a região de onde o fóton está partindo em direção ao observador. O caminho que o fóton percorre partindo do centro do disco da estrela em direção ao observador atravessa uma profundidade h da estrela, enquanto os fótons partindo de outras regiões viajam com um ângulo θ em relação a normal da superfície estelar. (b) Os fótons partindo das bordas do disco passam por uma profundidade $s \approx h/\mu$, onde $\mu = \cos \theta$, assumindo uma geometria plano-paralela da atmosfera com $h \ll R_\star$.



Fonte: Adaptado de Haswell (2010).

um fóton de qualquer outro ponto do disco viaja em um ângulo θ em relação à direção radial ou normal da superfície. Na Figura 2.8a, ambos os fótons são emitidos a partir da mesma profundidade, mas o fóton emitido próximo do limbo deve atravessar um caminho s maior para atravessar a camada da atmosfera (Figura 2.8b). Para os fótons emitidos a uma profundidade h , o caminho ao longo da atmosfera em direção ao observador será (Haswell, 2010)

$$s \approx \frac{h}{\cos \theta} = \frac{h}{\mu}. \quad (2.34)$$

com $\mu = \cos \theta$ e assumindo que $h \ll R_\star$.

Existe um conjunto de leis que podem ser aplicadas, conforme o problema e o modelo de atmosfera estelar adotado, para descrever o comportamento do escurecimento de limbo ao longo do disco estelar. É consenso, no entanto, que o escurecimento de limbo não é um fenômeno linear (Claret, 2000). Tendo isso em vista, alternativas foram propostas com o tempo. A primeira sendo a lei linear (Schwarzschild, 1906; Russell, 1912; Milne, 1921) é dada por

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - u(1 - \mu). \quad (2.35)$$

A lei quadrática (Kopal, 1950)

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - a(1 - \mu) - b(1 - \mu)^2 . \quad (2.36)$$

A lei da raiz quadrada (Diaz-Cordoves; Gimenez, 1992)

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - c(1 - \mu) - d(1 - \sqrt{\mu}) . \quad (2.37)$$

A lei logarítmica (Klinglesmith; Sobieski, 1970)

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - e(1 - \mu) - f\mu \ln(\mu) . \quad (2.38)$$

A lei da potência-2 (Hestroffer, 1997)

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - g(1 - \mu^h) . \quad (2.39)$$

E a mais comumente usada atualmente, a lei não-linear ou de quatro termos (Claret, 2000; Claret et al., 2020)

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - u_1(1 - \mu^{1/2}) - u_2(1 - \mu) - u_3(1 - \mu^{3/2}) - u_4(1 - \mu^2) , \quad (2.40)$$

ou, de maneira mais compacta

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - \sum_{n=1}^4 u_n(1 - \mu^{n/2}) , \quad (2.41)$$

onde $I(1)$ é a intensidade específica no centro do disco, u , a , b , c , d , e , f , g , h e u_n são os coeficientes de escurecimento de limbo, e $\mu = \cos \theta$, com θ sendo o ângulo entre a linha de visada e a normal da superfície da intensidade emergente (Figura 2.8).

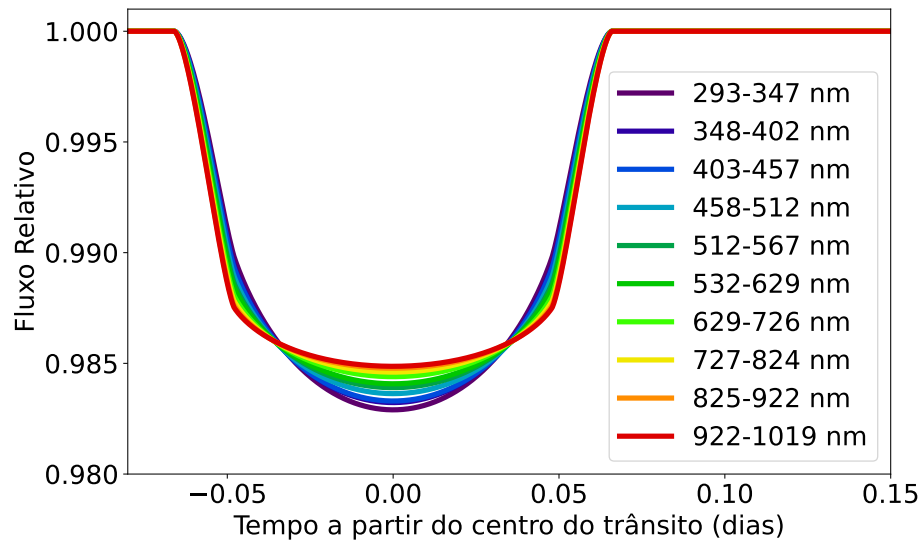
A curva de luz com o modelo de Mandel e Agol (2002), considerando o comportamento não-linear do escurecimento de limbo, é dada por

$$F(p, z) = \left[\int_0^1 dr 2r I(r) \right]^{-1} \int_0^1 dr I(r) \frac{d[F^e(p/r, z/r)r^2]}{dr} , \quad (2.42)$$

onde $F^e(p, z)$ é a curva de luz de uma fonte uniforme, $p \equiv R_p/R_*$, $z \equiv d/R_*$ podendo ser entendida como a distância normalizada projetada entre os centros do planeta e da estrela; e $I(r)$ sendo a intensidade específica como função de r ou μ (Mandel; Agol, 2002).

A Figura 2.9 mostra os modelos de curva de luz para dez bandas de comprimentos de onda do exoplaneta HD209458b, utilizando os coeficientes de escurecimento de limbo não-lineares determinados por Knutson et al. (2007) e evidencia de forma clara como o fenômeno

Figura 2.9 – Curva de luz sintética do HD209458b para dez diferentes bandas de comprimentos de onda. O perfil de escurecimento de limbo da estrela varia conforme o comprimento de onda. Os coeficientes de escurecimento de limbo foram determinados em Knutson et al. (2007). Modelos gerados com pacote batman (Kreidberg, 2015) com perfil de escurecimento de limbo não-linear.



Fonte: O autor.

de escurecimento de limbo influencia no formato da curva de luz, tendo, inclusive, seu efeito magnificado em comprimentos de onda mais curtos (mais arredondado) e com a parte “plana” do trânsito mais evidente em comprimentos de onda na faixa do vermelho ou maiores, o que facilita na distinção dos instantes dos contatos do trânsito.

2.3 VARIAÇÃO DE TEMPO DE TRÂNSITO

Em um sistema planetário simples, composto por uma única estrela e um único planeta, os trânsitos ocorrem com uma periodicidade quase constante. No entanto, na presença de outro corpo no sistema, como uma companheira estelar, outro planeta ou um satélite, a interação gravitacional mútua entre os corpos pode perturbar suas órbitas, fazendo com que essas sejam órbitas não-keplerianas (Perryman, 2018; Agol; Fabrycky, 2018). Nesse caso, os trânsitos ocorrerão ligeiramente mais cedo ou mais tarde do que o previsto pela efeméride. A Variação no Tempo de Trânsito (TTV, do inglês *Transit Timing Variation*) consiste em um método para analisar perturbações nos tempos de ocorrência e na duração de trânsitos de um exoplaneta e, a partir disso, inferir a presença de um terceiro corpo, que pode ser outro planeta companheiro.

A análise dos TTVs é realizada através de diagramas $O - C$ (Observado menos calculado), onde a diferença entre o tempo de trânsito observado e o calculado com base em uma efeméride linear é plotada em função do número de épocas¹. O instante calculado, baseado em

¹ Número de órbitas ocorridas desde um tempo de referência inicial, t_0 .

um período constante P , seria dado por

$$C(N) = t_0 + NP, \quad (2.43)$$

com t_0 sendo a efeméride ou época inicial, e N sendo o número de épocas subsequentes. Variações senoidais ou quase-periódicas no diagrama $O - C$ são indicativos comuns de interações planeta-planeta (Agol; Fabrycky, 2018).

Além da detecção de planetas no mesmo sistema que não transitam a estrela, o método de TTV é eficaz na determinação das massas planetárias (além de restringir outros parâmetros orbitais) através dos efeitos gravitacionais observados em outros planetas e também na detecção de companheiros estelares mais específicos, como satélites (exoluas) ou Troianos² (Perryman, 2018).

2.4 MICROLENTE GRAVITACIONAL

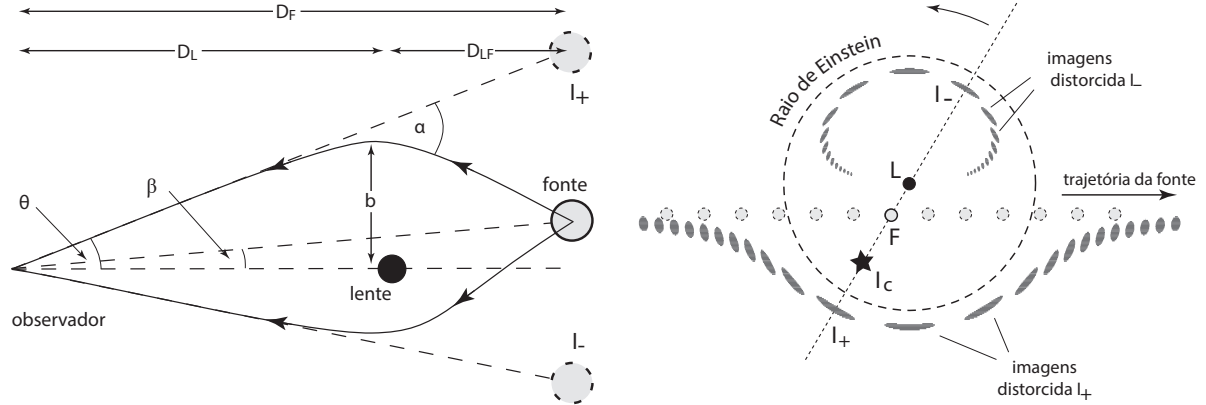
O método de microlente gravitacional é uma técnica de detecção de exoplanetas fundamentada nos princípios da Teoria da Relatividade Geral de Einstein. A presença de matéria distorce o espaço-tempo e, como resultado, a trajetória de ondas eletromagnéticas é defletida (Perryman, 2018). Ele não depende da luz emitida pelo sistema planeta-estrela, mas sim do modo como a sua massa curva o espaço-tempo, agindo como uma lente para uma estrela de fundo (fonte). No regime de microlente, a separação angular entre as múltiplas imagens da estrela de fundo criadas pela lente gravitacional é muito pequena para ser resolvida por telescópios (da ordem de milissegundos de arco) (Batista, 2018). O que se observa, na verdade, é um aumento temporário e acromático no brilho total da estrela-fonte, chamado de magnificação.

O principal desafio reside na necessidade de um alinhamento extremamente preciso entre o observador, a estrela de fundo e os objetos da lente para que haja magnificação significativa. Esse alinhamento deve ocorrer dentro do raio angular de Einstein (~ 1 mas). Devido à baixíssima probabilidade de essas condições de alinhamento serem satisfeitas em qualquer região da galáxia, o bulbo galáctico, tendo alta densidade de estrelas, é, portanto, a região de escolha mais favorável para monitoramento (Perryman, 2018).

Sendo satisfeitas as condições de alinhamento entre um observador na Terra, um objeto massivo em primeiro plano (estrela-lente, M_L) e uma estrela de fundo (fonte), ocorrerá o fenômeno de lente simples (Batista, 2018). A Figura 2.10 ilustra o princípio básico de microlente, com um feixe de luz da fonte sendo curvado pela gravidade da massa da lente. A magnificação significativa ocorre quando a separação angular entre a lente e a fonte é menor que o raio de Einstein (θ_E), que define a escala angular do evento. O raio angular de Einstein e o raio linear

² Corpos que compartilham a mesma órbita em diferentes pontos de Lagrange L4 e L5 correspondendo a uma ressonância 1:1.

Figura 2.10 – Esquerda: Esquema geométrico de microlente dado alinhamento entre observador, lente e fonte. A luz da estrela fonte é curvada pelo campo gravitacional da massa da lente. Numa situação de alinhamento perfeito ($\beta = 0$), θ se torna o próprio raio angular de Einstein (θ_E). Direita: Perspectiva idealizada do observador. A lente L e o raio de Einstein são estacionários, enquanto que a fonte F, a lente L, a imagem externa I_- , a imagem externa I_+ e seu centroide I_c são colineares. À medida que a fonte se move, a linha que os conecta gira no sentido anti-horário.



Fonte: Adaptado de Perryman (2018). The Exoplanet Handbook. © Michael Perryman 2011, 2014, 2018. Reproduced with permission of the Licensor through PLScler.

de Einstein são dados por

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM_L}{c^2} \left(\frac{D_F - D_L}{D_F D_L} \right)} = \sqrt{2R_S \frac{D_{LF}}{D_L D_F}}, \quad (2.44)$$

$$R_E = \theta_E D_L = \sqrt{2R_S \frac{D_L D_{LF}}{D_F}}. \quad (2.45)$$

onde G é a constante gravitacional, c é a velocidade da luz, $R_S = 2GM_L/c^2$ é o Raio de Schwarzschild, e D_L e D_F são as distâncias do observador à lente e à fonte, respectivamente (Perryman, 2018; Batista, 2018).

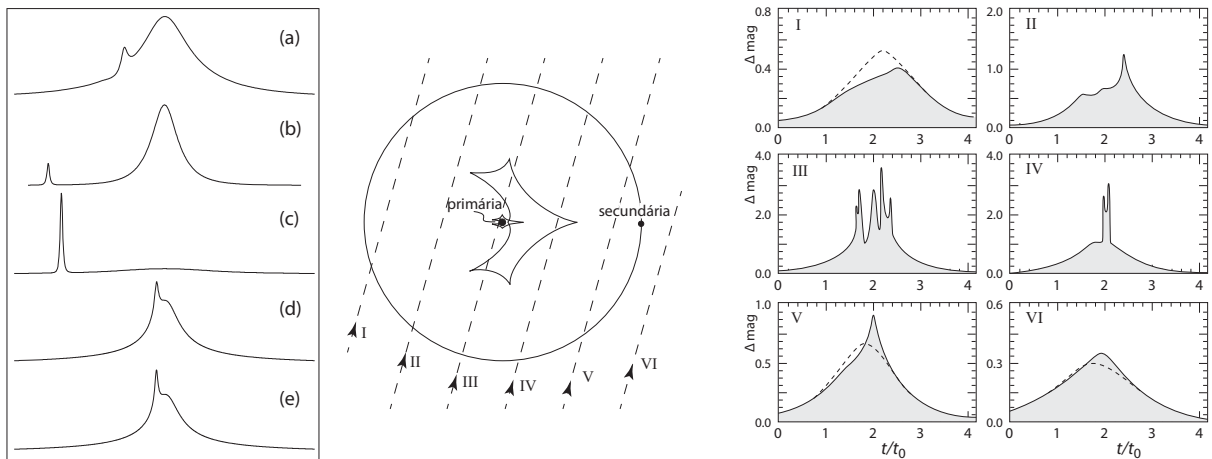
A magnificação total observada na lente simples é estimada como a razão entre a área das imagens e a área da fonte, como segue:

$$A = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}}, \quad (2.46)$$

onde $u \equiv \beta/\theta_E$ corresponde a unidades do raio de Einstein, com β sendo o ângulo formado entre a fonte e a lente.

A curva de luz de um evento causado por uma única estrela-lente é suave, simétrica e bem caracterizada por parâmetros como o tempo do pico de magnificação (t_0) e a escala de tempo do evento, ou tempo de Einstein (t_E). A detecção de um exoplaneta ocorre quando a estrela-lente possui um companheiro planetário, criando uma perturbação no campo gravitacional e tornando-a uma lente binária. O tipo de perturbação causada por uma lente binária pode ser algo bem comportado, como mostrado na Figura 2.11 (esquerda), onde ocorre a magnificação

Figura 2.11 – Esquerda: Classificação de perturbação causada pela presença de um planeta com (a) separação estrela-planeta similar à R_E ; (b) separação projetada substancialmente maior que R_E com a trajetória da fonte passando pela região de magnificação de ambos os corpos; (c) da mesma maneira que (b), mas a trajetória passa apenas pela região de magnificação efetiva do planeta; (d) separação ampla, mas com a fonte passando próximo da primária; (e) separação menor que R_E com trajetória próximo da primária. Centro: geometria de uma microlente de lente binária. A primária tendo $1 M_\odot$ e secundária $0,1 M_\odot$ (cáustica central maior) ou $0,01 M_\odot$ (cáustica central menor). As linhas paralelas tracejadas mostram cinco trajetórias tais que as curvas de luz respectivas a cada uma são mostradas à direita para o caso da secundária com $0,01 M_\odot$. Nesse caso, existem três imagens de microlente para a fonte localizada fora da cáustica, enquanto que dentro da cáustica, são formadas cinco. Os picos de brilho acontecem quando a fonte cruza uma cáustica ou se aproxima de um cúspide (III e IV). Para as trajetórias de menor magnitude (I, V, VI), as curvas tracejadas mostram a curva de luz de um evento de magnificação de lente simples.



Fonte: Adaptado de Han (2007), Mao e Paczynski (1991) conforme elaboração de Perryman (2018). The Exoplanet Handbook. © Michael Perryman 2011, 2014, 2018. Reproduced with permission of the Licensor through PLSclear.

de ambos os objetos de maneira distinta, com o pico maior sendo devido à lente gravitacional da hospedeira e o menor devido ao planeta, ou algo ainda mais complexo. Essa configuração pode causar a formação de cáusticas no plano da lente, que são regiões onde a magnificação para uma fonte pontual seria teoricamente infinita. Quando a estrela-fonte (que possui um diâmetro angular finito) cruza uma dessas cáusticas, ocorre uma anomalia de curta duração e alta intensidade na curva de luz, geralmente na forma de um ou mais picos secundários agudos (Figura 2.11, centro e direita). Essa anomalia é a assinatura da presença do planeta e, através do estudo da forma das cáusticas, a massa da lente é determinada (Perryman, 2018).

2.5 IMAGEAMENTO DIRETO

O imageamento direto distingue-se dos demais por ser um método de detecção direta. Ou seja, consiste na captação de fótons provenientes do próprio planeta, e não na observação de efeitos induzidos na estrela hospedeira.

Primeiramente, o planeta deve estar suficientemente afastado da estrela hospedeira

(em distância angular projetada) para ser resolvido pelo telescópio. Isso favorece a detecção de planetas com períodos muito longos. Outro fator relevante é a razão de contraste entre a luminosidade da estrela e a do planeta. Para a luz refletida de comprimento de onda λ , a razão entre o fluxo do planeta f_p e da estrela $f_\star$ é

$$\frac{f_p(\gamma, \lambda)}{f_\star(\lambda)} = p(\lambda) \left(\frac{R_p}{a} \right) g(\gamma) , \quad (2.47)$$

onde $p(\lambda)$ é o albedo geométrico³, a é o semieixo maior e $g(\gamma)$ é a função de fase que descreve o brilho refletido em função do ângulo de fase γ . A luz do planeta é majoritariamente luz estelar refletida, resultando em razões de fluxo da ordem de 10^{-5} no infravermelho a 10^{-10} no óptico. Para análogos do Sistema Solar, como o sistema Júpiter-Sol a 10 pc e separação angular máxima, no caso $\Delta\theta \approx 0,5$ as, teríamos $f_p/f_\star \sim 10^{-9}$. Enquanto isso, para o sistema Terra-Sol, seria $\sim 10^{-10}$ (Perryman, 2018).

Para contornar o problema do contraste, o uso de coronógrafos para bloquear a luz da estrela central e de óptica adaptativa para corrigir distorções atmosféricas em telescópios terrestres gigantes é essencial para a detecção de companheiras estelares, sejam elas anãs marrons ou planetas (Pueyo, 2018). Devido a essas restrições, sistemas de estrelas jovens (com idades entre 10 e 100 Myr) e próximas (< 100 pc) são alvos preferenciais, pois os planetas ainda retêm calor de sua formação, tornando-os autoluminosos e significativamente mais brilhantes no infravermelho próximo do que planetas evoluídos (Perryman, 2018; Pueyo, 2018).

2.6 ASTROMETRIA

A astrometria é o método mais antigo de busca por companheiros estelares, embora sua aplicação bem-sucedida na detecção de exoplanetas seja um fenômeno mais recente e tecnologicamente desafiador. Enquanto a velocidade radial mede o deslocamento da estrela ao longo da linha de visada (efeito Doppler), a astrometria mede o deslocamento da posição da estrela no plano do céu, perpendicular à linha de visada (Malbet; Sozzetti, 2018; Perryman, 2018).

Assim como na velocidade radial, a presença de um planeta faz com que a estrela orbite o centro de massa comum do sistema. Para exoplanetas com a órbita paralela ao plano do céu do observador, isso resulta em um movimento oscilatório da estrela projetado na esfera celeste. A trajetória da estrela projetada no plano do céu assume forma de elipse com semieixo maior angular α dado por (Perryman, 2018):

$$\alpha \approx \frac{M_p}{M_\star} a \quad (2.48)$$

$$\equiv \frac{M_p}{M_\star} \left(\frac{a}{1 \text{ au}} \right) \left(\frac{d}{1 \text{ pc}} \right)^{-1} \text{ as} , \quad (2.49)$$

³ Razão entre o brilho observado da direção da estrela e o brilho de um disco ideal perfeitamente refletor e difusor.

onde M_p e $M_\star$ são as massas do planeta e da estrela, a é o semieixo maior da órbita e d é a distância do sistema ao observador. O observável α é denominado assinatura astrométrica e é proporcional a massa do planeta M_p e ao semieixo orbital a , sendo inversamente proporcional à distância d .

Uma das principais vantagens da astrometria em relação à velocidade radial é a sua capacidade de determinar a massa real do planeta. Se a órbita astrométrica for resolvida, a inclinação orbital i pode ser determinada diretamente. No entanto, a Equação 2.48 mostra que o sinal astrométrico é proporcional ao semieixo maior a , tornando este método mais sensível a planetas em órbitas distantes com longos períodos orbitais ($P \gtrsim 1$ ano), complementando a velocidade radial e o trânsito, que são mais sensíveis a planetas com períodos curtos ($\sim$ dias) (Perryman, 2018).

No entanto, a amplitude do sinal é extremamente pequena. Para um sistema semelhante a Júpiter e Sol observado a uma distância de 10 pc, o deslocamento é da ordem de 500 μ as (microsegundos de arco). Missões espaciais, como o satélite Gaia (ESA), têm como um dos objetivos a detecção de milhares de exoplanetas com tamanhos semelhantes ao de Júpiter, utilizando astrometria; no entanto, o método ainda possui limitações e atualmente conta com cerca de 80 planetas confirmados, de acordo com o *Encyclopaedia of exoplanetary systems* (Schneider et al., 2011).

3 A MISSÃO ARIEL E O PROJETO EXOCLOCK

Com lançamento previsto para 2029, a missão espacial ARIEL (Atmospheric Remote-sensing Infrared Exoplanet Large-survey) foi selecionada como a missão M4 do programa *Cosmic Vision* da ESA (European Space Agency). A proposta da missão visa principalmente contribuir para responder ao primeiro dos quatro tópicos listados no *Cosmic Vision*: “Quais são as condições para a formação de planetas e o surgimento da vida?”. Até o momento, existem mais de 6000 exoplanetas confirmados, revelando grande diversidade de massas, tamanhos e órbitas (Schneider et al., 2011; Kokori et al., 2023). No entanto, ainda não existe nenhum padrão discernível que mostre uma relação entre a presença, tamanho e parâmetros orbitais de um planeta com as características da estrela hospedeira. O entendimento sobre como a química da superfície e da atmosfera de um planeta se conecta ao seu ambiente de formação, ou sobre como as propriedades da estrela influenciam na física e química da formação e evolução do planeta, ainda é limitado. Para contribuir com a resposta para questões quanto à composição, formação e evolução de exoplanetas, a ARIEL se concentrará no estudo de atmosferas planetárias, que levarão a uma melhor compreensão sobre a composição e o processo de formação dos planetas. (Tinetti et al., 2018; Tinetti et al., 2022).

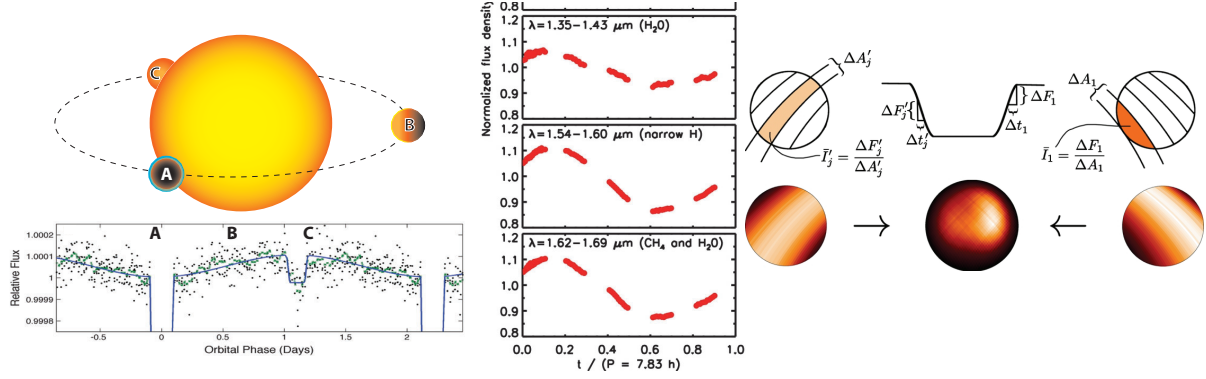
3.1 CARACTERIZAÇÃO DE ATMOSFERAS DE EXOPLANETAS

A ARIEL é a primeira missão dedicada a realizar um levantamento químico de grande escala de atmosferas de exoplanetas. A missão foi projetada para estudar as propriedades físicas e químicas de uma grande amostra de exoplanetas (~ 1000), incluindo gigantes gasosos, neptunianos, Super-Terras e planetas tipo Terra em torno de diversos tipos de estrelas hospedeiras, utilizando espectroscopia de trânsito na faixa espectral de 1,1 a 7,8 μm e fotometria de múltiplas bandas estreitas no óptico e no infravermelho próximo (NIR) (Tinetti et al., 2022).

Os alvos da missão ARIEL (Edwards; Tinetti, 2022) são compostos majoritariamente de planetas mornos e quentes que possuem atmosferas bem misturadas que devem exibir mínima condensação e sequestro de materiais com alto número atômico (alto Z) comparados aos gasosos frios do Sistema Solar (Tinetti et al., 2018). Essa amostra será mais representativa da composição elementar do planeta como um todo, especialmente C, O, N, S e Si (Tinetti et al., 2022). Observações desses exoplanetas quentes e mornos contribuirão para o entendimento dos estágios iniciais de formação planetária e atmosferas durante sua fase nebular e nos primeiros milhões de anos seguintes.

A principal técnica utilizada pela ARIEL será a espectroscopia de trânsito. Este método se baseia na medição precisa da luz da estrela hospedeira quando o planeta transita em frente à estrela e quando ele é ocultado pela estrela (eclipse) (Figura 3.1). Quando o planeta transita em frente à estrela, o fluxo da estrela diminui em uma pequena fração percentual, correspondente à razão entre as áreas projetadas do planeta e da estrela. É possível inferir o raio do

Figura 3.1 – Métodos adotados pela ARIEL para investigar a composição e a estrutura de exoplanetas. Esquerda: Curva de luz em fase do exoplaneta HAT-P-7b observado pelo Kepler. O trânsito e o eclipse são visíveis. Centro: Séries temporais de curvas de luz em banda estreita de uma anã marrom observada com o HST-WFC3 em bandas espectrais para investigar profundidades atmosféricas e nuvens. Direita: Técnica de mapeamento de fatia.



Fonte: Tinetti et al. (2022).

planeta a partir dessa medida (*cf.* sec. 2.2). Em comprimentos de onda específicos de absorção, que correspondem à assinatura espectral de determinadas espécies atômicas ou moleculares, o raio inferido será maior se essas espécies estiverem presentes na atmosfera do exoplaneta (Seager; Sasselov, 2000; Brown, 2001; Tinetti et al., 2007; Tinetti et al., 2022).

3.2 EXOCLOCK: MANUTENÇÃO DE EFEMÉRIDES DE TRÂNSITOS

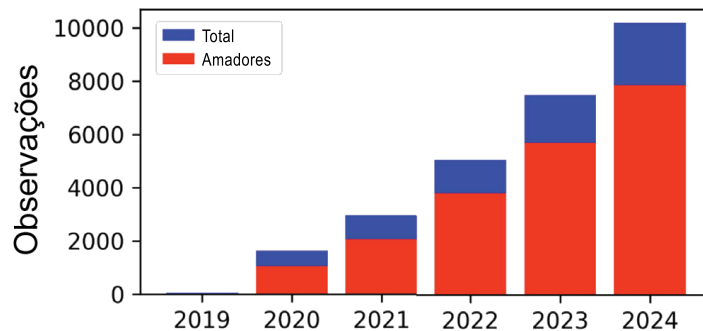
O ExoClock é um projeto colaborativo aberto, desenvolvido para monitorar exoplanetas conhecidos que são alvos da missão ARIEL. O desenvolvimento do projeto parte da necessidade de monitorar e refinar continuamente as efemérides dos exoplanetas que serão alvos de estudo da missão, garantindo que as previsões de trânsito sejam as mais precisas possíveis a partir do lançamento da ARIEL em 2029. As efemérides necessitam dessa manutenção devido à degradação da precisão da previsão com o tempo, decorrente do acúmulo de incertezas no período orbital P com o crescente número de épocas após uma última observação. O tempo central de trânsito t_c ao longo de N épocas é $t_c(N) = t_0 + NP$, logo, a incerteza prevista no tempo central após N épocas é

$$\sigma_{t_c}^2(N) = \sigma_{t_0}^2 + N^2 \sigma_P^2, \quad (3.1)$$

onde σ_{t_0} e σ_P são as incertezas do último ajuste (Kokori et al., 2022a).

Além disso, os tempos de trânsito podem variar devido a fatores como interações de maré com a hospedeira, decaimento orbital ou interação gravitacional com outros corpos no sistema (TTVs) (Kokori et al., 2022a). É esperado que o projeto entregue efemérides que possam prever tempos de trânsito com uma precisão maior que 1/12 da duração do trânsito para o fim de 2028 (Kokori et al., 2022b).

Figura 3.2 – Distribuição cumulativa de observações publicadas no ExoClock. A parcela de observações provenientes de astrônomos amadores (vermelho) evidencia a importância da abordagem de ciência cidadã do projeto.



Fonte: Adaptado de Kokori et al. (2026).

Para cumprir essa necessidade, o ExoClock é apresentado como um projeto interativo de ciência cidadã e reúne observações contínuas realizadas por telescópios terrestres de diversos tamanhos. Isso inclui desde observações da literatura, de observatórios profissionais e laboratórios de astrofísica, além de trânsitos de dados fotométricos de missões espaciais, como TESS, Kepler e K2; mas, em sua maioria, observações de astrônomos amadores que contribuem para o projeto (Kokori et al., 2022a; Kokori et al., 2022b; Kokori et al., 2023). Em 2024, o número de observações publicadas ultrapassou 10000, sendo 73 % dessas de astrônomos amadores com telescópios de pequeno e médio porte (Figura 3.2) (Kokori et al., 2026). Isso evidencia a importância do ExoClock ser proposto como um projeto de ciência cidadã.

Com o objetivo de apoiar e incentivar a participação da comunidade, é necessário facilitar e tornar o procedimento científico mais acessível. Tendo isso em vista, foram criados materiais educacionais e ferramentas como o HOPS (HOLomon Photometric Software) (Tsiasaras; Kokori, 2025), que consiste em um programa com interface de usuário, que atende desde as necessidades mais básicas para amadores, de reduzir os dados de observações e fazer astrometria para submissão da curva de luz, quanto opções mais avançadas para um tratamento mais rigoroso dos dados. Dada a diversidade na localização e no tamanho dos telescópios utilizados em cada observação, foi criado também um sistema de priorização para cada alvo e uma agenda personalizada para cada telescópio registrado (Kokori et al., 2022a).

Para garantir a qualidade das observações submetidas por múltiplos observadores, foi construído um catálogo para concentrar toda informação da literatura acerca dos exoplanetas na lista de alvos da ARIEL, o *Exoplanet Characterization Catalogue* (ECC) (Kokori et al., 2022a; Kokori et al., 2026). O ECC é atualizado frequentemente com novas descobertas e atualmente conta com parâmetros estelares e parâmetros de trânsito para 776 planetas catalogados (Kokori et al., 2022a). Para todas as observações submetidas ao ExoClock, é realizada uma análise interna preliminar das curvas de luz que visa garantir a qualidade das submissões.

Nos catálogos de 2022 (Kokori et al., 2022b) e de 2023 (Kokori et al., 2023), foi mos-

trado que 40-45 % das efemérides iniciais tinham grandes incertezas e desvios, indicando que uma quantidade significativa de efemérides deduzidas nos trabalhos de descoberta, incluindo descobertas do TESS, precisam ser atualizadas para garantir a eficiência do planejamento da ARIEL (Kokori et al., 2023).

4 METODOLOGIA OBSERVACIONAL

4.1 OBSERVATÓRIO DO PICO DOS DIAS

O grupo de pesquisa Observatório Astronômico da Universidade Estadual de Ponta Grossa (UEPG) possui experiência de longa data com observações no Observatório do Pico dos Dias (OPD). Com relação a trânsitos de exoplanetas para colaboração com o projeto ExoClock, o grupo realiza observações desde 2023. Até o final de 2024, nossas noites de observações eram realizadas mediante pedido de tempo vago dos telescópios. Na maioria das nossas observações, utilizamos o telescópio Boller & Chivens (B&C) que possui um espelho primário de 60 cm de diâmetro e razão focal $f/13,49$, com alguns alvos eventualmente sendo observados no telescópio Perkin-Elmer, de 1,6 m e razão focal $f/10$.

Em outubro de 2024, foi submetido um pedido de tempo de observação formal referente ao primeiro semestre de 2025 (2025A), abrangendo o período de março a agosto. Nosso pedido visava o acompanhamento fotométrico de trânsitos de exoplanetas cujas estrelas hospedeiras consistiam em estrelas do tipo solar (tipos espectrais F tardias, G, K e M). No semestre em questão, nos foram concedidas 13 noites no telescópio B&C através de um pedido formal. Ao incluirmos as noites obtidas mediante pedido de tempo vago, tivemos um total de 18 noites no semestre. Os alvos de 2025A foram selecionados utilizando o *NASA Exoplanet Archive* (Christiansen et al., 2025) para prever as noites em que alvos de tipo espectral G, K e M observados pelo grupo anteriormente teriam eventos observáveis (incluindo cerca de 1 hora de linha de base de ingresso e egressos) a uma altitude de pelo menos 30° . A Tabela 4.1 reúne os identificadores dos alvos categorizados de acordo com a prioridade (**ALERTA**: Observações nos últimos 2 anos mostram um *drift* em $O - C > 10$ min. **ALTA**: Incerteza na previsão maior que a meta ou menos que três épocas observadas nos últimos dois anos. **MÉDIA**: Menos que três épocas observadas no último ano. **BAIXA**: Contrário aos demais), a profundidade do trânsito em milimagnitudes, a data da observação e o telescópio utilizado, seguido das configurações de integração (tempo de exposição e filtro) para as observações de 2023 a 2025, já publicadas no ExoClock. Dentre os alvos, destacam-se duas observações realizadas no Observatório da UEPG: HATS-62b (28/06/2023) e WASP-130b (05/05/2024).

Tabela 4.1 – Exoplanetas observados pelo grupo do Observatório Astronômico da UEPG. As cores dos identificadores estão de acordo com a prioridade do alvo no ExoClock até o momento de nossa submissão (**BAIXA**, **MÉDIA**, **ALTA** e **ALERTA**). A profundidade do trânsito em mmag indica a variação da magnitude da estrela durante o evento. Data da observação seguido pelo telescópio utilizado e o observatório (incluindo duas observações com êxito feitas no Observatório Astronômico da UEPG). O tempo de exposição em segundos, T. exp, e, por fim, o filtro utilizado.

(continua)

Exoplaneta	Profundidade de Trânsito (mmag)	Data Observação	Telescópio (Observatório)	T. exp (s)	Filtro
WASP-183b	24,9	16/03/23	Perkin-Elmer (OPD)	40	R
WASP-36b	21,27	15/05/23	Boller & Chivens (OPD)	60	R
Qatar-6b	19,68	15/05/23	Boller & Chivens (OPD)	25	R
GJ1214b	18,78	15/05/23	Boller & Chivens (OPD)	120	R
HATS-37Ab	6,75	16/05/23	Boller & Chivens (OPD)	50	R
CoRoT-2b	36,99	16/05/23	Boller & Chivens (OPD)	100	R
HATS-62b	17,62	28/06/23	Meade RCX400 (UEPG)	90	Clear
HATS-33b	20,13	01/07/23	Boller & Chivens (OPD)	45	R
WASP-163b	18,07	02/07/23	Boller & Chivens (OPD)	120	R
WASP-57b	16,71	03/07/23	Boller & Chivens (OPD)	120	R
WASP-46b	21,92	03/07/23	Boller & Chivens (OPD)	90	R
WASP-135b	20,71	05/07/23	Boller & Chivens (OPD)	60	R
WASP-91b	19,09	05/07/23	Boller & Chivens (OPD)	40	R
WASP-91b	19,09	02/08/23	Boller & Chivens (OPD)	40	R
HATS-13b	26,19	03/08/23	Boller & Chivens (OPD)	60	R
WASP-44b	19,47	03/08/23	Boller & Chivens (OPD)	60	R
WASP-178b	14,63	04/08/23	Boller & Chivens (OPD)	11	R
WASP-124b	18,36	04/08/23	Boller & Chivens (OPD)	30	R
WASP-73b	4,24	07/09/23	Boller & Chivens (OPD)	30	R
HIP65Ab	7,26	07/09/23	Boller & Chivens (OPD)	25	R
WASP-145Ab	10,19	08/09/23	Perkin-Elmer (OPD)	20	R
WASP-144b	14,95	08/09/23	Boller & Chivens (OPD)	120	R
WASP-53b	22,72	08/09/23	Boller & Chivens (OPD)	120	R
WASP-173Ab	15,74	08/09/23	Perkin-Elmer (OPD)	15	R
HIP65Ab	7,26	08/09/23	Perkin-Elmer (OPD)	15	R
WASP-130b	11,32	05/05/24	ASKAR 80 PHQ (UEPG)	45	Clear
TOI-1130b	3,14	11/06/24	Boller & Chivens (OPD)	6	I
WASP-41b	24,98	12/06/24	Boller & Chivens (OPD)	10	I
HATS-23b	15,09	13/06/24	Boller & Chivens (OPD)	60	I
MASCARA-1b	6,83	16/08/24	Zeiss (OPD)	5	R
WASP-133b	9,73	30/08/24	Boller & Chivens (OPD)	120	R

Tabela 4.1 – Exoplanetas observados pelo grupo do Observatório Astronômico da UEPG. As cores dos identificadores estão de acordo com a prioridade do alvo no ExoClock até o momento de nossa submissão (BAIXA, MÉDIA, ALTA e ALERTA). A profundidade do trânsito em mmag indica a variação da magnitude da estrela durante o evento. Data da observação seguido pelo telescópio utilizado e o observatório (incluindo duas observações com êxito feitas no Observatório Astronômico da UEPG). O tempo de exposição em segundos, T. exp, e, por fim, o filtro utilizado.

(conclusão)					
Exoplaneta	Profundidade de Trânsito (mmag)	Data Observação	Telescópio (Observatório)	T. exp (s)	Filtro
WASP-164b	15,67	30/08/24	Boller & Chivens (OPD)	80	R
HATS-60b	8,32	31/08/24	Boller & Chivens (OPD)	180	R
WASP-140b	14,06	31/08/24	Boller & Chivens (OPD)	15	R
TOI-674b	15,57	20/04/25	Boller & Chivens (OPD)	30	R
CoRoT-2b	36,99	01/06/25	Boller & Chivens (OPD)	20	R
CoRoT-2b	36,99	15/06/25	Boller & Chivens (OPD)	90	R
HATS-13b	26,19	01/07/25	Boller & Chivens (OPD)	60	R
HATS-13b	26,19	07/07/25	Boller & Chivens (OPD)	90	R

Fonte: O autor.

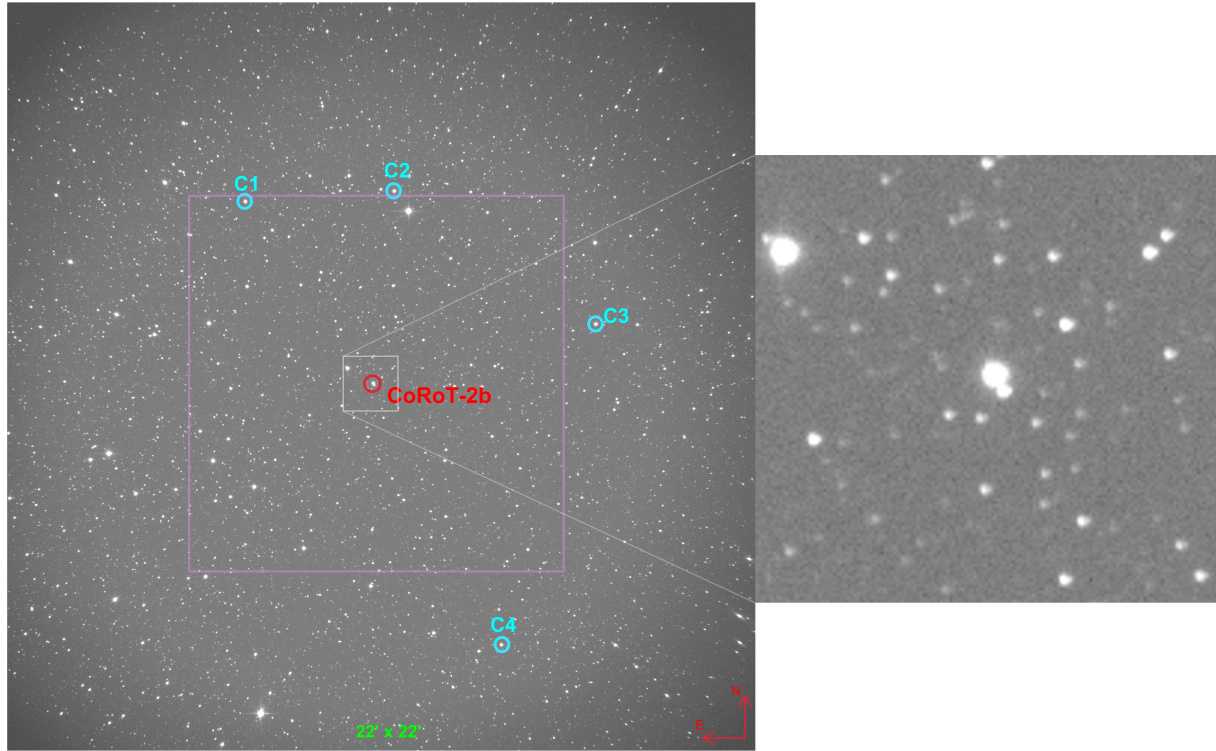
Com base nas observações de 2023 e 2024, estabelecemos um limite de profundidade de trânsito que seria viável detectar com o equipamento. Para alvos com profundidades de trânsito abaixo de 5 mmag, não conseguimos obter bons ajustes da curva de luz devido ao trânsito ser muito tênue, dificultando a distinção entre os estados em trânsito e fora de trânsito. Esse limite foi considerado na escolha de alvos para o nosso pedido de tempo para o semestre de 2025A.

As observações referentes ao pedido de tempo para o B&C de 2025 foram todas feitas com filtro R para minimizar o efeito de escurecimento de limbo (*cf.* subsec. 2.2.4) presente na curva de luz e com redutor focal para ampliar o campo de visão de $11' \times 11'$ para $22' \times 22'$ (Figura 4.1). Uma área de campo maior fornece um número maior de opções de estrelas de comparação, relevantes no processo de fotometria diferencial.

Seguindo um planejamento de missão das noites de observação escrito previamente, nossa rotina observacional consistia nos seguintes passos:

- **Configuração Instrumental:** Criação de diretório para salvar os dados da noite; verificação do modelo de câmera instalado e ponto de saturação; seleção de filtro; calagem do telescópio; ajuste de foco em estrela de magnitude ~ 10 , verificando seu perfil radial de espalhamento (PSF).
- **Frames de calibração:** Cerca de 30 imagens de campo “FLAT”, que consistem na integração de uma superfície plana uniformemente iluminada, tendo em média $2/3$ da capaci-

Figura 4.1 – Imagem bruta do campo de visão (FOV) do CoRoT-2b, obtida com o telescópio B&C equipado com a CCD Ikon 27308 e um redutor focal. Estão identificados o alvo (CoRoT-2b) e quatro estrelas de comparação utilizadas para a fotometria diferencial. O quadro magenta representa o campo de visão de $11' \times 11'$ do instrumento sem o redutor focal. À direita, ampliação da região representada pelo pequeno quadro branco com o alvo no centro onde é possível distinguir uma estrela vizinha, cuja proximidade pode causar contaminação fotométrica.



Fonte: O autor.

dade máxima de saturação; e 30 imagens de “*BIAS*”, que consistem em imagens com o tempo de exposição mais curto possível e obturador da câmera permanentemente fechado;

- **Apontamento:** Com as coordenadas de RA e DEC do alvo, realizamos o apontamento do telescópio, fazendo alguns frames de teste para checar o campo desejado, o número de contagem para o tempo de exposição e o foco no alvo.
- **Integração do alvo:** Após os devidos testes e ajuste em um campo com comparações ideais, iniciamos a captura das imagens. O tempo de exposição selecionado é tal que as contagens máximas no alvo não ultrapasse cerca de $2/3$ do ponto de saturação da CCD e também levando em conta possível incremento nas contagens se o objeto estiver ascendente no céu no decorrer do evento (diminuindo a massa de ar e, consequentemente, recebendo mais fótons no detector).

4.2 REDUÇÃO DE DADOS

No processo de redução de dados das observações, utilizamos, na grande maioria dos casos, o software de código aberto HOlon Photometric Software (HOPS) (Tsiaras; Kokori, 2025). O programa foi desenvolvido pela equipe do ExoClock com o propósito de tornar a redução de dados de observações de trânsitos, em especial de alvos do próprio projeto, mais acessível, principalmente para astrônomos amadores que representam enorme contribuição para com o projeto (sec. 3.2).

O processo de redução (ou calibração) dos dados consiste em remover, subtrair e corrigir a assinatura instrumental adicionada pelo CCD e pelo conjunto óptico do telescópio à imagem bruta; mantendo apenas o sinal desejado correspondente ao fluxo de fótons (Berry; Burnell, 2000). Lembrando que um chip CCD consiste em um arranjo retangular de regiões sensíveis à luz, chamadas fotossítios, o objetivo é medir o fluxo de fótons incidente $I_{x,y}$ em cada fotossítio. O número total de fótons corresponde ao número de elétrons livres acumulados nos fotossítios durante a exposição aos fótons incidentes por um tempo t , denominado tempo de exposição (ou integração). O número total de fótons $P_{x,y}$ que incidem sobre cada fotossítio do CCD durante t é

$$P_{x,y} = \int_0^t I_{x,y} dt, \quad (4.1)$$

que permite encontrar o fluxo médio $\bar{I}_{x,y}$ diretamente – já que o fluxo instantâneo $I_{x,y}$ pode ter variado durante a integração;

$$\bar{I}_{x,y} = \frac{P_{x,y}}{t}, \quad (4.2)$$

onde os subscritos x e y correspondem ao x -ésimo fotossítio na y -ésima coluna do CCD.

4.2.1 Imagens de BIAS

Os quadros de BIAS capturam o nível de viés $B_{x,y}$ do CCD. Esse viés corresponde ao desvio elétrico do sistema eletrônico da CCD, intencionalmente ajustado para que seja produzido um sinal acima de zero, mesmo quando o sinal do detector for zero.

Além do desvio elétrico $B_{x,y}$, outros efeitos estarão presentes na imagem bruta, como eventos repetitivos durante a leitura da câmera que seguem um padrão fixo ($B_{\text{padrão fixo}}\rangle_{x,y}$, ruído sem padrão devido à interferência externa ($\sigma_{\text{interf. ext}}\rangle_{x,y}$, ruído de leitura $\sigma_{\text{r. leitura}}$, variação aleatória da contagem de elétrons $\sigma_{\text{var. ale}}$ e mais uma corrente escura, causada pela agitação térmica dos átomos no substrato de silício do CCD responsável pela liberação de elétrons durante a integração. No entanto, o efeito de corrente escura é mínimo em sensores refrigerados, como os CCDs do OPD, pois mantêm a temperatura fixa durante a integração; por isso, não levaremos isso adiante.

Então, os quadros de BIAS são imagens com o obturador permanentemente fechado e tempo de exposição mínimo. A mediana normalizada das imagens de BIAS compõe o Master

BIAS, contendo os elementos (Berry; Burnell, 2000):

$$\langle \text{BIAS} \rangle_{x,y} = \frac{1}{g} [B_{x,y} + (B_{\text{padrão fixo}})_{x,y} + (\sigma_{\text{interf. ext}})_{x,y} + \sigma_{\text{r. leitura}} + \sigma_{\text{var. ale}}] , \quad (4.3)$$

onde g é um fator de conversão do número de elétrons equivalente a um ADU (unidades analógico-digitais).

4.2.2 Imagens de FLATS

Devido à não uniformidade dos CCDs, pode haver diferenças de até 1 % de um fotossítio para outro entre o número de fótons incidentes e o número de elétrons liberados. A eficiência com a qual um fotossítio (x,y) converte fótons em elétrons livres corresponde à sua eficiência quântica $Q_{x,y}$, portanto, o número de elétrons livres dentro do fotossítio será (Berry; Burnell, 2000):

$$E_{x,y} = t Q_{x,y} I_{x,y} , \quad (4.4)$$

Outro efeito que pode estar presente na imagem, devido ao conjunto óptico ou inerente ao funcionamento do CCD, é a vinhetagem. No nosso caso, esse efeito é bastante presente, principalmente devido ao redutor focal (Figura 4.1). Esse efeito faz com que o centro do sensor receba mais luz comparado às bordas. De maneira similar, pode haver acúmulo de grãos de poeira no conjunto óptico ou no filtro, que projetam sombras no sensor. Podemos designar a influência causada por esses efeitos pelo termo $V_{x,y}$, então

$$E_{x,y} = t V_{x,y} Q_{x,y} I_{x,y} . \quad (4.5)$$

Como $I_{x,y}$ e t são constantes, os valores dos píxeis da imagem são proporcionais a $V_{x,y}$ e $Q_{x,y}$. Isso permite corrigir ambos os efeitos nas imagens brutas com o *master flat-field*, dada a configuração instrumental específica: câmera, telescópio, conjunto óptico, foco e demais configurações (Berry; Burnell, 2000).

As imagens de campo FLAT (ou *FLAT-FIELD*) são imagens de uma superfície uniformemente iluminada, podendo ser esta a integração do céu do crepúsculo ou, no caso do OPD, de um painel branco iluminado por lâmpadas, que servem como um mapa da eficiência da CCD ao converter fótons em elétrons (Berry; Burnell, 2000). Como toda imagem, os quadros de flats contêm também sinal de BIAS (e corrente escura, que no nosso caso é anulada).

$$\langle \text{FLAT} \rangle_{x,y} = \frac{1}{g} (t V_{x,y} Q_{x,y} I_{x,y}) + \langle \text{BIAS} \rangle_{x,y} \quad (4.6)$$

4.2.3 Imagens Brutas

As imagens brutas são as imagens de ciência, resultado do apontamento e integração do objeto de interesse, mas sem tratamento nenhum. Portanto, essas imagens estarão sujeitas a

todos os efeitos indesejáveis descritos anteriormente. Conforme o caso das imagens de BIAS e FLAT, o frame bruto (RAW) vai incluir efeitos de BIAS e vinhetagem ou irregularidades devido a imperfeições no arranjo óptico, então a imagem bruta será

$$\langle \text{RAW} \rangle_{x,y} = \frac{1}{g} (t V_{x,y} Q_{x,y} I_{x,y}) + \langle \text{BIAS} \rangle_{x,y} . \quad (4.7)$$

O objetivo é extrair o termo

$$\frac{1}{g} (t \bar{Q} I_{x,y}) , \quad (4.8)$$

onde $\bar{Q}$ é a eficiência quântica média.

4.2.4 Imagens Reduzidas

Para que tenhamos valores na imagem de ciência reduzida com contagens em torno das imagens brutas, precisamos primeiro normalizar as imagens de FLAT. Isso é feito dividindo as imagens de FLAT pelo valor médio de $\langle \text{FLAT} \rangle - \langle \text{BIAS} \rangle$ criando, assim, o master FLAT, que nada mais é que

$$\langle \text{MFLAT} \rangle_{x,y} = \frac{(\langle \text{FLAT} \rangle_{x,y} - \langle \text{BIAS} \rangle_{x,y})}{\bar{F}} . \quad (4.9)$$

Em seguida, as imagens brutas, utilizando o master FLAT e o BIAS na redução, resultarão no frame de ciência uniforme, livre de imperfeições e efeitos indesejados, que representa apenas os fótons de interesse, ou seja,

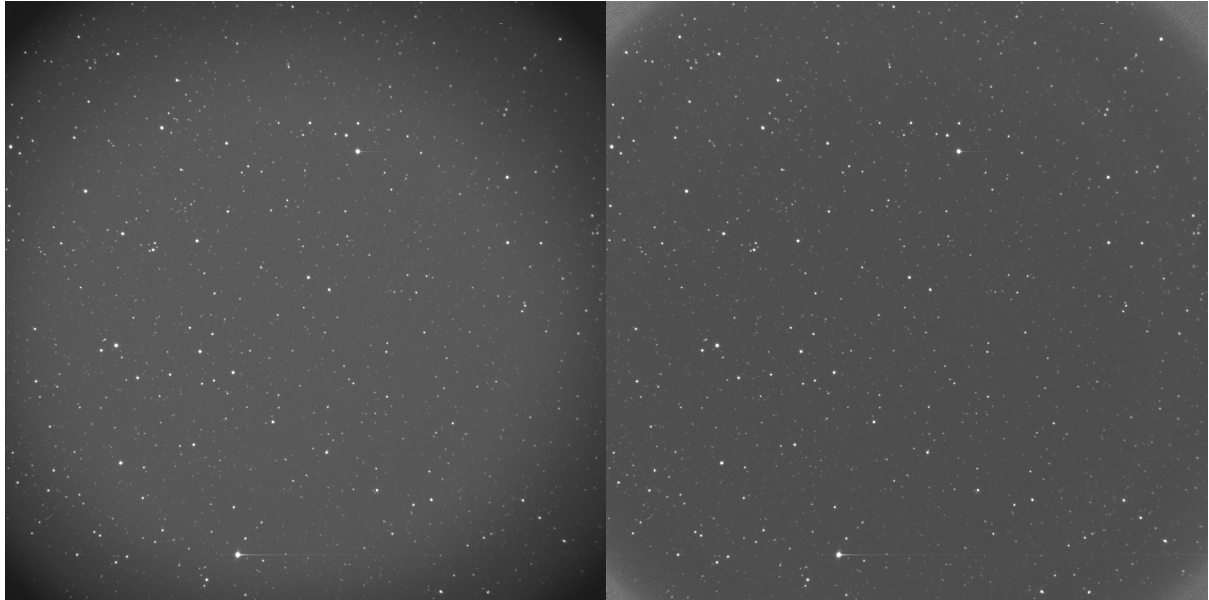
$$\langle \text{FÓTONS} \rangle_{x,y} = \frac{\langle \text{RAW} \rangle_{x,y} - \langle \text{BIAS} \rangle_{x,y}}{\langle \text{MFLAT} \rangle_{x,y}} . \quad (4.10)$$

A Figura 4.2 mostra o impacto que a redução tem nas imagens, principalmente em relação ao efeito de vinhetagem presente na imagem bruta.

4.3 FOTOMETRIA

Agora com as imagens reduzidas, seguimos para a etapa da fotometria, onde extraímos de cada imagem o fluxo da estrela alvo observada. Os valores de fluxo ao longo do tempo representam a curva de luz do objeto. Realizamos a fotometria diretamente no software HOPS após a redução. O programa utiliza o método da fotometria diferencial de abertura, que consiste em medir o fluxo relativo da estrela alvo em relação a um conjunto de estrelas de comparação presentes no mesmo campo de visão (FOV). O objetivo das estrelas de comparação é descontar a variação no fluxo causada por variações atmosféricas no alvo. Para tal, é necessário que as estrelas de comparação sejam fotometricamente estáveis, ou seja, não variáveis ou com variabilidade desprezível e de magnitude semelhante ao objeto alvo.

Figura 4.2 – Comparação entre um frame bruto (esquerda) do campo do CoRoT-2b e um frame após o processo de redução (direita). O frame bruto apresenta um intenso efeito de vinhetagem devido ao redutor focal. No frame reduzido efeitos de vinhetagem e outros efeitos que afetam o caminho óptico, como grãos de poeira nos espelhos do telescópio, são removidos.



Fonte: O autor.

4.3.1 Fotometria de Abertura

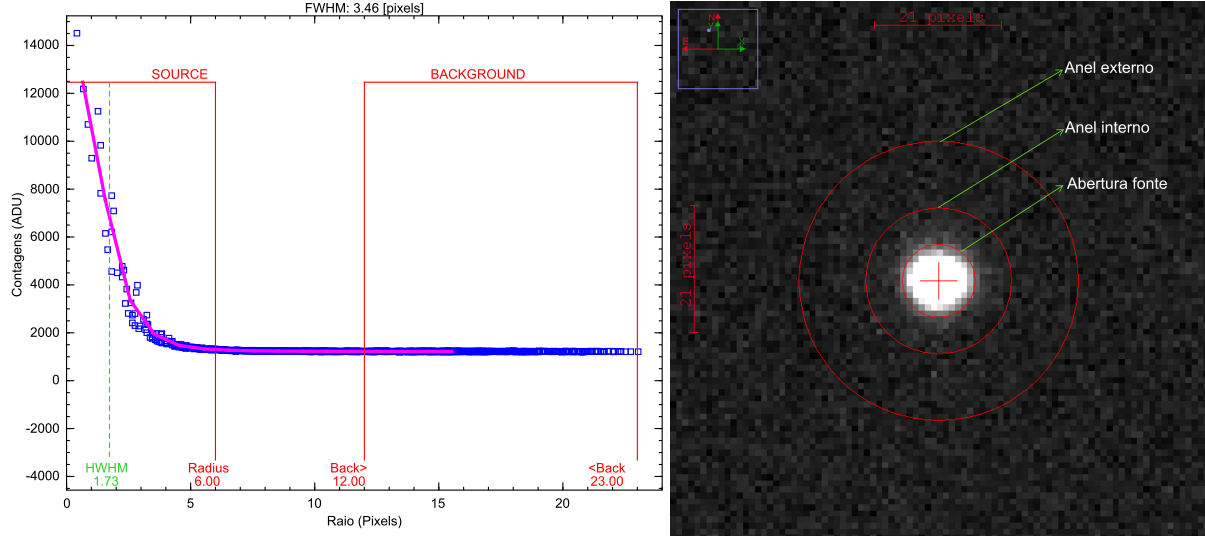
A imagem de uma estrela inclui luz proveniente da estrela e luz do fundo do céu. Apesar de ser uma fonte pontual, a luz da estrela é espalhada sobre uma quantidade considerável de píxeis que se estende além do óbvio. Esse espalhamento segue um padrão conhecido como Função de Espalhamento de Ponto (PSF). O perfil radial de uma estrela (Figura 4.3) evidencia a forma da PSF. Para extrairmos o fluxo da estrela em uma imagem, é necessário somar as contagens de todos os píxeis iluminados pela estrela e, então, estimar e subtrair a contribuição do fundo de céu (*background*) (Berry; Burnell, 2000). Os limites da fonte (*source*) e do fundo de céu (*background*) na Figura 4.3 são uma estimativa do tamanho das aberturas a serem definidas para o alvo.

A definição de aberturas é feita da mesma maneira para as estrelas de comparação. O fluxo de cada estrela, incluindo o alvo, será então

$$F_{\text{abertura}} = F_{\text{total}} - \mu_{\text{céu}} N_{\text{abertura}} , \quad (4.11)$$

onde $\mu_{\text{céu}}$ é a média do fluxo do fundo de céu e N_{abertura} é o número de píxeis dentro da abertura do alvo ou das comparações.

Figura 4.3 – Abertura para o HATS-13b. Esquerda: Perfil radial de espalhamento; os limites vermelhos indicam onde o sinal da fonte (*source*) termina e onde seria ideal ajustar o raio do fundo de céu (*background*). Direita: Abertura definida conforme os limites mostrados no perfil radial; o fluxo total será dado pela soma dos valores dos píxeis dentro da abertura; o fluxo do fundo de céu é a média do fluxo na região delimitada pelo anel interno e anel externo.



Fonte: O autor.

4.3.2 Fotometria Gaussiana (PSF)

Outro método alternativo para medição do fluxo das estrelas que está implementado no HOPS é a fotometria Gaussiana, ou fotometria de PSF. Esse método utiliza um perfil gaussiano de duas dimensões para representar o espalhamento da estrela.

Diferentemente da fotometria de abertura que soma o fluxo dos píxeis dentro da abertura, a função Gaussiana bidimensional é ajustada a partir do centroide da estrela. O perfil Gaussiano 2D que descreve o perfil de espalhamento é dado por

$$G(x, y) = B_{\text{céu}} + A \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{(x - x_0) \cos \theta + (y - y_0) \sin \theta}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{-(x - x_0) \sin \theta + (y - y_0) \cos \theta}{\sigma_y} \right)^2 \right] \right\}, \quad (4.12)$$

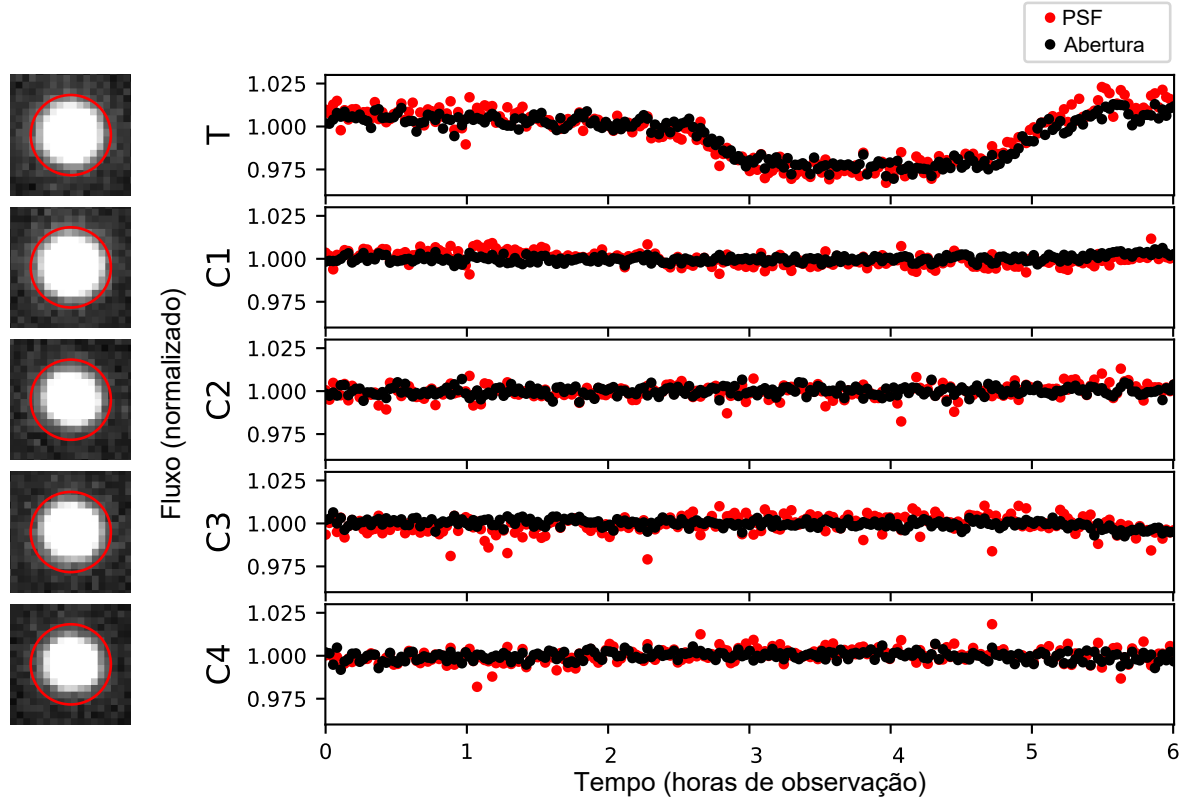
onde $G(x, y)$ é o valor do fluxo na coordenada (x, y) da estrela, cujo centro exato é (x_0, y_0) ; $B_{\text{céu}}$ é o nível do fundo de céu, um valor constante; A é a amplitude da Gaussiana acima do fundo de céu; σ_x, σ_y é o desvio padrão da Gaussiana em cada eixo; e inclui o ângulo θ , um termo para considerar a rotação no caso de a estrela ter um formato elíptico na imagem devido a deslocamento do telescópio ou falta de guiagem durante a integração.

Dado que $G(x, y)$ é um ajuste à distribuição de fluxo a partir do centro da estrela (x_0, y_0) , o fluxo total da estrela é determinado pelo volume da distribuição, ou seja

$$F_{\text{estrela}} = 2\pi A \sigma_x \sigma_y. \quad (4.13)$$

4.3.3 Fotometria Diferencial

Figura 4.4 – Fotometria diferencial para o HATS-13b realizada no HOPS. O primeiro gráfico representa o fluxo do alvo ao longo do tempo de observação, seguido pelos fluxos das comparações que se mantêm consideravelmente constantes. Os pontos pretos representam a medida de fluxo resultado da fotometria de abertura e os pontos vermelhos são resultados da fotometria de ajuste gaussiano (PSF). Cada ponto é resultado da fotometria de uma imagem da observação.



Fonte: O autor.

Tendo a medida do fluxo do alvo F_{alvo} e o fluxo C_n para cada uma das n comparações, cada imagem fornecerá uma medida de fluxo relativo F_{rel} no tempo t da seguinte forma:

$$F_{\text{rel}}(t) = \frac{F_{\text{alvo}}(t)}{\sum_1^n C_n(t)}. \quad (4.14)$$

O fluxo do alvo normalizado pelas comparações remove as variações comuns entre todas as estrelas no campo, causadas principalmente por variações na atmosfera, como nuvens passageiras, turbulência ou massa de ar. A Figura 4.4 mostra o processo de fotometria diferencial, onde o fluxo variável no alvo deve-se ao trânsito, enquanto o fluxo das comparações se mantém constante ao longo do tempo da observação. Os resultados da fotometria diferencial são, então, duas curvas de luz: em preto, onde medimos o fluxo das estrelas em cada imagem utilizando fotometria de abertura; e em vermelho, com a medida do fluxo das estrelas em cada imagem com o ajuste gaussiano (PSF). O método de fotometria de abertura se beneficia em casos em que a estrela-alvo está bem isolada, sem contaminações. O método do ajuste gaussiano se mostra

eficiente em casos em que o campo estelar é mais populoso, com estrelas mais próximas umas das outras.

5 GIROCRONOLOGIA

5.1 VISÃO GERAL

Uma análise de estrelas hospedeiras, baseada em observações de três anos da missão Kepler, revela uma ausência de planetas com períodos orbitais muito curtos ($P_{\text{orb}} \leq 2 - 3$ dias) na órbita de estrelas com rotações rápidas ($P_{\text{rot}} \leq 5 - 10$ dias), além de vários objetos com rotação quasi-síncrona, $P_{\text{rot}} \approx P_{\text{orb}}$ (McQuillan; Mazeh; Aigrain, 2013). Esse achado foi confirmado por Walkowicz e Basri (2013) em uma dedução de períodos de rotação de ~ 950 objetos de interesse do Kepler (KOI). Outros estudos mostram evidências de sistemas com rotação estelar e período orbital em ressonância.

A principal explicação para essa ausência de períodos curtos envolve interações de maré entre os planetas próximos e suas estrelas hospedeiras, geralmente do tipo solar. Ao longo de bilhões de anos do sistema, planetas próximos podem espiralar em direção à hospedeira, adicionando momento angular no envelope da estrela hospedeira (Teitler; Königl, 2014). Por conta desse fenômeno, a evolução da taxa de rotação da estrela pode ser afetada, o que, por sua vez, pode comprometer a confiabilidade das idades obtidas por girocronologia para esses sistemas específicos.

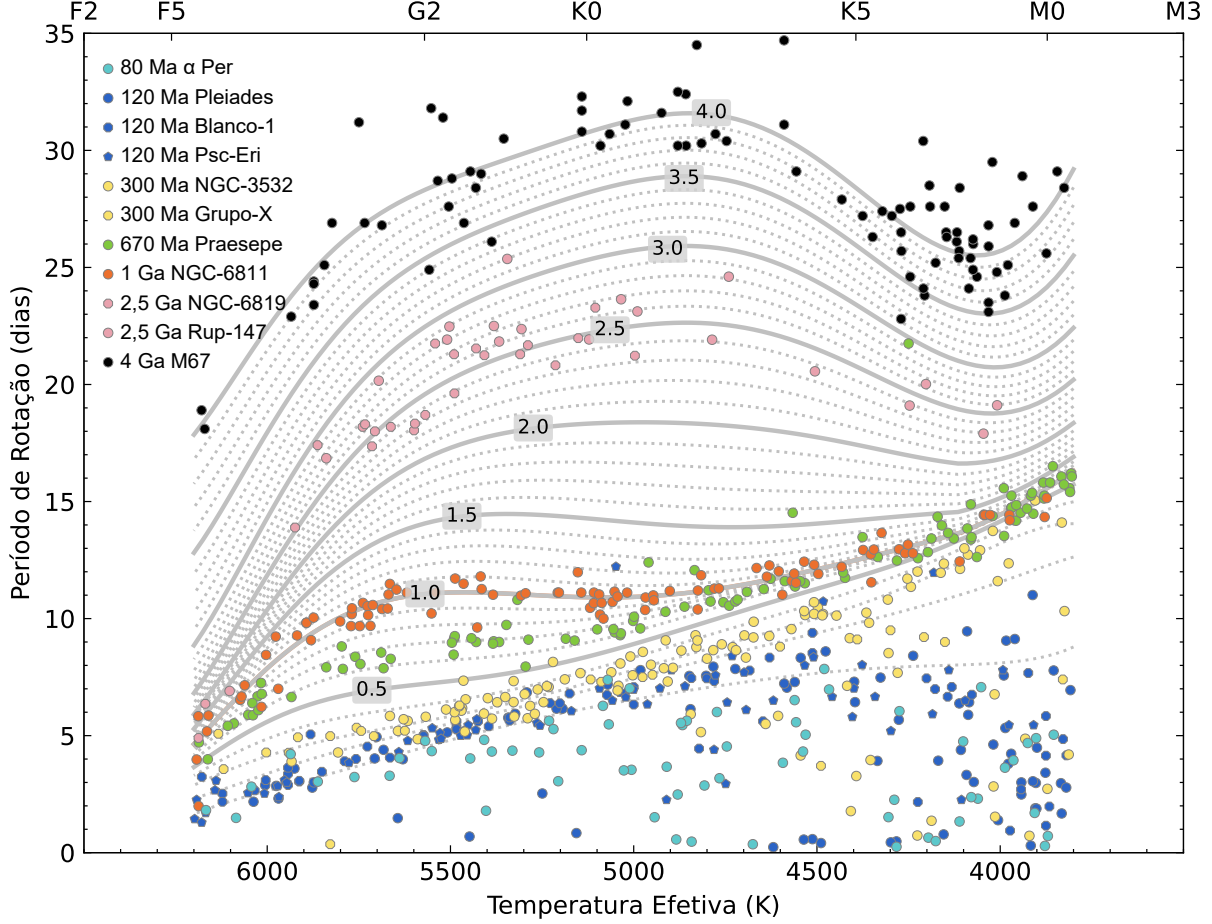
O período de rotação de estrelas hospedeiras de exoplanetas pode ser estimado a partir da modulação rotacional da superfície estelar. Estrelas do tipo solar, ou seja, tipo espectral G, K e M da sequência principal, tendem a apresentar superfícies não homogêneas. A não-homogeneidade é causada pela presença de manchas ou fáculas na superfície das estrelas devido à atividade magnética estelar, que consistem em regiões com temperaturas menores ou maiores, respectivamente, do que a temperatura efetiva da estrela. Esses sinais de atividade estelar causam variações periódicas na luminosidade observada à medida que elas rotacionam em relação ao observador. A implementação de periodogramas baseados em transformadas de Fourier, como Lomb-Scargle (VanderPlas, 2018), pode auxiliar na busca por sinais periódicos em séries temporais fotométricas. Porém, isso pode se tornar cada vez mais difícil para idades muito avançadas, ou seja, para maiores períodos de rotação (Christensen-Dalsgaard; Aguirre, 2018).

5.2 O MODELO `gyro-interp`

Nesse trabalho, utilizamos o modelo de girocronologia `gyro-interp`, desenvolvido por Bouma, Palumbo e Hillenbrand (2023). Trata-se de um framework empírico e probabilístico baseado na interpolação entre as sequências de rotação observadas em aglomerados abertos de referência, cujas idades são conhecidas. O modelo foi validado para estrelas na sequência principal com temperaturas efetivas entre 3800 – 6200 K e idades de 0,08 – 2,6 Ga, conforme ilustrado pela Figura 5.1.

O `gyro-interp` é capaz de fornecer uma estimativa de idade através de uma dis-

Figura 5.1 – Dados de aglomerados abertos utilizados para calibrar o modelo `gyro-interp`. As linhas cinzas representam o modelo médio para a distribuição do período de rotação. O modelo é definido no intervalo de 3800-6200 K e idades de 0,08-2,6 Ga. As estrelas do aglomerado M67 com 4 Ga foram utilizadas para calibração do modelo para extrapolação do limite.



Fonte: Adaptado de Bouma, Palumbo e Hillenbrand (2023).

tribuição de probabilidade a posteriori (DPP). Isso significa que, para uma dada estrela com período de rotação $\tilde{P}_{\text{rot}}$ e temperatura efetiva $\tilde{T}_{\text{eff}}$ observados, e com incertezas $\sigma_{\tilde{P}_{\text{rot}}}$ e $\sigma_{\tilde{T}_{\text{eff}}}$, respectivamente, o modelo encontra a probabilidade a posteriori para a idade estelar t_* . Esse cálculo é realizado marginalizando a densidade de probabilidade conjunta $p(P_{\text{rot}}, T_{\text{eff}}, t_* | D)$ sobre todas as possíveis verdadeiras temperaturas e períodos, ou seja, (Bouma; Palumbo; Hillenbrand, 2023)

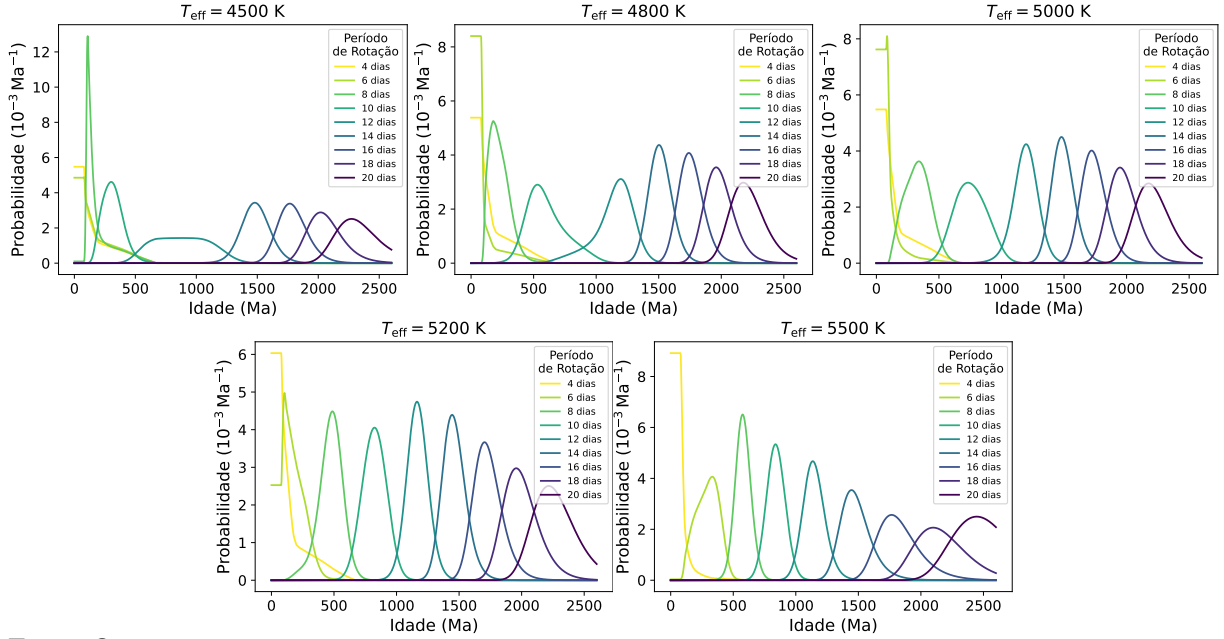
$$p(t_* | D) = \iint p(P_{\text{rot}}, T_{\text{eff}}, t_* | D) dP_{\text{rot}} dT_{\text{eff}}, \quad (5.1)$$

com $D = \{\tilde{P}_{\text{rot}}, \tilde{T}_{\text{eff}}\}$.

Pelo Teorema de Bayes, o integrando é proporcional ao produto do termo de verossimilhança (*likelihood*) $p(D | P_{\text{rot}}, T_{\text{eff}}, t_*)$ e da distribuição a priori $p(P_{\text{rot}}, T_{\text{eff}}, t_*)$, então

$$p(P_{\text{rot}}, T_{\text{eff}}, t_* | D) \propto p(D | P_{\text{rot}}, T_{\text{eff}}, t_*) \cdot p(P_{\text{rot}}, T_{\text{eff}}, t_*). \quad (5.2)$$

Figura 5.2 – Exemplos de distribuições de probabilidade da idade para diferentes períodos, considerando estrelas com temperaturas efetivas entre 4500 e 5500 K.



Fonte: O autor.

A verossimilhança assume que as medições de temperatura e período seguem uma distribuição gaussiana em torno dos valores verdadeiros, com incertezas $\sigma_{T_{\text{eff}}}$ e $\sigma_{P_{\text{rot}}}$, respectivamente. Logo

$$p(D|P_{\text{rot}}, T_{\text{eff}}, t) = p(\tilde{P}_{\text{rot}}|P_{\text{rot}}, T_{\text{eff}}, t_{\star}) \cdot p(\tilde{T}_{\text{eff}}|P_{\text{rot}}, T_{\text{eff}}, t), \quad (5.3)$$

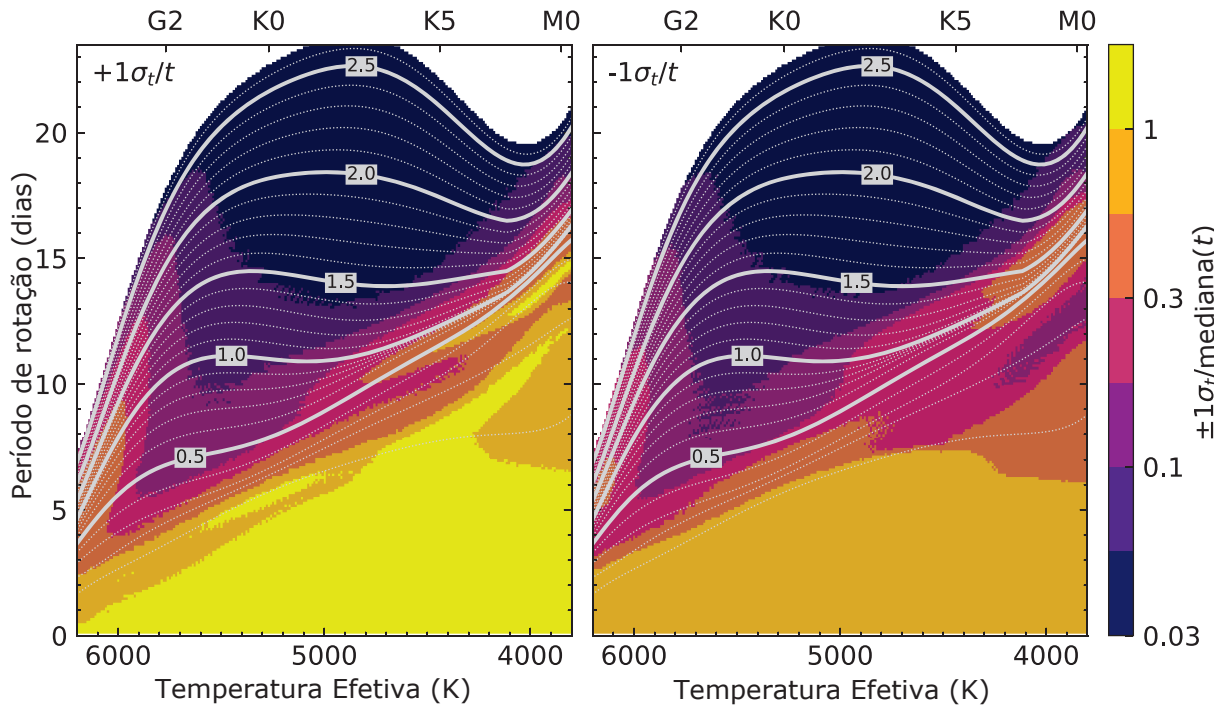
onde a distribuição de temperatura e período de rotação são as distribuições normais de forma

$$\tilde{T}_{\text{eff}} \sim \mathcal{N}(T_{\text{eff}}, \sigma_{\tilde{T}_{\text{eff}}}^2) \quad \text{e} \quad \tilde{P}_{\text{rot}} \sim \mathcal{N}(P_{\text{rot}}, \sigma_{\tilde{P}_{\text{rot}}}^2). \quad (5.4)$$

A distribuição a priori descreve a distribuição esperada dos períodos de rotação para uma dada idade e temperatura, modelando tanto a sequência lenta de rotadores quanto a população de rotadores rápidos que decai com o tempo. A Figura 5.2 exemplifica as distribuições de probabilidade resultantes para estrelas com diferentes temperaturas e períodos de rotação, demonstrando como a forma da distribuição posterior pode ser unimodal, bimodal ou assimétrica, dependendo dos parâmetros de entrada.

Conforme demonstrado por Bouma, Palumbo e Hillenbrand (2023), a precisão da idade inferida varia fortemente com a massa e a idade da estrela. Para estrelas do tipo solar (≈ 5800 K), as incertezas estatísticas melhoram de $\pm 38\%$ aos 200 Ma para $\pm 12\%$ aos 2 Ga. Já para anãs K de baixa massa (≈ 4200 K), as distribuições posteriores tornam-se altamente assimétricas devido ao fenômeno da desaceleração estagnada, com incertezas que podem variar de 10 % a 50 % nos primeiros bilhões de anos (veja Figura 5.3).

Figura 5.3 – Precisão das idades girocronológicas do modelo do *gyro-interp*: Incerteza de $+1\sigma$ (esquerda) e -1σ (direita) da distribuição a posteriori da idade normalizada pela mediana. Linhas cinzas são múltiplas de 500 Ma e pontilhados estão espaçadas a cada 100 Ma.



Fonte: Adaptado de Bouma, Palumbo e Hillenbrand (2023).

Devido à sua robustez e capacidade de lidar com as complexidades da evolução rotacional estelar, o modelo *gyro-interp* foi o escolhido para estimar as idades das estrelas-alvo neste trabalho. O que servirá também para testarmos a confiabilidade do modelo para estrelas hospedeiras de exoplanetas gigantes.

6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

6.1 AJUSTES DE TRÂNSITOS

Nossa análise das curvas de luz foi realizada utilizando uma rotina escrita em `Python` baseada na biblioteca `PyLightCurve` (Tsiaras et al., 2016). A rotina consiste primeiramente na determinação dos coeficientes de escurecimento de limbo de acordo com parâmetros estelares e filtro utilizado na observação. Após isso, fazemos o ajuste da curva de luz, que simultaneamente realiza o *detrend*¹ da observação, para descartar efeitos de tendências provenientes de efeitos sistemáticos ou atmosféricos, e o ajuste do modelo de trânsito aos dados observacionais. O processo foi implementado utilizando a biblioteca `PyLightcurve` (Tsiaras et al., 2016), executando uma análise em duas etapas. Inicialmente, um ajuste pelo método dos mínimos quadrados é realizado via `curve_fit` do pacote `scipy.optimize` (Virtanen et al., 2020) para obter uma primeira estimativa dos parâmetros do sistema. Essa solução é usada como ponto de partida para uma análise de inferência bayesiana através do método de Cadeias de Markov via Monte Carlo (MCMC) utilizando o pacote `emcee` (Foreman-Mackey et al., 2013). O algoritmo de MCMC mapeia a distribuição de probabilidade posterior de cada parâmetro, fornecendo estimativa robusta de seus valores e de suas incertezas. Os coeficientes de *detrending*, que corrigem efeitos sistemáticos instrumentais ou de variabilidade estelar, são ajustados simultaneamente com o modelo de trânsito.

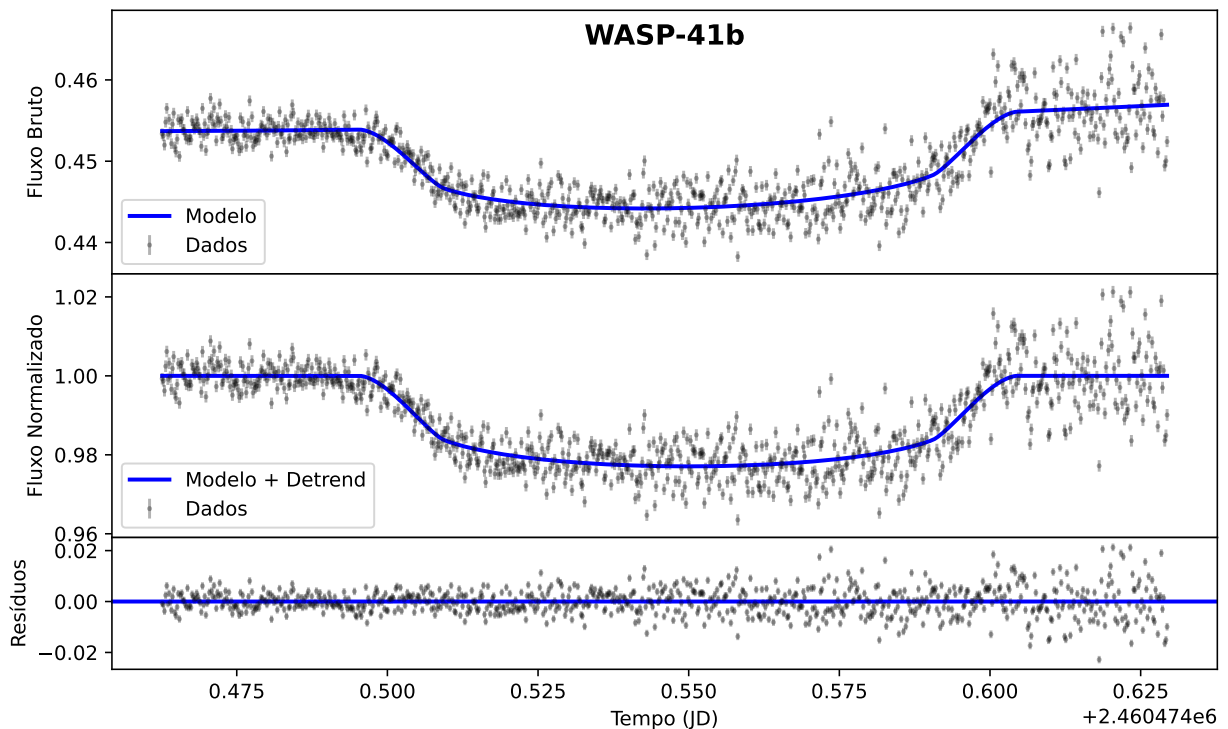
6.1.1 Determinação dos Coeficientes de Escurecimento de Limbo

Como abordado na Subseção 2.2.4, diferentes filtros são impactados de maneira diferente pelo efeito de escurecimento de limbo, podendo influenciar diretamente o formato da curva de luz. Na maior parte das nossas observações, utilizamos o filtro COUSINS R (Bessell, 1990) para minimizar os efeitos devido ao fenômeno, permitindo uma melhor definição dos instantes de contato do trânsito. Apesar de serem menos intensos em comprimentos de onda maiores, esses efeitos ainda não são desprezíveis.

O ajuste de trânsito considera a lei não-linear (quatro termos) de Claret para modelar o efeito de escurecimento de limbo. Os coeficientes são determinados utilizando o subpacote *Stellar Atmosphere Intensity Limb* (SAIL) que faz parte do `EXO-TETHYS` (Morello et al., 2020). O algoritmo determina os coeficientes com base num perfil de intensidade de modelos de atmosfera estelar, a partir do filtro utilizado e dos seguintes parâmetros estelares: temperatura efetiva do alvo T_{eff} , gravidade superficial $\log(g)$ e metalicidade ($[M/H]$).

¹ Remoção de tendências de um conjunto de dados.

Figura 6.1 – Ajuste de trânsito do WASP-41b. O gráfico superior mostra o ajuste feito aos dados com tendências. No centro, a curva de luz após o detrending quadrático e fluxo normalizado. Abaixo, o resíduo.



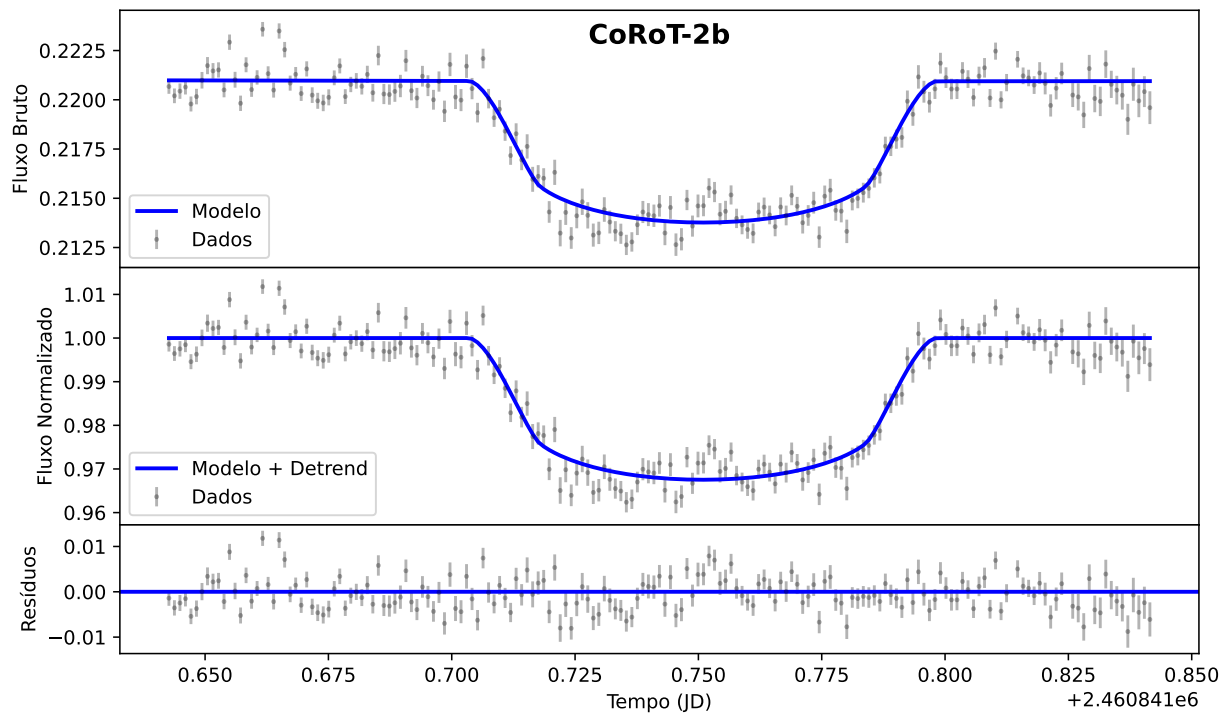
Fonte: O autor.

6.1.2 Detrending

A principal peculiaridade do ajuste feito pelo `PyLightCurve` é o fato de o algoritmo realizar a remoção das tendências e o ajuste de trânsito simultaneamente. Para isso, é utilizada uma função de tendência, que pode ser ou linear ou quadrática. A função linear consiste de um termo N de normalização, mais um termo linear L para ser ajustado juntamente com outros parâmetros livres da curva de luz (e.g. R_p/R_* , $t_{\text{mid},0}$, a/R_* , i , entre outros). A função quadrática inclui os mesmos parâmetros da função linear com a adição de mais um termo quadrático Q a ser ajustado. O ajuste quadrático é relativamente mais robusto e serve principalmente para hospedeiras que apresentam variabilidade estelar considerável, que pode influenciar o formato da curva de luz durante o trânsito.

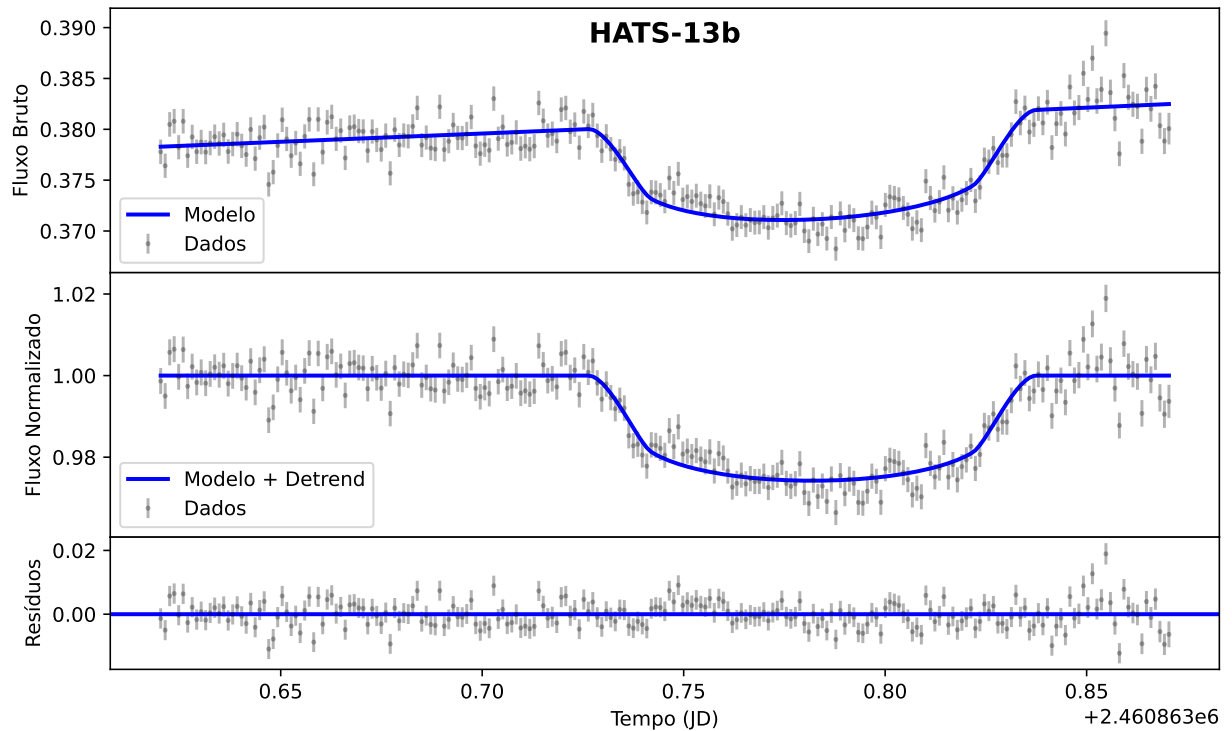
As Figuras 6.1 a 6.4 mostram a comparação entre o modelo ajustado ao fluxo bruto (cima) e o fluxo normalizado após *detrending* (centro). Em todos os casos mostrados, é nítida a contribuição do *detrending* na remoção de tendências. Em casos de exoplanetas cuja estrela hospedeira é conhecida por alta atividade estelar, o ajuste quadrático é a principal solução para compensar esse tipo de variabilidade, como é o caso do CoRoT-2b (Figura 6.2).

Figura 6.2 – Ajuste de trânsito do CoRoT-2b. O gráfico superior mostra o ajuste feito aos dados com tendências. No centro, a curva de luz após o detrending quadrático e fluxo normalizado. Abaixo, o resíduo.



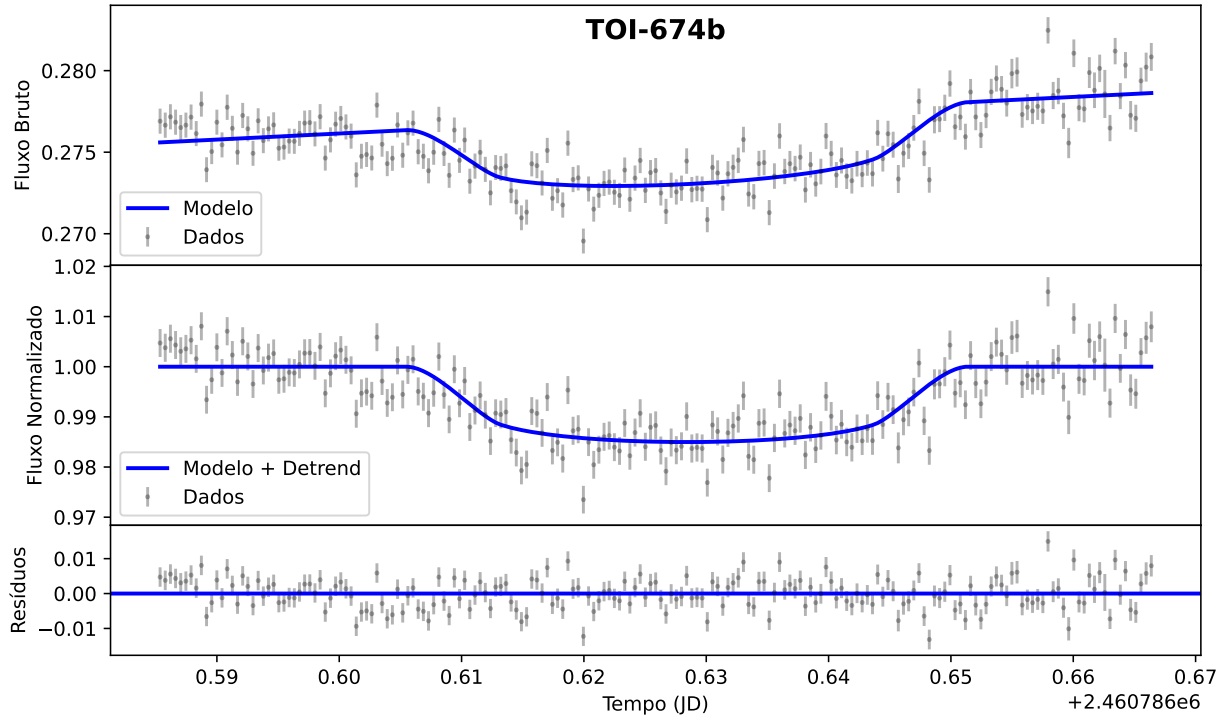
Fonte: O autor.

Figura 6.3 – Ajuste de trânsito do HATS-13b. O gráfico superior mostra o ajuste feito aos dados com tendências. No centro, a curva de luz após o detrending quadrático e fluxo normalizado. Abaixo, o resíduo.



Fonte: O autor.

Figura 6.4 – Ajuste de trânsito do TOI-674b. O gráfico superior mostra o ajuste feito aos dados com tendências provenientes majoritariamente de massa de ar. No centro, a curva de luz após o detrending linear. Abaixo, o resíduo



Fonte: O autor.

6.1.3 Amostragem com MCMC

Para obtermos a estimativa final dos parâmetros do trânsito e suas incertezas, aplicamos o método de Monte Carlo via Cadeias de Markov (MCMC). Em síntese, o objetivo do MCMC é fazer a amostragem da densidade de probabilidade a posteriori dada por

$$p(\Theta|D) = \frac{p(D|\Theta)p(\Theta)}{p(D)}, \quad (6.1)$$

onde Θ seriam os parâmetros a serem ajustados, D os dados observacionais, $p(\Theta)$ é a distribuição a priori (*prior*), $p(D|\Theta)$ é a função de verossimilhança e $p(D)$ é um fator de normalização. Esse processo mapeia as distribuições de probabilidade a fim de estimar valores mais prováveis dos parâmetros e suas incertezas.

A amostragem foi realizada utilizando o pacote `emcee` (Foreman-Mackey et al., 2013). O algoritmo utiliza um conjunto de caminhantes (*walkers*) para explorar o espaço de parâmetros, onde a proposta de um novo passo para cada walker é determinada pelas posições dos outros membros do conjunto (Foreman-Mackey et al., 2013). O número de iterações previamente definido representa o número de passos dos caminhantes. As primeiras iterações da cadeia, *burn-in*, são descartadas para garantir que os walkers não fiquem presos nos valores iniciais. Isso garante uma busca mais abrangente pelo espaço de parâmetros em busca de outras regiões de maior probabilidade.

Os parâmetros a serem analisados, ou seja, os parâmetros livres no nosso modelo foram: o tempo central de trânsito ($t_{\text{mid},0}$), a razão dos raios ($R_p/R_\star$) e os coeficientes do modelo de *detrending* (N_1 , L_1 e Q_1). A fim de seguir um padrão suficientemente robusto para todos os trânsitos ajustados, utilizamos 200 *walkers* que evoluem por 250000 iterações, com um *burn-in* de 30000 iterações. Os resultados do MCMC consistem em distribuições de probabilidade posterior para cada parâmetro ajustado. Os histogramas nas diagonais das Figuras 6.5 e 6.6 correspondem às distribuições marginalizadas unidimensionais de cada parâmetro. Os painéis fora da diagonal exibem as distribuições marginalizadas bidimensionais, permitindo uma visualização das covariâncias entre cada par de parâmetros através de contornos que representam os níveis de 1, 2, 3 e 4σ de confiança.

A amostragem do HATS-13b (Figura 6.6) exhibe, na distribuição de probabilidade a posteriori para o parâmetro $R_p/R_\star$, uma distribuição bimodal. Além da região de contorno que define o nosso resultado, há uma segunda população de amostras que forma um máximo de verossimilhança local ao longo do valor 0,140. É fundamental notar que esta segunda região de alta probabilidade corresponde precisamente ao valor para o raio do planeta estabelecido na literatura (veja Tabela 6.1).

A existência de múltiplos mínimos no espaço de parâmetros (ou múltiplos máximos na superfície de verossimilhança) deixa evidente que existem múltiplas soluções que satisfazem a solução da minimização. Efeitos sistemáticos residuais ou variabilidade estelar não modelada podem introduzir vieses que deslocam o mínimo global para longe da solução fisicamente correta, nesse caso alterando a profundidade de trânsito da solução. Portanto, o nosso resultado representa o ajuste matematicamente ótimo para esta curva de luz em particular, enquanto a exploração da segunda moda pelo MCMC valida que o valor da literatura ainda é uma solução de alta probabilidade, embora não seja a preferida pelo modelo ajustado.

6.1.4 Parâmetros Finais dos Ajustes

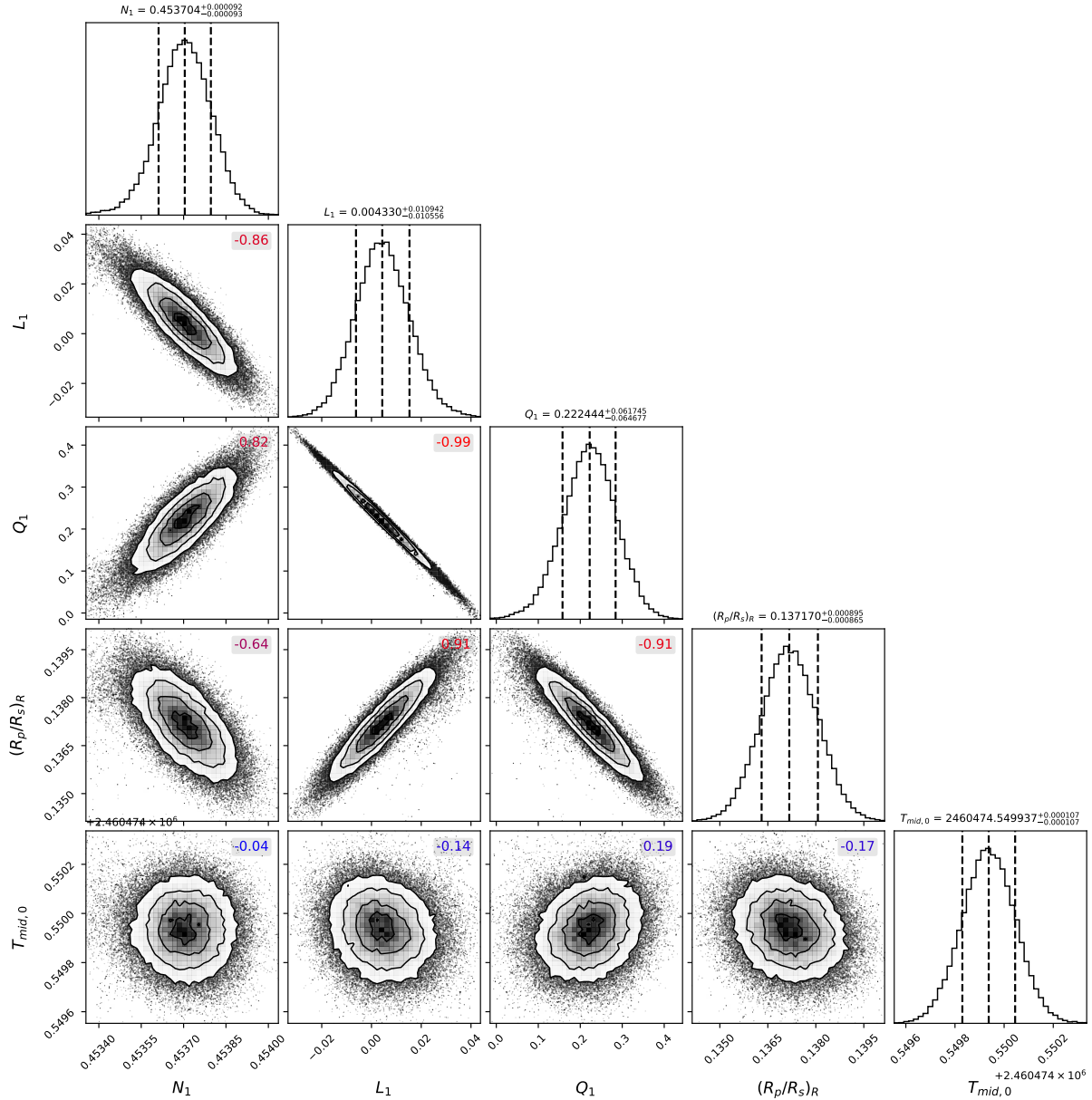
A Tabela 6.1 reúne os resultados do processo de ajuste dos parâmetros $t_{\text{mid},0}$, o desvio entre o tempo previsto e o calculado em minutos, $R_p/R_\star$ comparado com os valores da literatura e o desvio padrão entre ambos.

Para termos uma ideia do quão coesos nossos ajustes foram, podemos compará-los às curvas de luz sintéticas do modelo esperado, construído com os valores exatos catalogados. A Figura 6.7 mostra justamente essa comparação entre o modelo ajustado com MCMC pela nossa rotina e o modelo esperado com os parâmetros do ECC.

6.2 EXOCLOCK

Até o momento, foram 39 trânsitos observados e submetidos ao ExoClock. Os valores ajustados para a razão dos raios e variação de tempo de meio trânsito $t_{\text{mid},0}$ (O-C) são analisados

Figura 6.5 – Distribuições de probabilidade a posteriori e covariâncias para os parâmetros de ajuste do trânsito do WASP-41b. Os quadros na diagonal mostram as distribuições marginalizadas para cada parâmetro livre: o tempo central de trânsito ($t_{mid,0}$), a razão dos raios (R_p/R_*), o fator de normalização N_1 e os coeficientes do modelo de detrending (linear L_1 e quadrático Q_1). Os quadros fora da diagonal ilustram as correlações entre os pares de parâmetros, com contornos indicando os níveis de confiança de 1, 2 e 3 σ . A amostragem dos nossos parâmetros no MCMC foi realizada com 250000 iterações utilizando 200 *walkers* e *burn-in* nas primeiras 30000 iterações. Os valores no canto superior direito dos quadros de distribuição bidimensional indicam o grau de correlação entre o par de parâmetros.

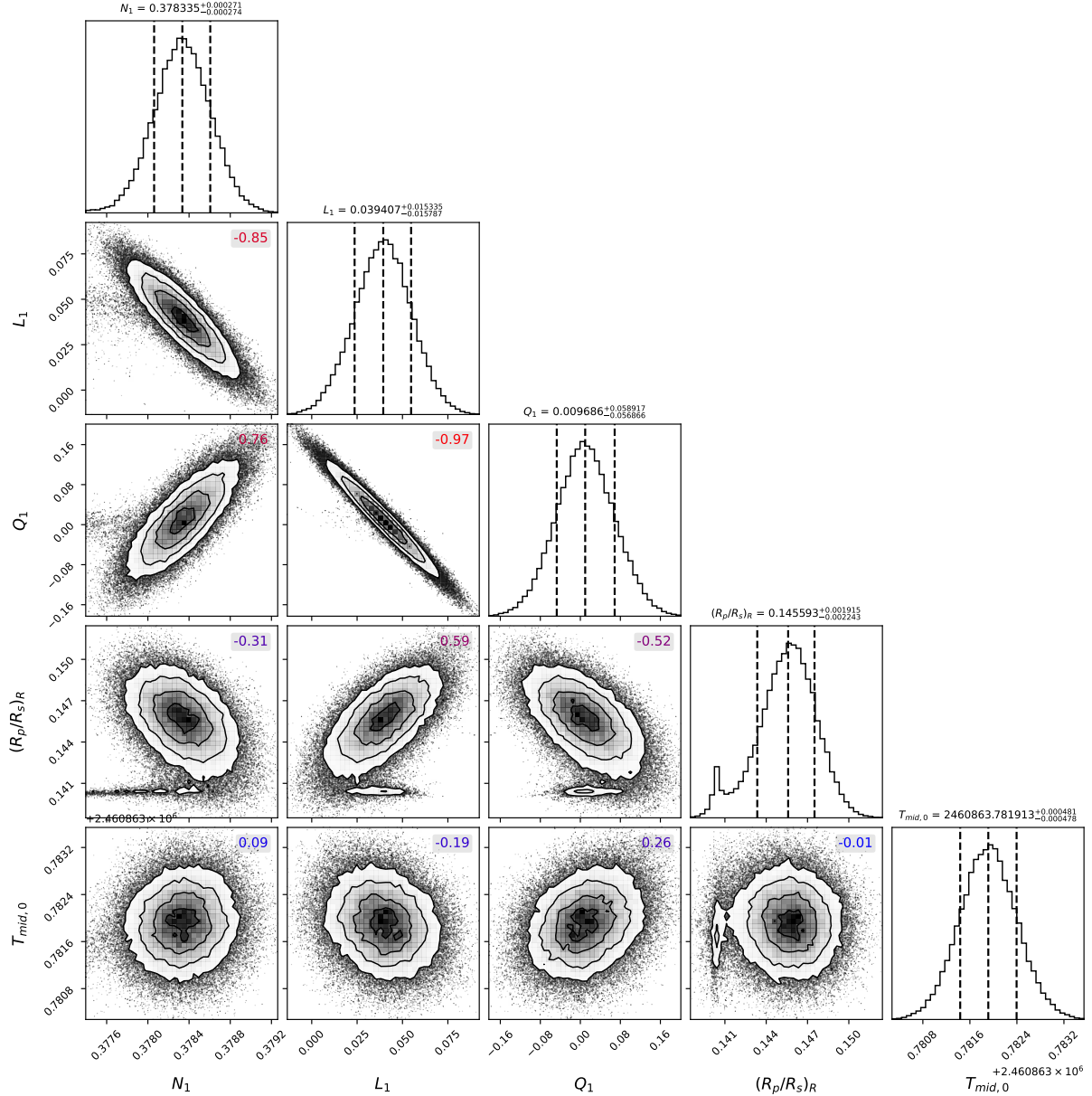


Fonte: O autor.

durante a submissão, porém são relativamente semelhantes aos do ajuste do PyLightCurve que realizamos.

O *Exoplanet Characterization Catalogue* (ECC) (Kokori et al., 2022a; Kokori et al., 2026) é atualizado frequentemente com novas descobertas e atualmente conta com parâmetros

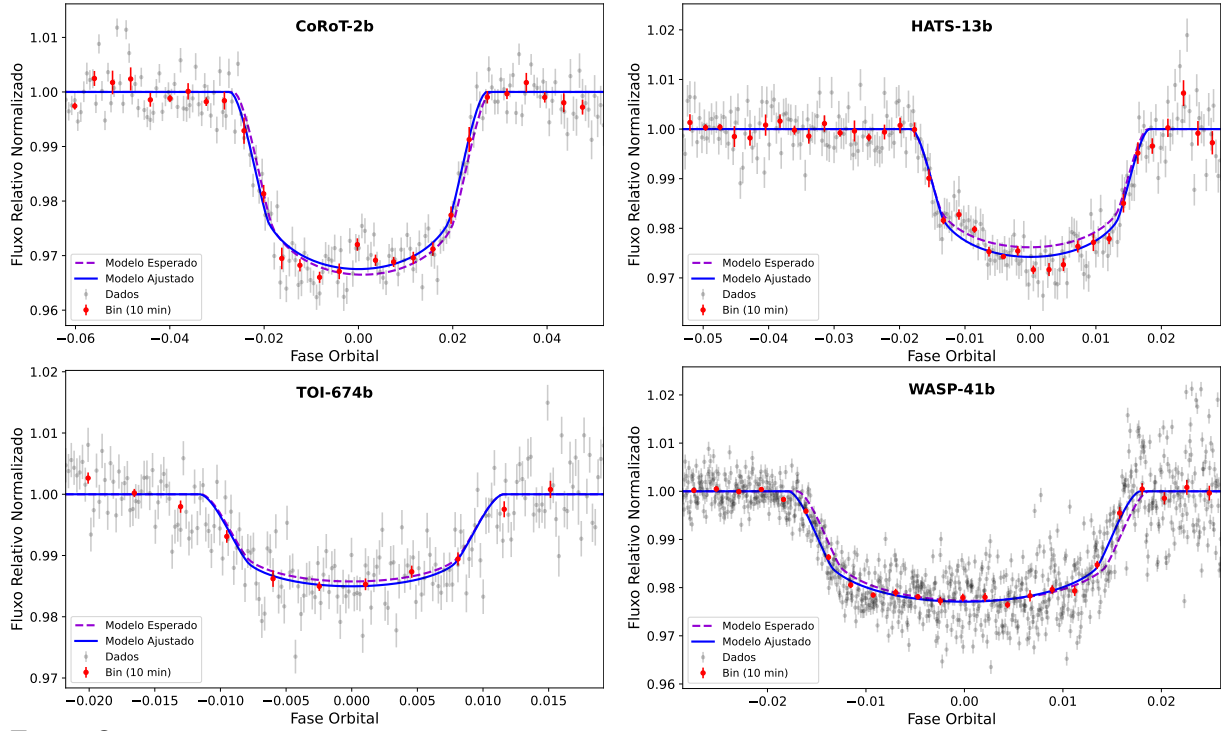
Figura 6.6 – Distribuições de probabilidade a posteriori e covariâncias para os parâmetros de ajuste do trânsito do HATS-13b. Os quadros na diagonal mostram as distribuições marginalizadas para cada parâmetro livre: o tempo central de trânsito ($t_{mid,0}$), a razão dos raios (R_p/R_*), o fator de normalização N_1 e os coeficientes do modelo de detrending (linear L_1 , e quadrático Q_1). Os quadros fora da diagonal ilustram as correlações entre os pares de parâmetros, com contornos indicando os níveis de confiança de 1, 2 e 3 σ . A amostragem dos nossos parâmetros no MCMC foi realizada com 250000 iterações utilizando 200 *walkers* e *burn-in* nas primeiras 30000 iterações. Os números dentro dos quadros de correlações indicam o grau de correlação entre o par de parâmetros.



Fonte: O autor.

estelares – RA, DEC, Magnitude para diferentes filtros, Temperatura (T_{eff}), Gravidade ($\log(g)$) e Metalicidade (Fe/H) – e parâmetros de trânsito – Efemérides, duração e profundidade do trânsito, período, razão dos raios (R_p/R_*), inclinação orbital e excentricidade – para 776 exoplanetas catalogados (Kokori et al., 2022a). Para toda observação submetida ao ExoClock, é

Figura 6.7 – Comparação entre o modelo ajustado e o modelo esperado para o CoRoT-2b, HATS-13b, TOI-674b e WASP-41b. Os pontos vermelhos representam uma média móvel dos dados a cada 10 min para facilitar a visualização. A análise é realizada com os dados brutos.



Fonte: O autor.

Tabela 6.1 – Resultados dos ajustes da nossa rotina com `PyLightCurve` após o MCMC em comparação com os valores da literatura. $t_{\text{mid},0}$ é o tempo central ajustado, O-C a diferença entre o $t_{\text{mid},0}$ ajustado e esperado em minutos, $R_p/R_\star$ é a razão dos raios, seguido do valor da literatura $R_p/R_\star$ Lit e pelo desvio padrão Δ (σ) entre ambos.

Identificador (data obs.)	$t_{\text{mid},0}$ (JD _{UTC})	O-C (min)	$R_p/R_\star$	$R_p/R_\star$ Lit.	Δ (σ)
WASP-41b (12/06/24)	$2460474,54994^{+0,00012}_{-0,00010}$	$-3,82^{+0,17}_{-0,15}$	$0,1371^{+0,0009}_{-0,0008}$	$0,1365 \pm 0,0006$	0,65
TOI-674b (21/04/25)	$2460786,62843^{+0,00045}_{-0,00030}$	$-0,13^{+0,65}_{-0,44}$	$0,1171^{+0,0021}_{-0,0019}$	$0,1140 \pm 0,0009$	1,58
CoRoT-2b (15/06/25)	$2460841,75086^{+0,00030}_{-0,00026}$	$-1,98^{+0,43}_{-0,38}$	$0,1638^{+0,0017}_{-0,0015}$	$0,1667 \pm 0,0006$	-1,77
HATS-13b (01/07/25)	$2460857,69360^{+0,00058}_{-0,00051}$	$0,36^{+0,84}_{-0,73}$	$0,1432^{+0,0019}_{-0,0021}$	$0,1402 \pm 0,0016$	1,49
HATS-13b (07/07/25)	$2460863,78184^{+0,00037}_{-0,00050}$	$0,67^{+0,75}_{-0,65}$	$0,1458^{+0,0019}_{-0,0022}$	$0,1402 \pm 0,0016$	2,71

Fonte: O autor.

realizada uma análise preliminar internamente da curva de luz. Essa análise é baseada no pacote `PyLightCurve` e consiste em (Kokori et al., 2026):

- Cálculo dos coeficientes de escurecimento de limbo utilizando a biblioteca `EXO-TETHYS` (Morello et al., 2020)
- Conversão de qualquer unidade de tempo para Data Juliana Baricêntrica (BJD_{TDB}).
- Ajuste de um modelo de trânsito multiplicado por um modelo de tendência utilizando o método de minimização Nelder-Mead (Virtanen et al., 2020).
- Remoção de pontos discrepantes com desvio de 3σ .
- Ajuste da escala das incertezas com base no RMS dos resíduos normalizados
- Optimização com MCMC com $R_p/R_\star$ e $t_{\text{mid},0}$ como parâmetros livres além dos parâmetros do *detrending*.

Nossas observações submetidas até o final de 2023 contribuíram, inclusive, com o próximo trabalho resultado do Projeto Exoclock (Kokori et al., 2026), que atualiza as efemérides de 620 exoplanetas reunindo curvas de luz de diversas fontes, incluindo: Rede ExoClock, o *Exoplanet Transit Database* (ETD), o *STScI Mikulski Archive for Space Telescopes* para dados do Kepler, K2 e TESS, além de tempos centrais de trânsito da literatura e observações de outras redes de observatórios terrestres (Kokori et al., 2026). A Tabela 6.2 é um compilado dos resultados preliminares de nossas observações submetidas. No Apêndice A reunimos os ajustes das observações publicadas no ExoClock até o momento.

Tabela 6.2 – Resultados das observações submetidas. As cores dos identificadores estão de acordo com a prioridade do alvo no ExoClock até o momento de nossa submissão (**BAIXA**, **MÉDIA**, **ALTA** e **ALERTA**). O-C (min) indica a diferença entre o instante central do trânsito (T_0) observado e esperado. $R_p/R_\star$ é a razão dos raios de melhor ajuste aos dados observacionais, seguida pelo valor de razão dos raios da literatura junto à referência (ref). E $\Delta(\sigma)$ é o desvio padrão (em sigmas) da medida de razão dos raios ajustada em relação ao valor da literatura.

(continua)				
Exoplaneta	O-C (min)	$R_p/R_\star$	$R_p/R_\star$ Literatura (ref)	$\Delta(\sigma)$
WASP-183b	$0,78 \pm 0,62$	$0,1981 \pm 0,0053$	$0,195 \pm 0,003$ (Maxted et al., 2016)	0,51
WASP-36b	$-1,32 \pm 0,59$	$0,1323 \pm 0,0019$	$0,1368 \pm 0,0006$ (Mancini et al., 2016)	-2,26
Qatar-6b	$5,87 \pm 0,36$	$0,1446 \pm 0,0017$	$0,151 \pm 0,007$ (Alsubai et al., 2018)	-0,89
GJ1214b	$0,19 \pm 0,36$	$0,1193 \pm 0,0022$	$0,1160 \pm 0,0005$ (Berta et al., 2012)	1,46
HATS-37Ab	$17,12 \pm 1,15$	$0,0651 \pm 0,0012$	$0,0707 \pm 0,0018$ (Jordán et al., 2020)	-2,59
CoRoT-2b	$-0,23 \pm 0,32$	$0,1640 \pm 0,0015$	$0,1667 \pm 0,0006$ (Alonso et al., 2008)	-1,67
HATS-62b	$-3,04 \pm 1,58$	$0,1206 \pm 0,0029$	$0,1159 \pm 0,0029$ (Hartman et al., 2019)	1,52
HATS-33b	$-0,82 \pm 0,84$	$0,1203 \pm 0,0017$	$0,124 \pm 0,008$ (Val-Borro et al., 2016)	-0,45
WASP-163b	$2,08 \pm 1,01$	$0,1243 \pm 0,0035$	$0,119 \pm 0,003$ (Barkaoui et al., 2019)	1,15
WASP-57b	$1,86 \pm 1,05$	$0,1199 \pm 0,0018$	$0,1182 \pm 0,0013$ (Southworth et al., 2015)	0,77
WASP-46b	$-0,17 \pm 0,52$	$0,1436 \pm 0,0026$	$0,1407 \pm 0,0003$ (Ciceri et al., 2015)	1,11
WASP-135b	$-1,34 \pm 0,56$	$0,1464 \pm 0,0017$	$0,139 \pm 0,003$ (Spake et al., 2016)	2,15

Tabela 6.2 – Resultados das observações submetidas. As cores dos identificadores estão de acordo com a prioridade do alvo no ExoClock até o momento de nossa submissão (**BAIXA**, **MÉDIA**, **ALTA** e **ALERTA**). O-C (min) indica a diferença entre o instante central do trânsito (T_0) observado e esperado. R_p/R_* é a razão dos raios de melhor ajuste aos dados observacionais, seguida pelo valor de razão dos raios da literatura junto à referência (ref). E $\Delta(\sigma)$ é o desvio padrão (em sigmas) da medida de razão dos raios ajustada em relação ao valor da literatura.

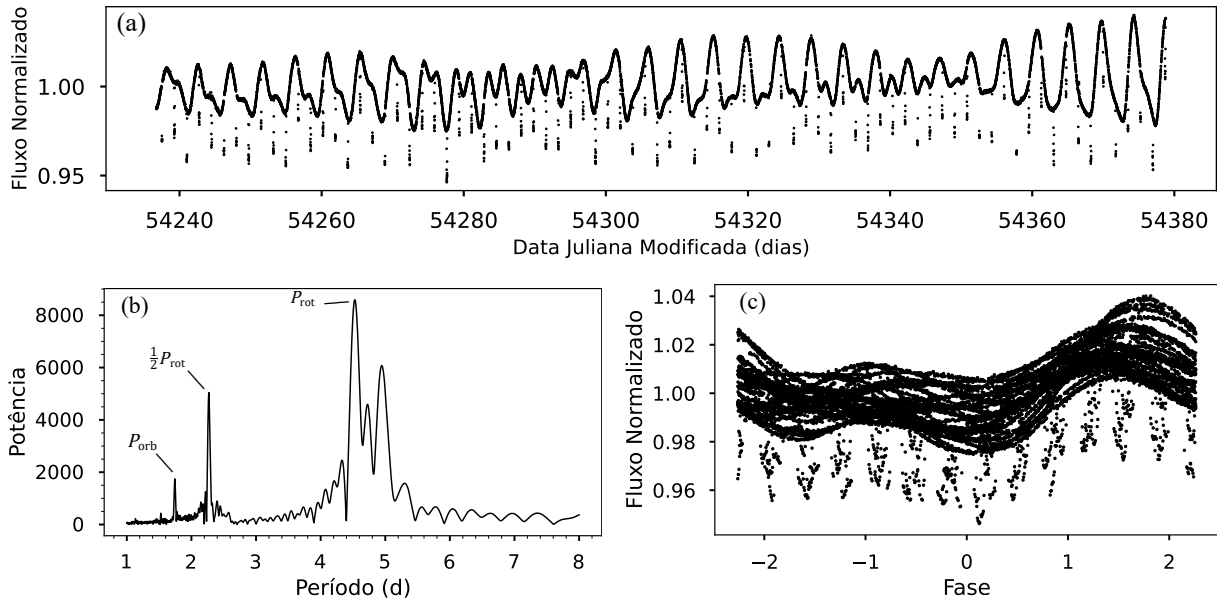
(conclusão)				
Exoplaneta	O-C (min)	R_p/R_*	R_p/R_* Literatura (ref)	$\Delta(\sigma)$
WASP-91b	$-3,95 \pm 0,73$	$0,1235 \pm 0,0037$	$0,1225 \pm 0,0012$ (Anderson et al., 2017)	0,26
WASP-91b	$0,59 \pm 0,73$	$0,1218 \pm 0,0017$	$0,1225 \pm 0,0012$ (Anderson et al., 2017)	-0,34
HATS-13b	$-0,71 \pm 0,58$	$0,1411 \pm 0,0012$	$0,1402 \pm 0,0016$ (Mancini et al., 2015)	0,45
WASP-44b	$-0,15 \pm 0,81$	$0,1189 \pm 0,0018$	$0,126 \pm 0,003$ (Anderson et al., 2012)	-2,03
WASP-178b	$19,25 \pm 1,87$	$0,1130 \pm 0,0034$	$0,1115 \pm 0,0013$ (Hellier et al., 2019)	0,43
WASP-124b	$-0,84 \pm 0,69$	$0,1256 \pm 0,0013$	$0,1241 \pm 0,0008$ (Maxted et al., 2016)	0,98
WASP-73b	$-5,06 \pm 3,60$	$0,0597 \pm 0,0054$	$0,057 \pm 0,003$ (Delrez et al., 2014)	0,44
HIP65Ab	$-0,73 \pm 1,02$	$0,2747 \pm 0,0071$	$0,287 \pm 0,088$ (Nielsen et al., 2020)	-0,14
WASP-145Ab	$0,03 \pm 0,63$	$0,1389 \pm 0,0058$	$0,1289 \pm 0,0130$ (Hellier et al., 2016)	0,7
WASP-144b	$-0,15 \pm 2,59$	$0,1098 \pm 0,0066$	$0,1079 \pm 0,0013$ (Hellier et al., 2018)	0,28
WASP-53b	$0,23 \pm 1,87$	$0,1462 \pm 0,0070$	$0,1353 \pm 0,0013$ (Triaud et al., 2017)	0,271
WASP-173Ab	$-1,86 \pm 0,82$	$0,1052 \pm 0,0020$	$0,1109 \pm 0,0009$ (Hellier et al., 2016)	-2,6
HIP65Ab	$0,60 \pm 0,91$	$0,2809 \pm 0,0039$	$0,287 \pm 0,088$ (Nielsen et al., 2020)	-0,07
WASP-130b	$-11,67 \pm 3,89$	$0,096 \pm 0,005$	$0,0957 \pm 0,0007$ (Hellier et al., 2016)	0,06
TOI-1130b	$-266,06 \pm 8,77$	$0,044 \pm 0,004$	$0,04860 \pm 0,00111$ (Huang et al., 2020)	-1,11
WASP-41b	$-4,13 \pm 0,48$	$0,1378 \pm 0,0011$	$0,1365 \pm 0,0006$ (Southworth et al., 2016)	1,04
HATS-23b	$-3,42 \pm 0,78$	$0,1560 \pm 0,0022$	$0,159 \pm 0,020$ (Bento et al., 2017)	0,146
MASCARA-1b	$-23,70 \pm 2,02$	$0,0747 \pm 0,0018$	$0,0735 \pm 0,0007$ (Talens et al., 2017)	0,62
WASP-133b	$-0,08 \pm 1,01$	$0,0838 \pm 0,0011$	$0,0860 \pm 0,0006$ (Maxted et al., 2016)	-1,76
WASP-164b	$1,40 \pm 0,82$	$0,1289 \pm 0,0024$	$0,1242 \pm 0,0013$ (Lendl et al., 2018)	1,72
HATS-60b	$7,21 \pm 1,73$	$0,0796 \pm 0,0016$	$0,081 \pm 0,003$ (Hartman et al., 2019)	-0,41
WASP-140b	$-0,77 \pm 0,30$	$0,1809 \pm 0,0012$	$0,1432 \pm 0,0070$ (Hellier et al., 2016)	5,31
TOI-674b	$-0,29 \pm 0,72$	$0,1110 \pm 0,0027$	$0,1140 \pm 0,0009$ (Murgas et al., 2021)	-1,05
CoRoT-2b	$-2,53 \pm 0,56$	$0,1720 \pm 0,0019$	$0,1667 \pm 0,0006$ (Alonso et al., 2008)	0,127
CoRoT-2b	$-1,10 \pm 0,53$	$0,1638 \pm 0,0023$	$0,1667 \pm 0,0006$ (Alonso et al., 2008)	-1,22
HATS-13b	$0,31 \pm 0,71$	$0,1436 \pm 0,0018$	$0,1402 \pm 0,0016$ (Mancini et al., 2015)	1,41
HATS-13b	$0,43 \pm 0,84$	$0,1443 \pm 0,0002$	$0,1402 \pm 0,0016$ (Mancini et al., 2015)	1,6

Fonte: O autor.

6.3 INFERÊNCIA DE IDADE DE HOSPEDEIRAS DO TIPO SOLAR

A técnica de girocronologia tem o intuito de estimar a idade das estrelas com base na taxa de rotação estelar, conforme descrito no Capítulo 5. A derivação da taxa de rotação exata

Figura 6.8 – Determinação do período de rotação do CoRoT-2b. (a) Curva de luz do CoRoT-2b observada na execução LRc01 com 144 dias de duração em 2007. (b) Espectro de períodos do periodograma GLS. O pico de maior potência corresponde à taxa de rotação de 4,5286 d, o pico à esquerda corresponde à metade da taxa de rotação e o menor pico à esquerda corresponde ao período de ocorrência dos trânsitos, que corresponde ao período orbital (1,74 d). (c) Curva de luz de (a) em fase pelo período encontrado em (b).



Fonte: O autor.

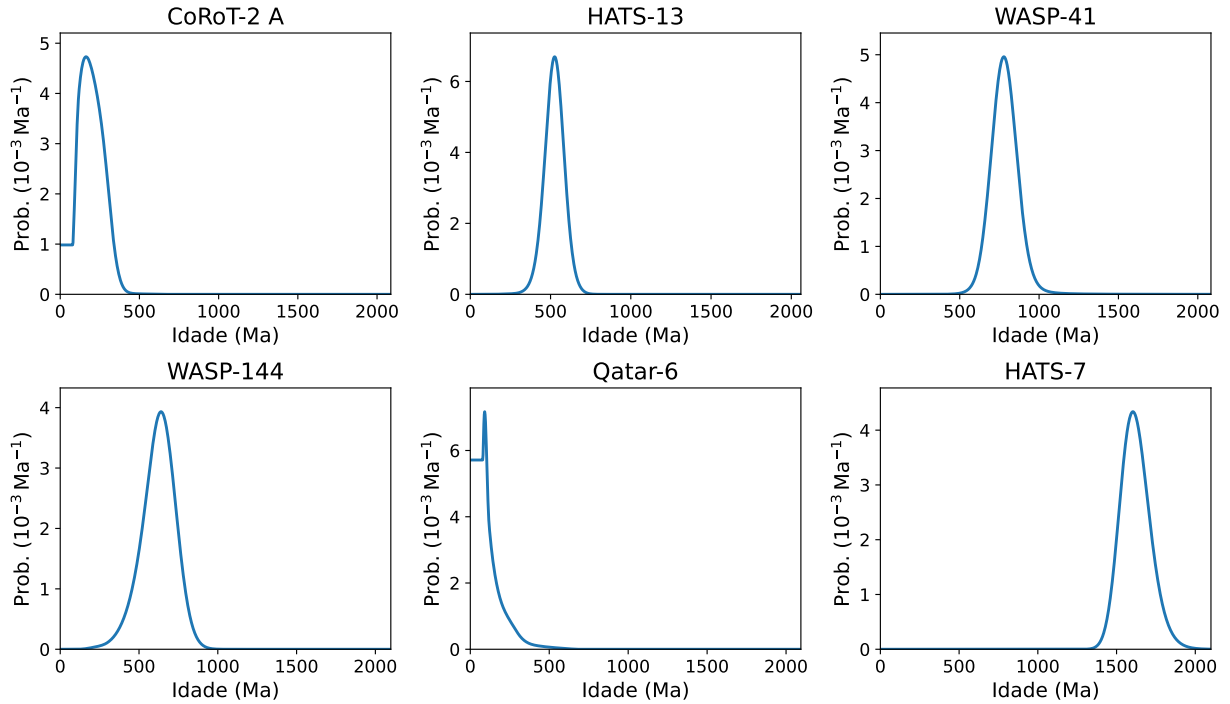
é um parâmetro incomum de se encontrar em catálogos, sendo mais frequente na literatura o parâmetro de velocidade de rotação projetada $v \sin(i)$, derivado de espectroscopia Doppler. Nesse trabalho, estimamos o período de rotação dos alvos com base em dados fotométricos de satélites espaciais (CoRoT e TESS) e, após, utilizamos o algoritmo `gyro-interp` (Bouma; Palumbo; Hillenbrand, 2023) para a inferência das idades estelares.

6.3.1 Determinação do Período de Rotação.

Para a busca por sinais periódicos nas curvas de luz das estrelas, foi utilizado o Periodograma de Lomb-Scargle Generalizado (GLS, Zechmeister e Kürster, 2009). O método é um aperfeiçoamento do periodograma clássico de Lomb-Scargle, baseado em ajuste de mínimos quadrados de uma onda senoidal mais uma constante, fácil implementação e com poucas modificações nas somas do periodograma Lomb-Scargle. A Figura 6.8 mostra o processo para a determinação do período da estrela hospedeira CoRoT-2 A. Conhecida por sua significativa atividade estelar, na Figura 6.8a é nítida a variabilidade do fluxo ao longo do tempo. O espectro do periodograma (Figura 6.8b) possui o pico de maior potência em 4,5286 d, que corresponde à taxa de rotação da estrela, conforme regiões da superfície da estrela com manchas ou fáculas entram e saem da linha de visada devido à sua rotação. Com o período que corresponde à rotação da estrela, podemos dobrar a curva de luz em fase, como realizado na Figura 6.8c.

A curta janela de observação do TESS, de até 27 dias por setor, impõe um desafio

Figura 6.9 – Distribuições de probabilidade das idades t_* dos alvos determinadas por girocronologia. O gyro-interp abrange idades de 0,08 – 2,6 Ga. Por conta disso, as estrelas com períodos muito curtos apresentam distribuições assimétricas e truncadas no limite inferior.



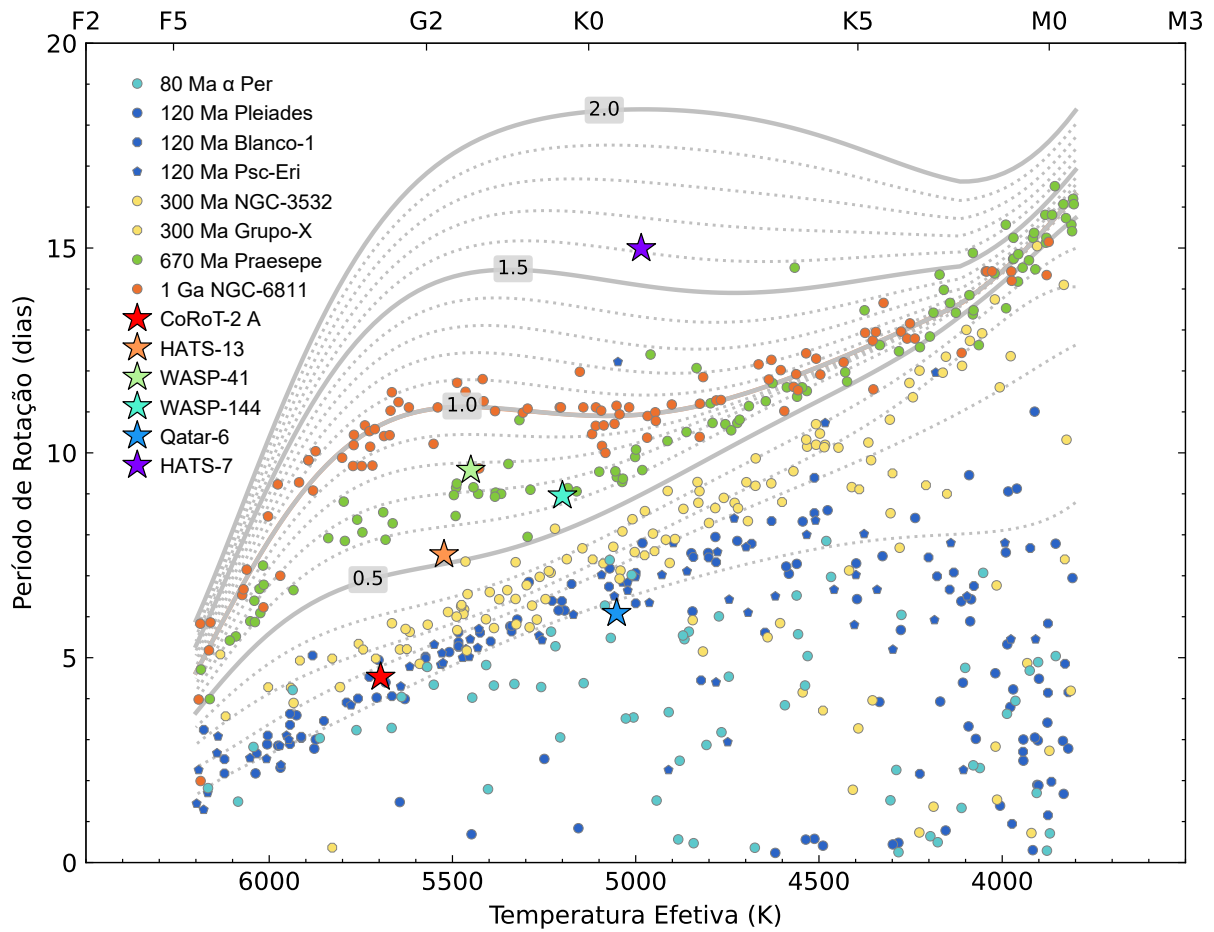
Fonte: O autor.

na busca por períodos de rotação na faixa de 5 a 15 dias. Isso ocorre porque a resolução em frequência de um periodograma é inversamente proporcional ao tempo total de observação, resultando em picos de potência largos com valores de incerteza significativamente grandes. O espaçamento entre os setores também é um fator prejudicial, visto que os periodogramas não são capazes de ajustar o período de séries temporais com lacunas de vários meses. Considerando esses fatores, testamos alvos com atividade estelar evidente em curtos períodos nas curvas de luz de setores individuais ou com setores de observação em sequência, como o alvo Qatar-6, com observações dos setores 50 e 51.

6.3.2 Idades e Distribuições de Probabilidade

Com a estimativa do período de rotação determinada com o GLS e adotando os valores de temperatura efetiva presentes na literatura, podemos aplicar o modelo de girocronologia descrito no Capítulo 5. As distribuições de probabilidade para a idade t_* de cada alvo são apresentadas na Figura 6.9. Como o modelo gyro-interp é calibrado para idades a partir de 80 Ma, as distribuições de CoRoT-2 A e Qatar-6, cujas idades estimadas são próximas a este valor, aparecem truncadas no limite inferior do modelo, resultando em um perfil assimétrico. Por fim, podemos plotar nossos alvos junto às estrelas de aglomerados de referência (Figura 6.10), com CoRoT-2 A e Qatar-6 próximos às estrelas de 120 Ma, enquanto HATS-7 fica acima das estrelas de NGC-6811, de 1 Ga.

Figura 6.10 – Estrelas hospedeiras submetidas ao método de girocronologia plotadas pelo período de rotação e temperatura efetiva juntamente com os ajustes de 100 – 2000 Ma em intervalos de 100 Ma e dos aglomerados de referência.



Fonte: O autor.

A tabela 6.3 reúne os valores determinados para o período de rotação P_{rot} com o GLS, temperatura efetiva T_{eff} catalogados na literatura, e os valores e incertezas para as idades de cada estrela, resultados do algoritmo, encerrando com estimativas de idade da literatura.

A determinação da idade estelar t_* é uma tarefa complexa, e não é incomum encontrar na literatura grandes divergências para um mesmo alvo, especialmente para estrelas hospedeiras de exoplanetas. Essa disparidade se deve aos diferentes métodos e às distintas considerações físicas que cada modelo adota.

O caso da estrela CoRoT-2 A é um exemplo claro dessa dificuldade. Inicialmente, foi estimada como uma das hospedeiras mais jovens conhecidas, com 120 Ma (Alonso et al., 2008), contudo, estimativas subsequentes apresentaram idades consideravelmente maiores. Southworth (2011) chegou a um valor de $0,6^{+1,9}_{-2,1}$ Ga, que foi dobrado no ano seguinte para $1,2^{+1,8}_{-1,7}$ Ga (Southworth, 2012). De acordo com o *NASA Exoplanet Archive* (Christiansen et al., 2025), a idade mais recente catalogada para a hospedeira em questão é de $2,7^{+3,2}_{-2,7}$ Ga (Bonomo et al., 2017), um valor totalmente desconexo das estimativas iniciais.

O mesmo ocorre para as demais estrelas, visto que tratam-se de planetas gigantes

Tabela 6.3 – Lista de estrelas hospedeiras testadas pelo modelo de girocronologia. O período de rotação foi determinado utilizando a curva de luz do satélite CoRoT apenas para o alvo CoRoT-2 A. Para os demais, utilizamos as curvas de luz observadas pelo TESS. Para as temperaturas efetivas (T_{eff}) foram adotados os valores da literatura, referenciados. A idade em giga-anos e as respectivas incertezas, resultados do modelo `gyro-interp`. Por fim, uma estimativa de idade encontrada na literatura.

Identificador	P_{rot} (dias)	T_{eff} (K)	$t_{\star}$ (Ga)	$t_{\star}$ Lit. (Ga)
CoRoT-2 A	$4,5286 \pm 0,0002$	5696 ± 70 ^a	$0,152^{+0,105}_{-0,093}$	$0,128$ ^a
HATS-13	$6,088 \pm 0,007$	5523 ± 69 ^b	$0,524^{+0,060}_{-0,061}$	$2,5 \pm 1,7$ ^g
WASP-41	$9,58 \pm 0,02$	5450 ± 150 ^c	$0,778^{+0,080}_{-0,078}$	$1,2^{+1,1}_{-0,2}$ ^h
WASP-144	$8,955 \pm 0,001$	5200 ± 140 ^d	$0,628^{+0,098}_{-0,113}$	$8,71 \pm 4,12$ ^d
Qatar-6	$6,085 \pm 0,004$	5052 ± 66 ^e	$0,087^{+0,094}_{-0,059}$	$1,02 \pm 0,62$ ^e
HATS-7	$14,99 \pm 0,01$	4985 ± 50 ^f	$1,614^{+0,107}_{-0,096}$	$7,80 \pm 5,00$ ^g

Fonte: O autor.

Notas: ^a Chavero et al. (2010);

^b Mancini et al. (2015);

^c Maxted et al. (2011);

^d Hellier et al. (2018);

^e Alsubai et al. (2018);

^f Bakos et al. (2015);

^g Bonomo et al. (2017);

^h Southworth et al. (2016).

($R_p/R_{\star} \gtrsim 0.10$) em órbitas muito próximas ($a/R_{\star} \sim 6 - 12$). Embora Southworth et al. (2016) tenha determinado uma idade maior para WASP-41 do que a encontrada em nosso trabalho, Bonomo et al. (2017) reporta uma idade de $9,80^{+2,30}_{-3,90}$ Ga para o mesmo objeto. O trabalho de Bonomo et al. (2017), que também analisou outros 230 planetas de trânsito, incluindo CoRoT-2b, HATS-13 e HATS-7 (Tabela 6.3), destaca grande inomogeneidade em valores de idade na literatura e aponta que modelos de girocronologia são imprecisos devido à influência de planetas próximos na velocidade de rotação das estrelas (*cf.* Seção 5.1), o que explica por que as idades girocronológicas para esses alvos são consistentemente menores do que as determinadas por outros métodos.

7 CONCLUSÕES

Realizamos uma campanha fotométrica que contribui diretamente para o *ExoClock*, mantendo efemérides atualizadas de alvos da ARIEL e, assim, aumentando a eficiência do planejamento observacional da missão. Até a redação desta dissertação, foram submetidas 39 observações de trânsitos, contribuindo para a manutenção periódica das efemérides de diversos exoplanetas.

O método de trânsito, o mais prolífico na detecção de exoplanetas, mostra-se igualmente eficiente para o monitoramento contínuo de sistemas planetários, especialmente na atualização de efemérides sujeitas à degradação com o tempo. Prevê-se a inclusão futura de candidatos a exoplanetas na lista de alvos da ARIEL, o que representará um novo desafio para telescópios terrestres de pequeno porte. O telescópio B&C mostrou-se eficaz apenas para trânsitos com profundidade $\gtrsim 5$ mmag; nesse contexto, observações síncronas (observação simultânea de um mesmo evento com vários telescópios em locais distintos) tendem a ser a contribuição mais relevante desses instrumentos.

Durante as observações no OPD até 2024, a principal limitação foi a escassez de estrelas de comparação adequadas para fotometria diferencial. A adoção de um redutor focal ampliou o campo de visão e possibilitou mais estrelas de referência, porém introduziu vinheta-gem significativa, limitando o uso das regiões periféricas do detector.

Em alguns casos, os ajustes de trânsito obtidos com nossa rotina apresentaram parâmetros mais consistentes e incertezas menores que os produzidos pelo pipeline do *ExoClock*. Acreditamos que a diferença decorre, sobretudo, do tratamento das tendências, pois adotamos um ajuste quadrático na maioria dos alvos, enquanto o *ExoClock* privilegia correções baseadas em massa de ar, recorrendo ao modelo quadrático apenas em casos específicos. O uso sistemático do MCMC forneceu distribuições a posteriori realistas e incertezas mais robustas para a ciência visada.

Estimamos idades de um subconjunto de hospedeiras do tipo solar por meio de girocronologia utilizando o *gyro-interp*. Os resultados são compatíveis com os valores da literatura quando não há forte interação de maré. Para sistemas com planetas muito próximos, a transferência de momento angular do planeta para a estrela pode comprometer a validade da girocronologia. Nessas situações, recomenda-se a aplicação de métodos complementares, como modelagem de marés gravitacionais, isócronas ou asterossismologia, para melhorar a estimativa da idade estelar e compreender a evolução orbital do sistema.

O conjunto de resultados ressalta a relevância do monitoramento contínuo de trânsitos para manter efemérides atualizadas e a importância de combinar diferentes técnicas de inferência de parâmetros estelares e planetários, visando uma caracterização mais precisa dos sistemas observados pela futura missão ARIEL.

REFERÊNCIAS

- AGOL, E.; FABRYCKY, D. C. Transit-Timing and Duration Variations for the Discovery and Characterization of Exoplanets. In: DEEG, H. J.; BELMONTE, J. A. (Ed.). **Handbook of Exoplanets**. Cham: Springer International Publishing, 2018. p. 797–816. ISBN 978-3-319-55333-7. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-55333-7_7>. Acesso em: 21 nov. 2025.
- ALONSO, R. et al. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. II. CoRoT-Exo-2b: a transiting planet around an active G star. **Astronomy and Astrophysics**, v. 482, n. 3, p. L21–L24, 2008. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/200809431>>. Acesso em: 28 ago. 2025.
- ALSUBAI, K. et al. Qatar Exoplanet Survey: Qatar-6b – A Grazing Transiting Hot Jupiter. **The Astronomical Journal**, The American Astronomical Society, v. 155, n. 2, p. 52, jan. 2018. Disponível em: <<https://doi.org/10.3847/1538-3881/aaa000>>. Acesso em: 29 ago. 2025.
- ANDERSON, D. R. et al. The discoveries of WASP-91b, WASP-105b and WASP-107b: Two warm Jupiters and a planet in the transition region between ice giants and gas giants. **Astronomy and Astrophysics**, v. 604, p. A110, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730439>>. Acesso em: 29 ago. 2025.
- ANDERSON, D. R. et al. WASP-44b, WASP-45b and WASP-46b: three short-period, transiting extrasolar planets. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 422, n. 3, p. 1988–1998, maio 2012. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20635.x>>. Acesso em: 29 ago. 2025.
- BAKOS, G. Á. et al. Hats-7b: A hot super neptune transiting a quiet k dwarf star. **Astrophysical Journal**, The American Astronomical Society, v. 813, n. 2, p. 111, nov. 2015. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/0004-637X/813/2/111>>. Acesso em: 30 set. 2025.
- BARKAOUI, K. et al. Discovery of Three New Transiting Hot Jupiters: WASP-161 b, WASP-163 b, and WASP-170 b. **The Astronomical Journal**, The American Astronomical Society, v. 157, n. 2, p. 43, jan. 2019. Disponível em: <<https://doi.org/10.3847/1538-3881/aaf422>>. Acesso em: 29 ago. 2025.
- BATISTA, V. Finding Planets via Gravitational Microlensing. In: DEEG HANS J. AND BELMONTE, J. A. (Ed.). **Handbook of Exoplanets**. Cham: Springer International Publishing, 2018. p. 659–687. ISBN 978-3-319-55333-7. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-55333-7_120>. Acesso em: 11 ago. 2025.
- BENTO, J. et al. HATS-22b, HATS-23b and HATS-24b: three new transiting super-Jupiters from the HATSouth project. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 468, n. 1, p. 835–848, fev. 2017. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stx500>>. Acesso em: 29 ago. 2025.
- BERRY, R.; BURNELL, J. **The handbook of astronomical image processing**. [s.n.], 2000. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2000haip.book.....B>>. Acesso em: 27 nov. 2025.

BERTA, Z. K. et al. The Flat Transmission Spectrum of the Super-Earth GJ1214b from Wide Field Camera 3 on the Hubble Space Telescope. **The Astrophysical Journal**, The American Astronomical Society, v. 747, n. 1, p. 35, fev. 2012. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/0004-637X/747/1/35>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

BESSELL, M. S. UBVRI PASSBANDS. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, The Astronomical Society of the Pacific, v. 102, n. 656, p. 1181, out. 1990. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/132749>>. Acesso em: 06 jun. 2025.

BONOMO, A. S. et al. The GAPS Programme with HARPS-N at TNG . XIV. Investigating giant planet migration history via improved eccentricity and mass determination for 231 transiting planets. **Astronomy and Astrophysics**, v. 602, p. A107, jun. 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629882>>. Acesso em: 11 ago. 2025.

BOUMA, L. G.; PALUMBO, E. K.; HILLENBRAND, L. A. The Empirical Limits of Gyrochronology. **The Astrophysical Journal Letters**, The American Astronomical Society, v. 947, n. 1, p. L3, abr. 2023. Disponível em: <<https://doi.org/10.3847/2041-8213/acc589>>. Acesso em: 21 ago. 2025.

BRIOT, D.; SCHNEIDER, J. Prehistory of Transit Searches. In: DEEG, H. J.; BELMONTE, J. A. (Ed.). **Handbook of Exoplanets**. Springer International Publishing, 2018. p. 35–49. ISBN 978-3-319-55333-7. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-55333-7_169>. Acesso em: 19 abr. 2025.

BROWN, T. M. Transmission Spectra as Diagnostics of Extrasolar Giant Planet Atmospheres. **The Astrophysical Journal**, v. 553, n. 2, p. 1006, jun. 2001. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/320950>>. Acesso em: 21 nov. 2025.

BRUNO, G. **Sobre o Infinito, o Universo e os Mundos**. Tradução de Helda Barraco e Nestor Deola. São Paulo: Editora Abril, 1973. 13–107 p. (Coleção Os Pensadores). Título original: De l'infinito, universo e mondi (1584).

BUTLER, R. P.; MARCY, G. W. A Planet Orbiting 47 Ursae Majoris. **The Astrophysical Journal**, v. 464, n. 2, p. L153, jun. 1996. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/310102>>. Acesso em: 07 abr. 2025.

CAMERON, A. C. Extrasolar planetary transits. In: BOZZA, V.; MANCINI, L.; SOZZETTI, A. (Ed.). **Methods of Detecting Exoplanets: 1st Advanced School on Exoplanetary Science**. Cham: Springer International Publishing, 2016. p. 89–131. ISBN 978-3-319-27458-4. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-27458-4_2>. Acesso em: 15 nov. 2025.

CARROLL, B. W.; OSTLIE, D. A. **An Introduction to Modern Astrophysics**. 2. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 2017.

CENADELLI, D.; BERNAGOZZI, A. The Discovery of the First Exoplanets. In: DEEG, H. J.; BELMONTE, J. A. (Ed.). **Handbook of Exoplanets**. Cham: Springer International Publishing, 2018. p. 3–20. ISBN 978-3-319-55333-7. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-55333-7_134>. Acesso em: 14 mar. 2025.

CHARBONNEAU, D. et al. Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. **The Astrophysical Journal**, v. 529, n. 1, p. L45, dez. 1999. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/312457>>. Acesso em: 21 nov. 2025.

CHAUVERO, C. et al. Distribution of refractory and volatile elements in CoRoT exoplanet host stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 517, p. A40, jul. 2010. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912184>>. Acesso em: 30 set. 2025.

CHRISTENSEN-DALSGAARD, J.; AGUIRRE, V. S. Ages for Exoplanet Host Stars. In: DEEG, H. J.; BELMONTE, J. A. (Ed.). **Handbook of Exoplanets**. Cham: Springer International Publishing, 2018. p. 1679–1696. ISBN 978-3-319-55333-7. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-55333-7_184>. Acesso em: 18 abr. 2025.

CHRISTIANSEN, J. L. et al. The NASA Exoplanet Archive and Exoplanet Follow-up Observing Program: Data, Tools, and Usage. **The Planetary Science Journal**, The American Astronomical Society, v. 6, n. 8, p. 186, ago. 2025. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/PSJ/ade3c2>>. Acesso em: 20 jan. 2025.

CICERI, S. et al. Physical properties of the planetary systems WASP-45 and WASP-46 from simultaneous multiband photometry. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 456, n. 1, p. 990–1002, dez. 2015. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stv2698>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

CLARET, A. A new non-linear limb-darkening law for LTE stellar atmosphere models III. Sloan filters: Calculations for $-5.0 \leq \log [M/H] \leq +1$, $2000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 50\,000 \text{ K}$ at several surface gravities. **Astronomy and Astrophysics**, v. 363, p. 1081–1190, nov. 2000. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041673>>. Acesso em: 16 fev. 2025.

CLARET, A. et al. Gravity and limb-darkening coefficients for compact stars: DA, DB, and DBA eclipsing white dwarfs. **Astronomy and Astrophysics**, v. 634, p. A93, 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201937326>>. Acesso em: 08 jul. 2025.

COPÉRNICO, N. **As Revoluções dos Orbes Celestes**. Tradução de A. Dias Gomes e Gabriel Domingues. Fundação Calouste Gulbenkian, 2014. 710 p. Título original: De revolutionibus orbium coelestium (1543). Disponível em: <<https://gulbenkian.pt/publications/as-revolucoes-dos-orbes-celestes/>>. Acesso em: 27 out. 2025.

CUMMING, A.; MARCY, G. W.; BUTLER, R. P. The lick planet search: Detectability and mass thresholds. **The Astrophysical Journal**, v. 526, n. 2, p. 890, dez. 1999. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/308020>>. Acesso em: 09 dez. 2025.

DEEG, H. J.; ALONSO, R. Transit Photometry as an Exoplanet Discovery Method. In: DEEG, H. J.; BELMONTE, J. A. (Ed.). **Handbook of Exoplanets**. Springer International Publishing, 2018. p. 633–657. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-55333-7_117>. Acesso em: 02 mar. 2025.

DELREZ, L. et al. Transiting planets from WASP-South, Euler, and TRAPPIST. WASP-68 b, WASP-73 b, and WASP-88 b, three hot Jupiters transiting evolved solar-type stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 563, p. A143, mar. 2014. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323204>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

DIAZ-CORDOVES, J.; GIMENEZ, A. A new nonlinear approximation to the limb-darkening of hot stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 259, n. 1, p. 227–231, jun. 1992. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1992A&A...259..227D>>. Acesso em: 04 ago. 2025.

DURNEY, B. Evidence for Changes in the Angular Velocity of the Surface Regions of the Sun and Stars - Comments. In: Sonett, C. P.; Coleman, P. J.; Wilcox, J. M. (Ed.). **NASA Special Publication**. [s.n.], 1972. v. 308, p. 282. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1972NASSP.308..282D>>. Acesso em: 13 out. 2025.

EDWARDS, B.; TINETTI, G. The Ariel Target List: The Impact of TESS and the Potential for Characterizing Multiple Planets within a System. **The Astronomical Journal**, The American Astronomical Society, v. 164, n. 1, p. 15, jun. 2022. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/1538-3881/ac6bf9>>. Acesso em: 08 set. 2025.

ETANGS, A. Lecavelier des; LISSAUER, J. J. The IAU working definition of an exoplanet. **New Astronomy Reviews**, v. 94, p. 101641, 2022. ISSN 1387-6473. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.newar.2022.101641>>. Acesso em: 05 set. 2025.

FONTENELLE, B. L. B. d. **Diálogos sobre a pluralidade dos mundos**. Tradução de Denise Bottmann. 2. ed. Campinas, SP: Editora da Unicamp, 2013. Título original: Entretiens sur la pluralité des mondes (1686). ISBN 978-85-268-1032-7.

FOREMAN-MACKEY, D. et al. emcee: The MCMC Hammer. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, University of Chicago Press, v. 125, n. 925, p. 306, fev. 2013. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1086/670067>>. Acesso em: 09 dez. 2025.

GAUDI, B. S.; SEAGER, S.; MALLEN-ORNELAS, G. On the Period Distribution of Close-in Extrasolar Giant Planets. **The Astrophysical Journal**, v. 623, n. 1, p. 472, abr. 2005. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1086/428478>>. Acesso em: 05 maio 2025.

GIMÉNEZ, A. Equations for the analysis of the light curves of extra-solar planetary transits. **Astronomy and Astrophysics**, v. 450, n. 3, p. 1231–1237, 2006. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20054445>>. Acesso em: 25 out. 2025.

HAN, C. Expansion of Planet Detection Methods in Next-Generation Microlensing Surveys. **The Astrophysical Journal**, v. 670, n. 2, p. 1361, dez. 2007. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/522024>>. Acesso em: 22 out. 2025.

HARTMAN, J. D. et al. HATS-60b–HATS-69b: 10 Transiting Planets from HATSouth. **The Astronomical Journal**, The American Astronomical Society, v. 157, n. 2, p. 55, jan. 2019. Disponível em: <<https://doi.org/10.3847/1538-3881/aaf8b6>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

HASWELL, C. A. **Transiting Exoplanets**. Cambridge University Press, 2010. ISBN 9780521191838. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010trex.book.....H>>. Acesso em: 24 set. 2025.

HELLIER, C. et al. WASP-South hot Jupiters: WASP-178b, WASP-184b, WASP-185b, and WASP-192b. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 490, n. 1, p. 1479–1487, nov. 2019. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stz2713>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

HELLIER, C. et al. New transiting hot Jupiters discovered by WASP-South, Euler/CORALIE, and TRAPPIST-South. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 482, n. 1, p. 1379–1391, out. 2018. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/sty2741>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

- HELLIER, C. et al. WASP-South transiting exoplanets: WASP-130b, WASP-131b, WASP-132b, WASP-139b, WASP-140b, WASP-141b and WASP-142b. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 465, n. 3, p. 3693–3707, nov. 2016. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stw3005>>. Acesso em: 29 ago. 2025.
- HENRY, G. W. et al. A Transiting “51 Peg-like” Planet. **The Astrophysical Journal**, v. 529, n. 1, p. L41, dez. 1999. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/312458>>. Acesso em: 21 fev. 2025.
- HESSMAN, F. et al. On the naming convention used for multiple star systems and extrasolar planets. **arXiv e-prints**, p. arXiv:1012.0707, dez. 2010. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/1012.0707>>. Acesso em: 06 nov. 2025.
- HESTROFFER, D. Centre to limb darkening of stars. New model and application to stellar interferometry. **Astronomy and Astrophysics**, v. 327, p. 199–206, nov. 1997. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1997A&A...327..199H>>. Acesso em: 12 set. 2025.
- HUANG, C. X. et al. TESS Spots a Hot Jupiter with an Inner Transiting Neptune. **The Astrophysical Journal Letters**, The American Astronomical Society, v. 892, n. 1, p. L7, mar. 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab7302>>. Acesso em: 29 ago. 2025.
- JORDÁN, A. et al. HATS-37Ab and HATS-38b: Two Transiting Hot Neptunes in the Desert. **The Astronomical Journal**, The American Astronomical Society, v. 160, n. 5, p. 222, out. 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.3847/1538-3881/aba530>>. Acesso em: 29 ago. 2025.
- KLINGLESMTIH, D. A.; SOBIESKI, S. Nonlinear Limb Darkening for Early-Type Stars. **Astronomical Journal**, v. 75, p. 175–182, mar. 1970. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/110960>>. Acesso em: 14 mar. 2025.
- KNUTSON, H. A. et al. Using Stellar Limb-Darkening to Refine the Properties of HD209458b. **The Astrophysical Journal**, v. 655, n. 1, p. 564, jan. 2007. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1086/510111>>. Acesso em: 04 set. 2025.
- KOKORI, A. et al. ExoClock project: an open platform for monitoring the ephemerides of Ariel targets with contributions from the public. **Experimental Astronomy**, v. 53, n. 2, p. 547–588, abr. 2022. ISSN 1572-9508. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s10686-020-09696-3>>. Acesso em: 30 ago. 2025.
- KOKORI, A. et al. ExoClock Project. II. A Large-scale Integrated Study with 180 Updated Exoplanet Ephemerides. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, The American Astronomical Society, v. 258, n. 2, p. 40, fev. 2022. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/1538-4365/ac3a10>>. Acesso em: 23 abr. 2025.
- KOKORI, A. et al. ExoClock Project. III. 450 New Exoplanet Ephemerides from Ground and Space Observations. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, The American Astronomical Society, v. 265, n. 1, p. 4, fev. 2023. Disponível em: <<https://doi.org/10.3847/1538-4365/ac9da4>>. Acesso em: 10 dez. 2025.

KOKORI, A. et al. Exoclock project. iv. a homogeneous catalog of 620 updated exoplanet ephemerides. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, The American Astronomical Society, v. 283, n. 1, p. 5, feb 2026. Disponível em: <<https://doi.org/10.3847/1538-4365/ae3238>>. Acesso em: 26 fev. 2025.

KOPAL, Z. Detailed effects of limb darkening upon light and velocity curves of close binary systems. **Harvard College Observatory Circular**, v. 454, p. 1–12, jan. 1950. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1950HarCi.454....1K>>. Acesso em: 22 mar. 2025.

KREIDBERG, L. batman: BASic Transit Model cAlculationN in Python. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, University of Chicago Press, v. 127, n. 957, p. 1161, nov. 2015. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1086/683602>>. Acesso em: 05 set. 2025.

LARDNER, D.; DUNKIN, E. **Handbook of Astronomy**. Lockwood & Company, 1875. Disponível em: <<https://books.google.pn/books?id=pIU-AAAAYAAJ>>. Acesso em: 15 dez. 2025.

LENDL, M. et al. WASP-147b, 160Bb, 164b, and 165b: two hot Saturns and two Jupiters, including two planets with metal-rich hosts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 482, n. 1, p. 301–312, out. 2018. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/sty2667>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

MALBET, F.; SOZZETTI, A. Astrometry as an Exoplanet Discovery Method. In: DEEG, H. J.; BELMONTE, J. A. (Ed.). **Handbook of Exoplanets**. Cham: Springer International Publishing, 2018. p. 689–704. ISBN 978-3-319-55333-7. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-55333-7_196>. Acesso em: 21 nov. 2025.

MANCINI, L. et al. HATS-13b and HATS-14b: two transiting hot Jupiters from the HATSouth survey. **Astronomy and Astrophysics**, v. 580, p. A63, ago. 2015. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526069>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

MANCINI, L. et al. An optical transmission spectrum of the giant planet WASP-36 b. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 459, n. 2, p. 1393–1402, mar. 2016. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stw659>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

MANDEL, K.; AGOL, E. Analytic Light Curves for Planetary Transit Searches. **The Astrophysical Journal**, v. 580, n. 2, p. L171, nov. 2002. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/345520>>. Acesso em: 12 maio 2025.

MAO, S.; PACZYNSKI, B. Gravitational Microlensing by Double Stars and Planetary Systems. **Astrophysical Journal, Letters**, v. 374, p. L37, jun. 1991. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/186066>>. Acesso em: 12 out. 2025.

MARCY, G. W.; BUTLER, R. P. A Planetary Companion to 70 Virginis. **The Astrophysical Journal**, v. 464, n. 2, p. L147, jun. 1996. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/310096>>. Acesso em: 04 jan. 2025.

MAXTED, P. F. L. et al. WASP-41b: A Transiting Hot Jupiter Planet Orbiting a Magnetically Active G8V Star. **Publications of the ASP**, University of Chicago Press, v. 123, n. 903, p. 547, abr. 2011. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/660007>>. Acesso em: 30 set. 2025.

MAXTED, P. F. L. et al. Five transiting hot Jupiters discovered using WASP-South, Euler, and TRAPPIST: WASP-119-b, WASP-124-b, WASP-126-b, WASP-129-b, and WASP-133-b. **Astronomy and Astrophysics**, v. 591, p. A55, 2016. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628250>>. Acesso em: 28 ago. 2025.

MAYOR, M.; QUELOZ, D. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. **Nature**, v. 378, n. 6555, p. 355–359, nov. 1995.

MCQUILLAN, A.; MAZEH, T.; AIGRAIN, S. STELLAR ROTATION PERIODS OF THE KEPLER OBJECTS OF INTEREST: A DEARTH OF CLOSE-IN PLANETS AROUND FAST ROTATORS. **The Astrophysical Journal Letters**, The American Astronomical Society, v. 775, n. 1, p. L11, set. 2013. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/2041-8205/775/1/L11>>. Acesso em: 21 nov. 2025.

MILNE, E. A. Radiative Equilibrium in the Outer Layers of a Star: the Temperature Distribution and the Law of Darkening. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 81, n. 5, p. 361–375, mar. 1921. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/81.5.361>>. Acesso em: 01 set. 2025.

MORELLO, G. et al. The ExoTETHyS Package: Tools for Exoplanetary Transits around Host Stars. **The Astronomical Journal**, The American Astronomical Society, v. 159, n. 2, p. 75, jan. 2020. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/1538-3881/ab63dc>>. Acesso em: 03 set. 2025.

MURGAS, F. et al. TOI-674b: An oasis in the desert of exo-Neptunes transiting a nearby M dwarf. **Astronomy and Astrophysics**, v. 653, p. A60, set. 2021. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140718>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

NIELSEN, L. et al. Three short-period Jupiters from TESS. HIP 65Ab, TOI-157b, and TOI-169b. **Astronomy and Astrophysics**, v. 639, p. A76, jul. 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/202037941>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

OLIVEIRA FILHO, K. d. S.; SARAIVA, M. de F. O. **Astronomia e Astrofísica**. Livraria da Física, 2014. ISBN 9788578611873. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=FhDsJwEACAAJ>>. Acesso em: 14 dez. 2025.

PERRYMAN, M. **The Exoplanet Handbook**. 2. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2018. Disponível em: <<https://doi.org/10.1017/9781108304160>>. Acesso em: 11 fev. 2025.

PERRYMAN, M. **Exoplanets: some contributions**. 2024. Recurso Online. Imagem retirada do website de Michael Perryman. Disponível em: <<https://www.michaelperryman.co.uk/exoplanets>>. Acesso em: 09 abr. 2024.

PUEYO, L. Direct Imaging as a Detection Technique for Exoplanets. In: DEEG, H. J.; BELMONTE, J. A. (Ed.). **Handbook of Exoplanets**. Cham: Springer International Publishing, 2018. p. 705–765. ISBN 978-3-319-55333-7. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-55333-7_10>. Acesso em: 21 nov. 2025.

RUSSELL, H. N. On the Determination of the Orbital Elements of Eclipsing Variable Stars. II. **Astrophysical Journal**, v. 36, p. 54, jul. 1912. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1912ApJ....36...54R>>. Acesso em: 28 nov. 2025.

SCHNEIDER, J. et al. Defining and cataloging exoplanets: the exoplanet.eu database. **Astronomy and Astrophysics**, v. 532, p. A79, ago. 2011. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116713>>. Acesso em: 13 out. 2025.

SCHWARZSCHILD, K. On the equilibrium of the Sun's atmosphere. **Nachrichten von der Königlich Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Math.-phys. Klasse**, v. 195, p. 41–53, jan. 1906. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1906WisGo.195...41S>>. Acesso em: 15 jun. 2025.

SEAGER, S.; MALLÉN-ORNELAS, G. A Unique Solution of Planet and Star Parameters from an Extrasolar Planet Transit Light Curve. **The Astrophysical Journal**, v. 585, n. 2, p. 1038, mar. 2003. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/346105>>. Acesso em: 27 jun. 2025.

SEAGER, S.; SASSELOV, D. D. Theoretical Transmission Spectra during Extrasolar Giant Planet Transits. **The Astrophysical Journal**, v. 537, n. 2, p. 916, jul. 2000. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/309088>>. Acesso em: 04 abr. 2025.

SKUMANICH, A. Time Scales for Ca II Emission Decay, Rotational Braking, and Lithium Depletion. **Astrophysical Journal**, v. 171, p. 565, fev. 1972. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/151310>>. Acesso em: 03 mar. 2025.

SOUTHWORTH, J. Homogeneous studies of transiting extrasolar planets – IV. Thirty systems with space-based light curves. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 417, n. 3, p. 2166–2196, out. 2011. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19399.x>>. Acesso em: 08 jan. 2025.

SOUTHWORTH, J. Homogeneous studies of transiting extrasolar planets – V. New results for 38 planets. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 426, n. 2, p. 1291–1323, out. 2012. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21756.x>>. Acesso em: 20 dez. 2025.

SOUTHWORTH, J. et al. Larger and faster: revised properties and a shorter orbital period for the WASP-57 planetary system from a pro-am collaboration. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 454, n. 3, p. 3094–3107, out. 2015. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stv2183>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

SOUTHWORTH, J. et al. High-precision photometry by telescope defocussing – VIII. WASP-22, WASP-41, WASP-42 and WASP-55. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 457, n. 4, p. 4205–4217, jan. 2016. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stw279>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

SPAKE, J. J. et al. WASP-135b: A Highly Irradiated, Inflated Hot Jupiter Orbiting a G5V Star. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, The Astronomical Society of the Pacific, v. 128, n. 960, p. 024401, jan. 2016. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/1538-3873/128/960/024401>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

STRUVE, O. Proposal for a project of high-precision stellar radial velocity work. **The Observatory**, v. 72, p. 199–200, out. 1952. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1952Obs....72..199S>>. Acesso em: 25 ago. 2025.

TALENS, G. et al. MASCARA-1 b. A hot Jupiter transiting a bright $m_V = 8.3$ A-star in a misaligned orbit. **Astronomy and Astrophysics**, v. 606, p. A73, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731282>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

TEITLER, S.; KÖNIGL, A. Why is there a dearth of close-in planets around fast-rotating stars? **Astrophysical Journal**, The American Astronomical Society, v. 786, n. 2, p. 139, abr. 2014. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/0004-637X/786/2/139>>. Acesso em: 25 maio 2025.

TINETTI, G. et al. A chemical survey of exoplanets with ARIEL. **Experimental Astronomy**, v. 46, n. 1, p. 135–209, nov. 2018. ISSN 1572-9508. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s10686-018-9598-x>>. Acesso em: 12 dez. 2025.

TINETTI, G. et al. Ariel: Enabling planetary science across light-years. In: **European Planetary Science Congress**. [s.n.], 2022. p. EPSC2022–1114. Disponível em: <<https://doi.org/10.5194/epsc2022-1114>>. Acesso em: 30 maio 2025.

TINETTI, G. et al. Water vapour in the atmosphere of a transiting extrasolar planet. **Nature**, v. 448, n. 7150, p. 169–171, jul. 2007. ISSN 1476-4687. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/nature06002>>. Acesso em: 14 dez. 2025.

TORRES, G.; WINN, J. N.; HOLMAN, M. J. Improved parameters for extrasolar transiting planets. **The Astrophysical Journal**, v. 677, n. 2, p. 1324, abr. 2008. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/529429>>. Acesso em: 12 dez. 2025.

TRIAUD, A. H. M. J. et al. Peculiar architectures for the WASP-53 and WASP-81 planet-hosting systems. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 467, n. 2, p. 1714–1733, jan. 2017. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stx154>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

TSIARAS, A.; KOKORI, A. **Holomon Photometric Software (HOPS)**. 2025. Software / ExoWorlds Spies Project. Disponível em: <<https://www.exoworldsspies.com/en/software/>>. Acesso em: 16 set. 2025.

TSIARAS, A. et al. A NEW APPROACH TO ANALYZING HST SPATIAL SCANS: THE TRANSMISSION SPECTRUM OF HD 209458 b. **The Astrophysical Journal**, The American Astronomical Society, v. 832, n. 2, p. 202, dez. 2016. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/832/2/202>>. Acesso em: 21 jan. 2025.

VAL-BORRO, M. d. et al. HATS-31b through HATS-35b: Five transiting hot Jupiters discovered by the HATSOUTH Survey. **The Astronomical Journal**, The American Astronomical Society, v. 152, n. 6, p. 161, nov. 2016. Disponível em: <<https://doi.org/10.3847/0004-6256/152/6/161>>. Acesso em: 29 ago. 2025.

VANDERPLAS, J. T. Understanding the lomb–scargle periodogram. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, The American Astronomical Society, v. 236, n. 1, p. 16, maio 2018. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/1538-4365/aab766>>. Acesso em: 03 set. 2025.

VIRTANEN, P. et al. SciPy 1.0: fundamental algorithms for scientific computing in Python. **Nature Methods**, v. 17, n. 3, p. 261–272, mar. 2020. ISSN 1548-7105. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2>>. Acesso em: 10 mar. 2025.

WALKOWICZ, L. M.; BASRI, G. S. Rotation periods, variability properties and ages for Kepler exoplanet candidate host stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 436, n. 2, p. 1883–1895, out. 2013. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stt1700>>. Acesso em: 11 maio 2025.

WINN, J. N. Exoplanet Transits and Occultations. In: SEAGER, S. (Ed.). **Exoplanets**. [s.n.], 2010. p. 55–77. Disponível em: <<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010exop.book...55W>>. Acesso em: 03 dez. 2025.

WRIGHT, J. T. Radial velocities as an exoplanet discovery method. In: DEEG, H. J.; BELMONTE, J. A. (Ed.). **Handbook of Exoplanets**. Cham: Springer International Publishing, 2018. p. 619–631. ISBN 978-3-319-55333-7. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-55333-7_4>. Acesso em: 12 dez. 2025.

ZECHMEISTER, M.; KÜRSTER, M. The generalised Lomb-Scargle periodogram - A new formalism for the floating-mean and Keplerian periodograms. **Astronomy and Astrophysics**, v. 496, n. 2, p. 577–584, 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361:200811296>>. Acesso em: 03 set. 2025.

APÊNDICE A — OBSERVAÇÕES SUBMETIDAS AO EXOCLOCK

Abaixo está um compilado de todas as observações reduzidas às suas curvas de luz e submetidas ao Projeto ExoClock pelo nosso grupo. As submissões incluem trânsitos a partir de março de 2023 até 2025. Observações até o fim de 2023 serão incluídas no próximo *Data Release* juntamente com a publicação do próximo artigo do projeto, “*ExoClock Project IV: A homogenous catalogue of 620 exoplanet ephemerides for the Ariel space 6 mission*”, que reúne a colaboração de mais de 350 coautores, incluindo, em sua maioria, astrônomos amadores, com o intuito de atualizar a efemérides de 620 exoplanetas.

Nas figuras A.1-A.39, temos os dados em preto, o melhor ajuste na análise interna em vermelho, enquanto em verde temos o modelo esperado. Os gráficos mostram o desvio entre os tempos centrais do trânsito observado e esperado (O-C), e a espessura das barras indica a incerteza dos valores de cada modelo.

Figura A.1 – Ajuste interno do WASP-183b.

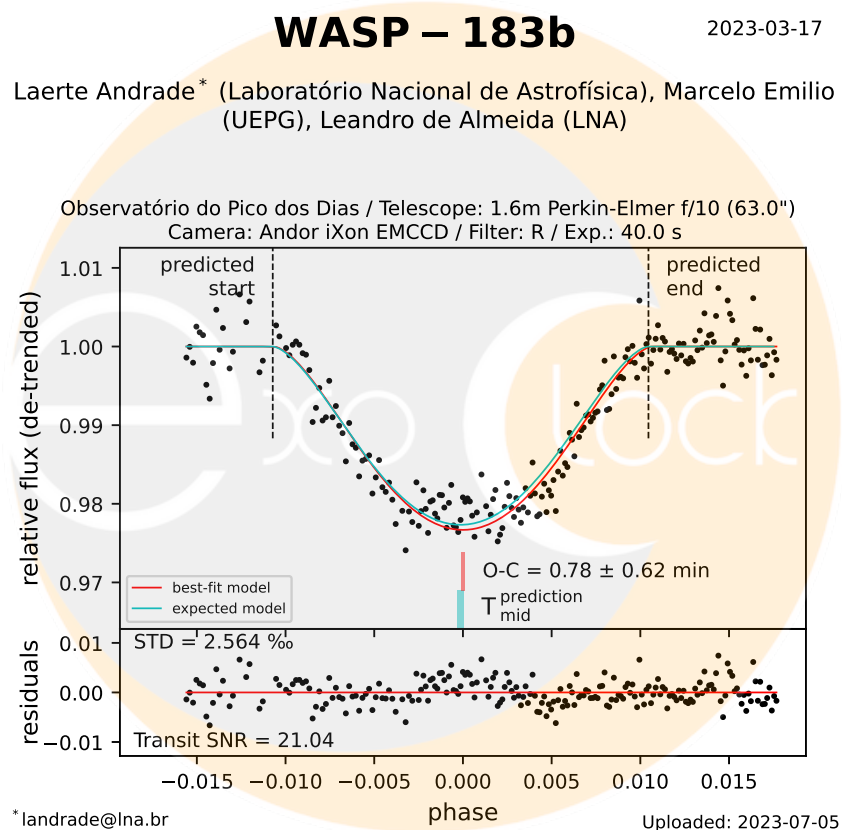


Figura A.2 – Ajuste interno do WASP-36b.

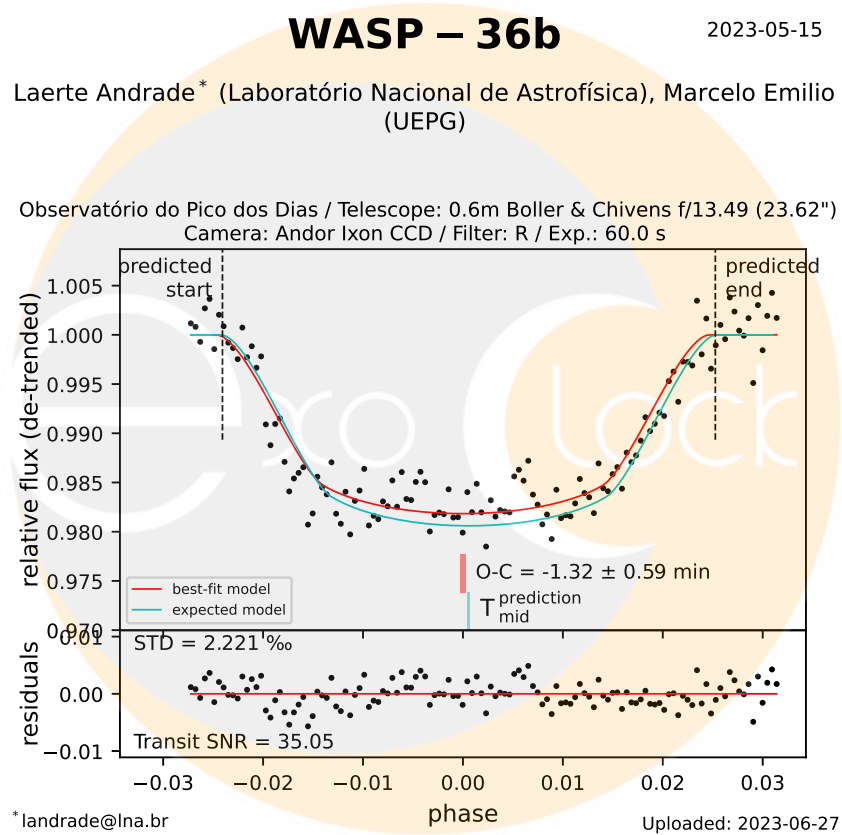


Figura A.3 – Ajuste interno do Qatar-6b.

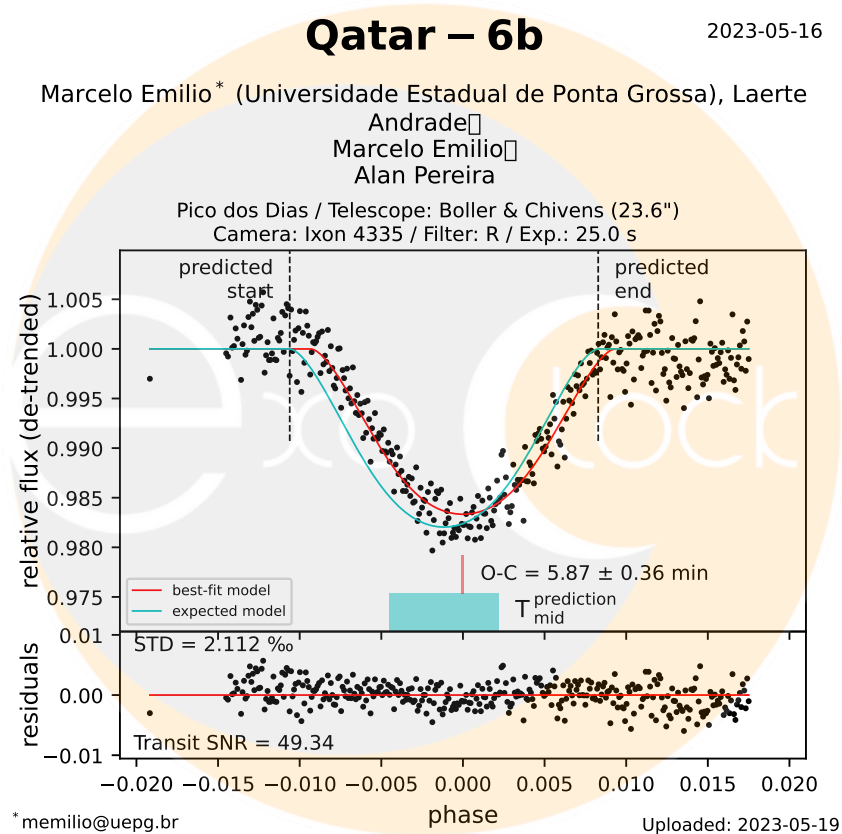


Figura A.4 – Ajuste interno do GJ1214b.

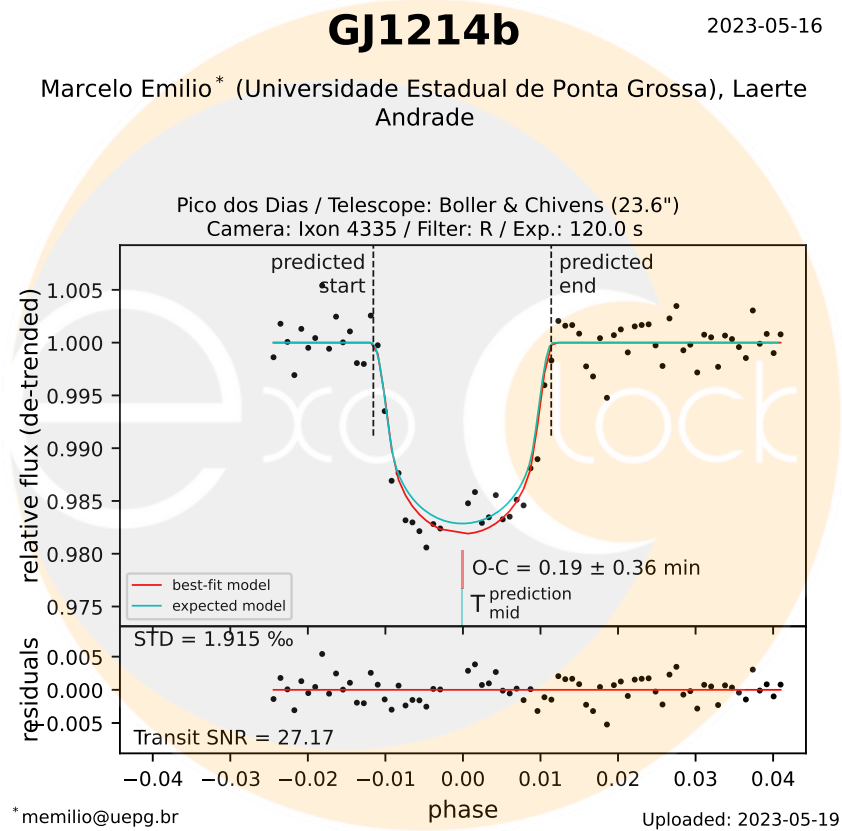


Figura A.5 – Ajuste interno do HATS-37Ab.

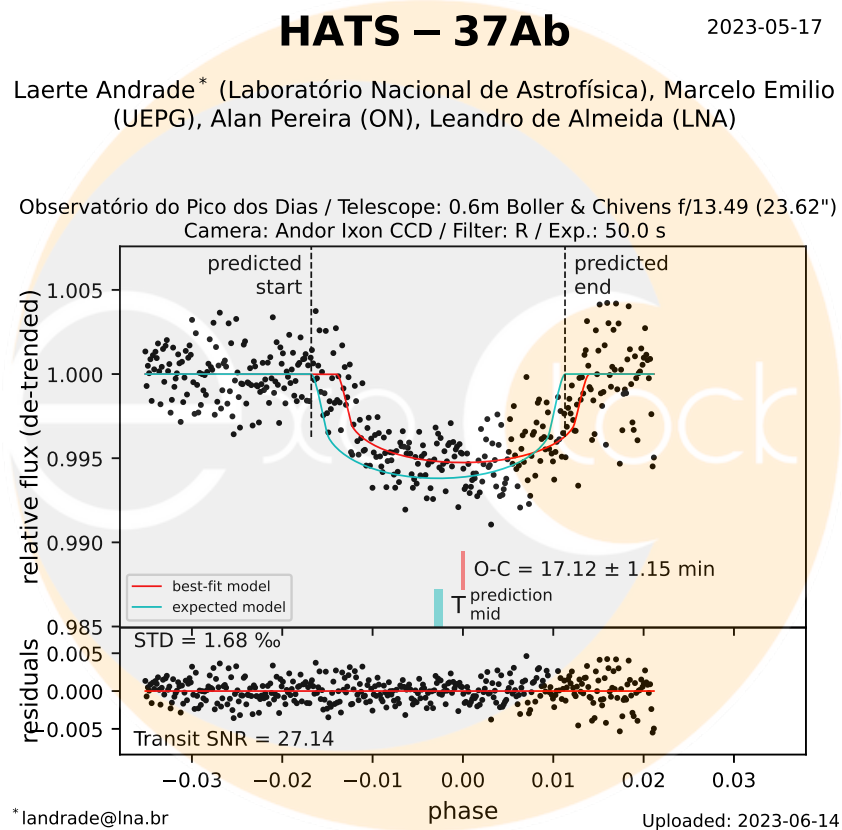


Figura A.6 – Ajuste interno do CoRoT-2b.

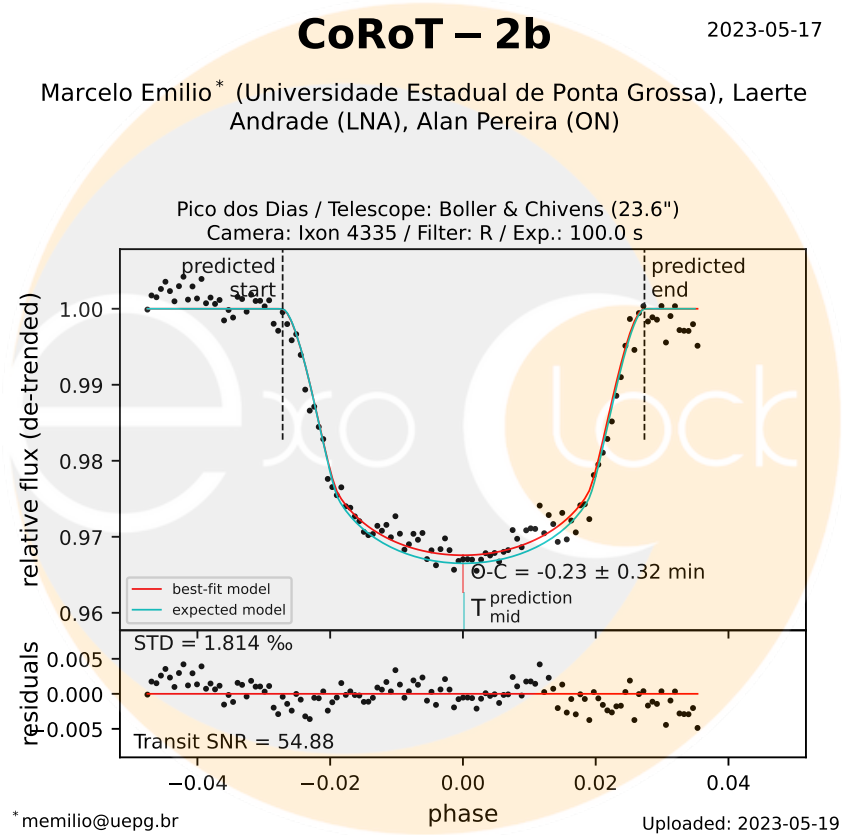


Figura A.7 – Ajuste interno do HATS-62b.

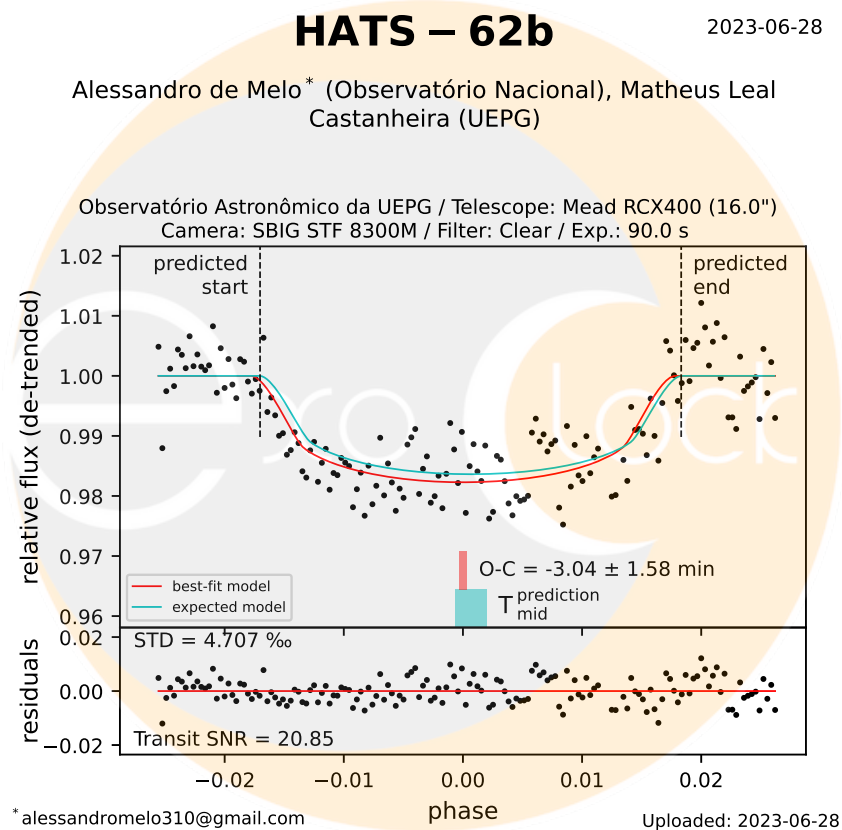


Figura A.8 – Ajuste interno do HATS-33b.

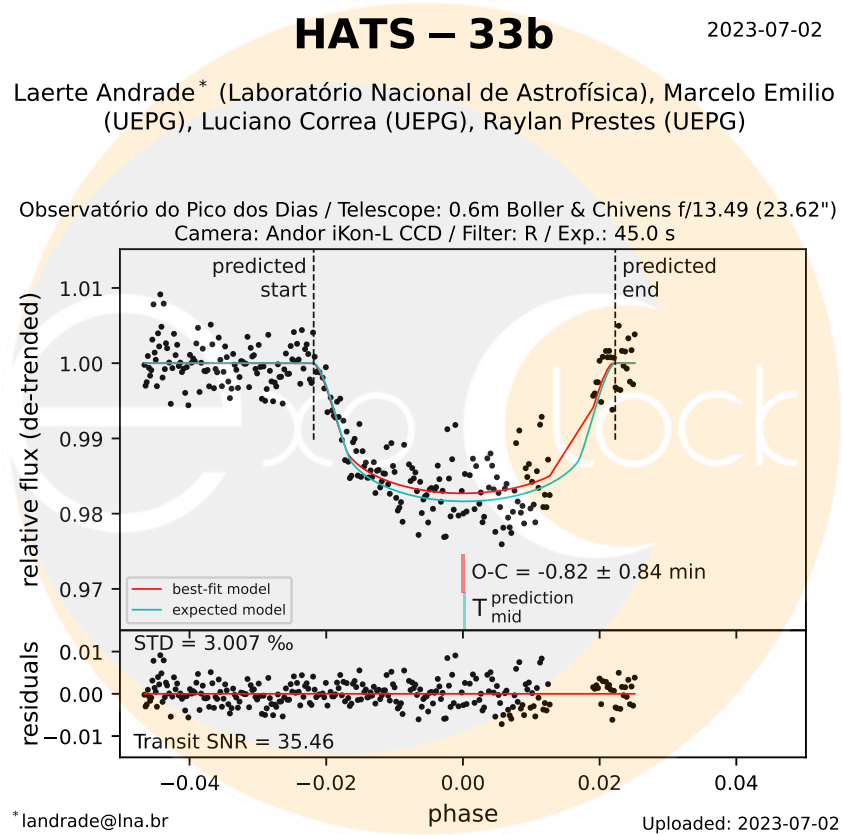


Figura A.9 – Ajuste interno do WASP-163b.

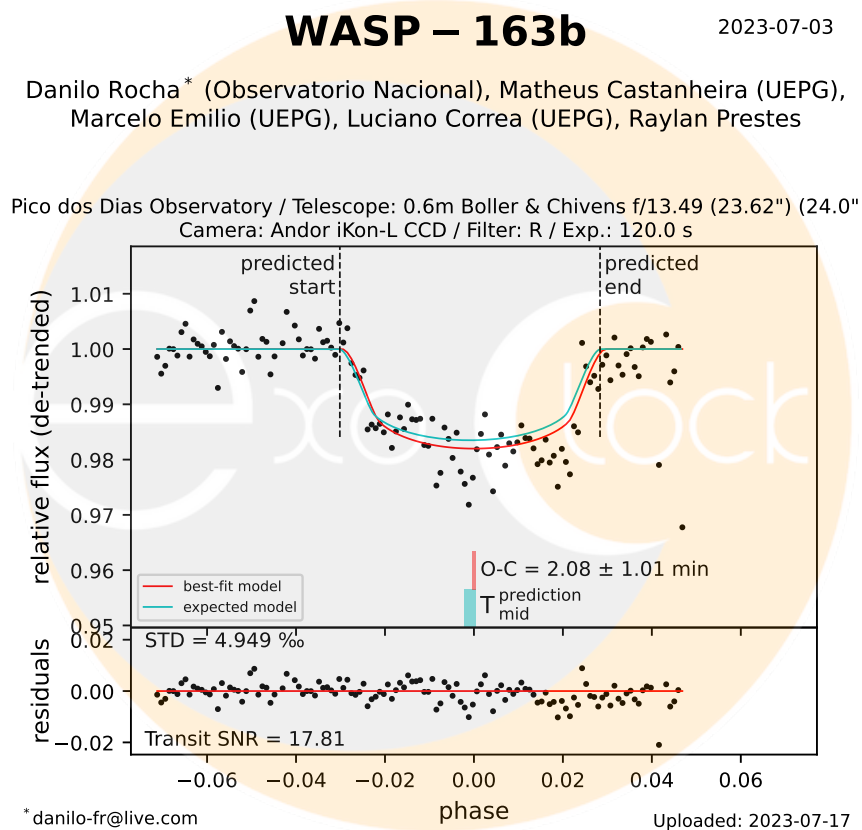


Figura A.10 – Ajuste interno do WASP-57b.

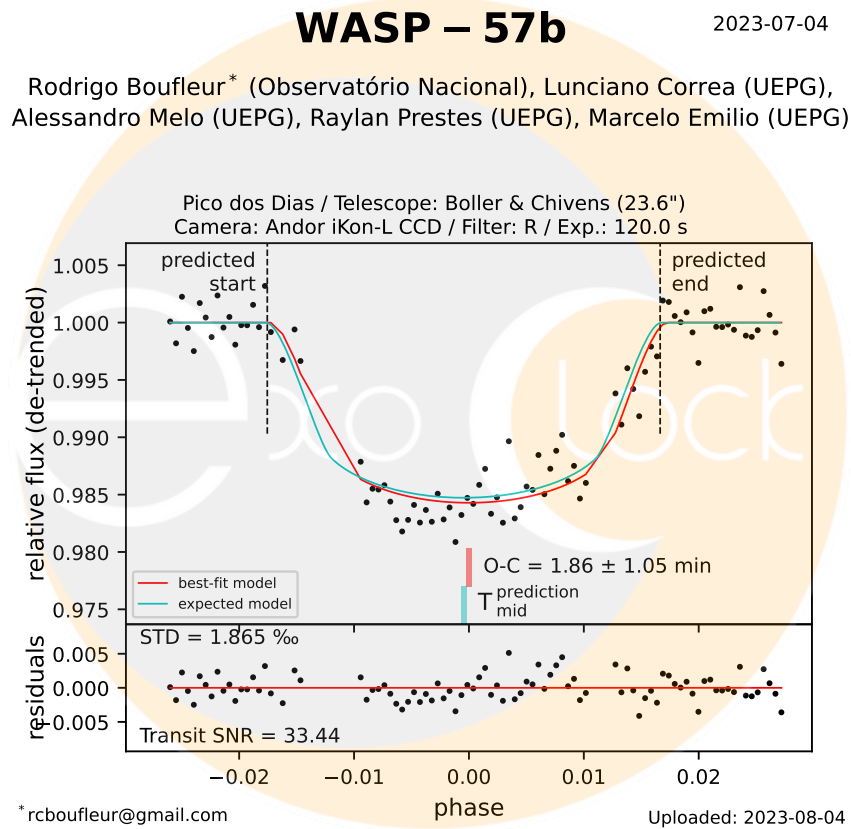


Figura A.11 – Ajuste interno do WASP-46b.

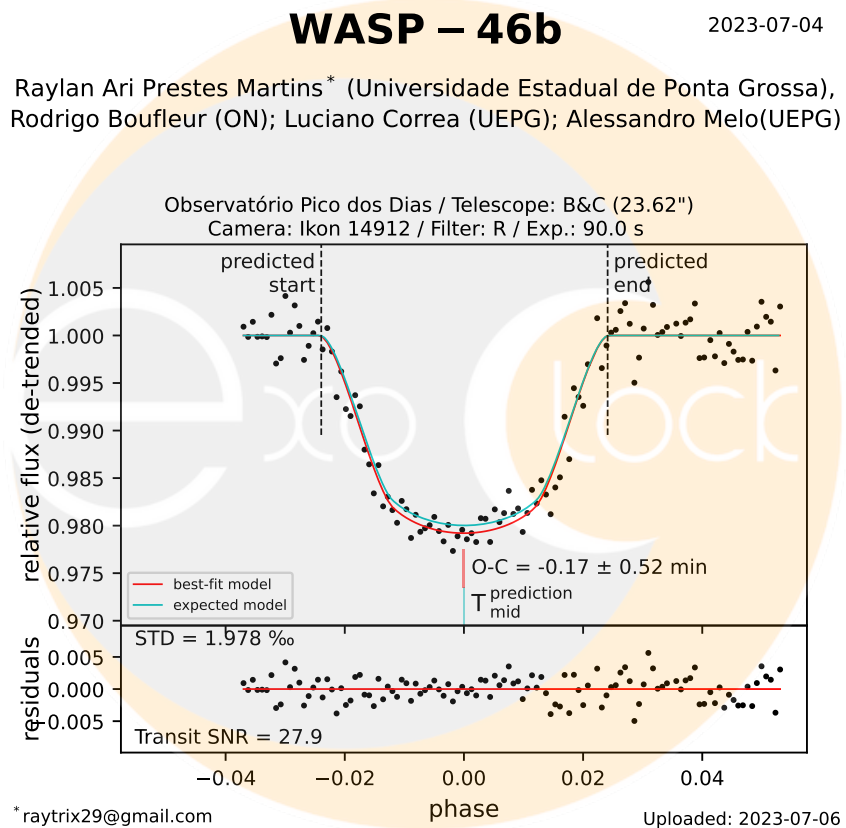


Figura A.12 – Ajuste interno do WASP-135b.

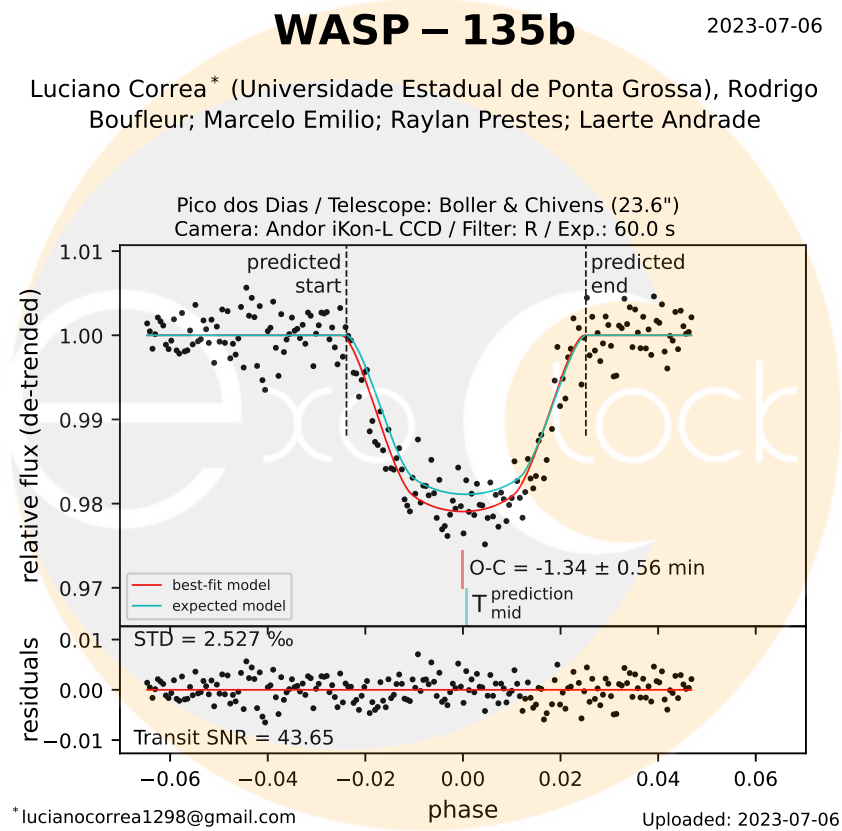


Figura A.13 – Ajuste interno do WASP-91b.

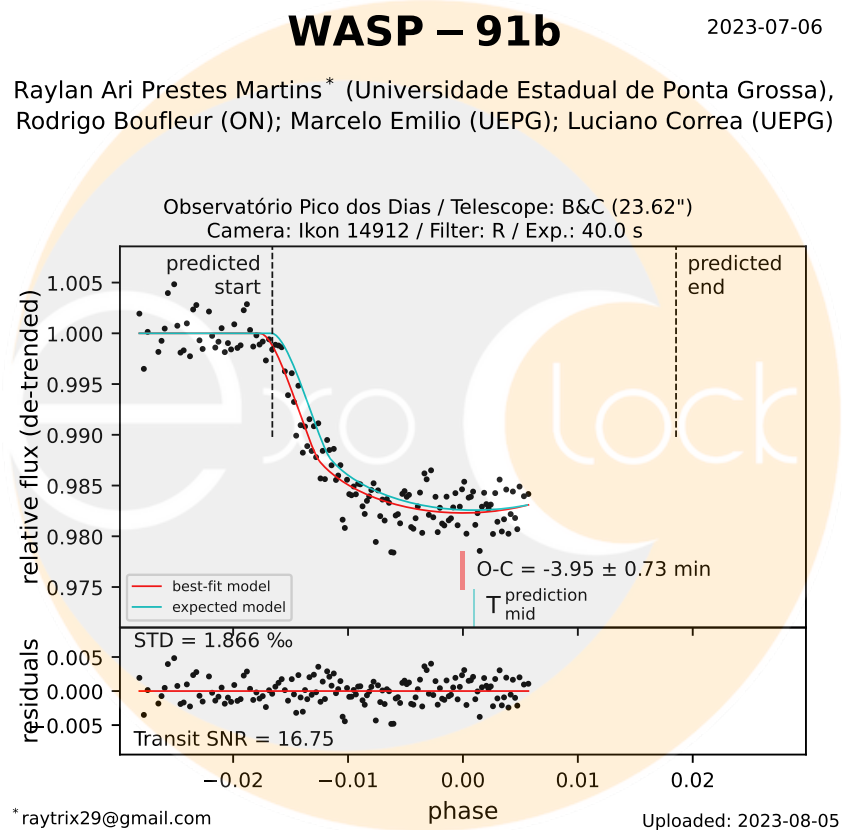


Figura A.14 – Ajuste interno do WASP-91b.

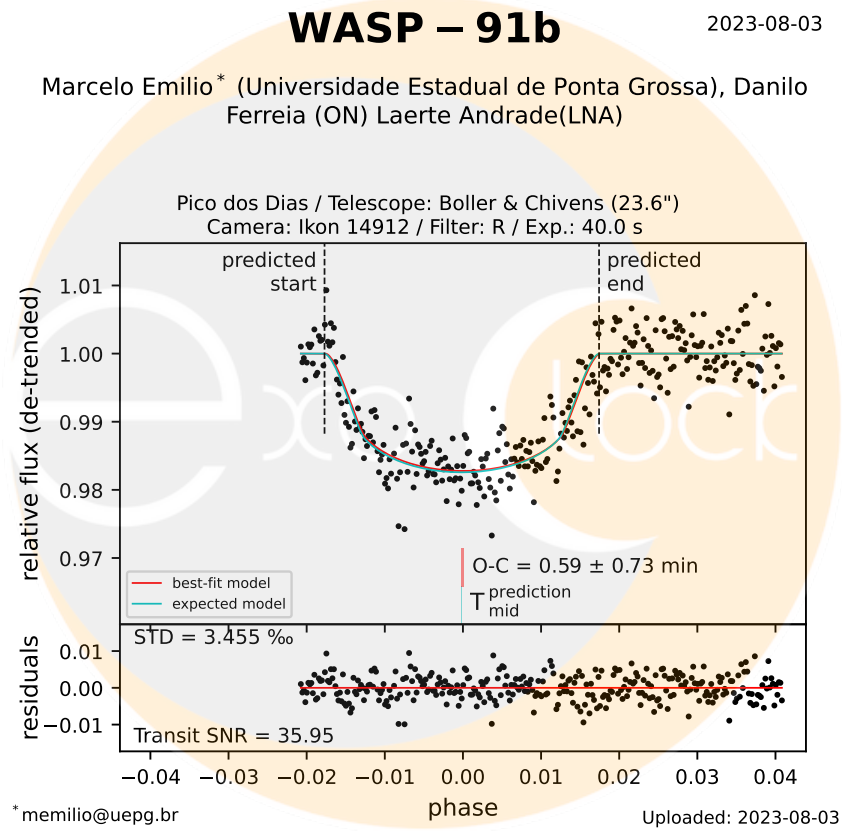


Figura A.15 – Ajuste interno do HATS-13b.

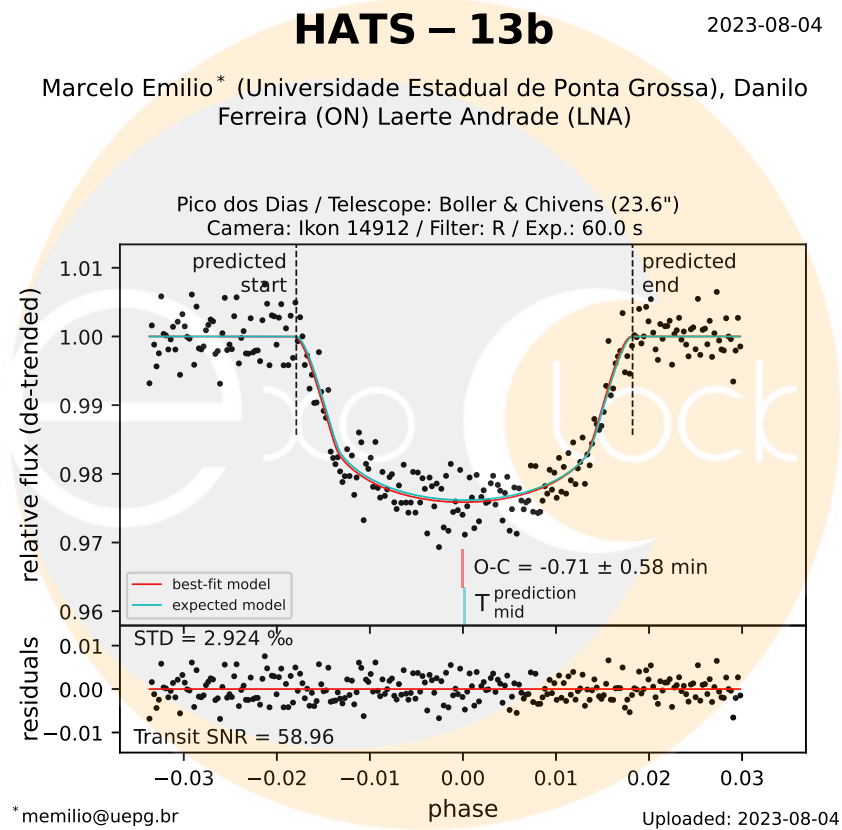


Figura A.16 – Ajuste interno do WASP-44b.

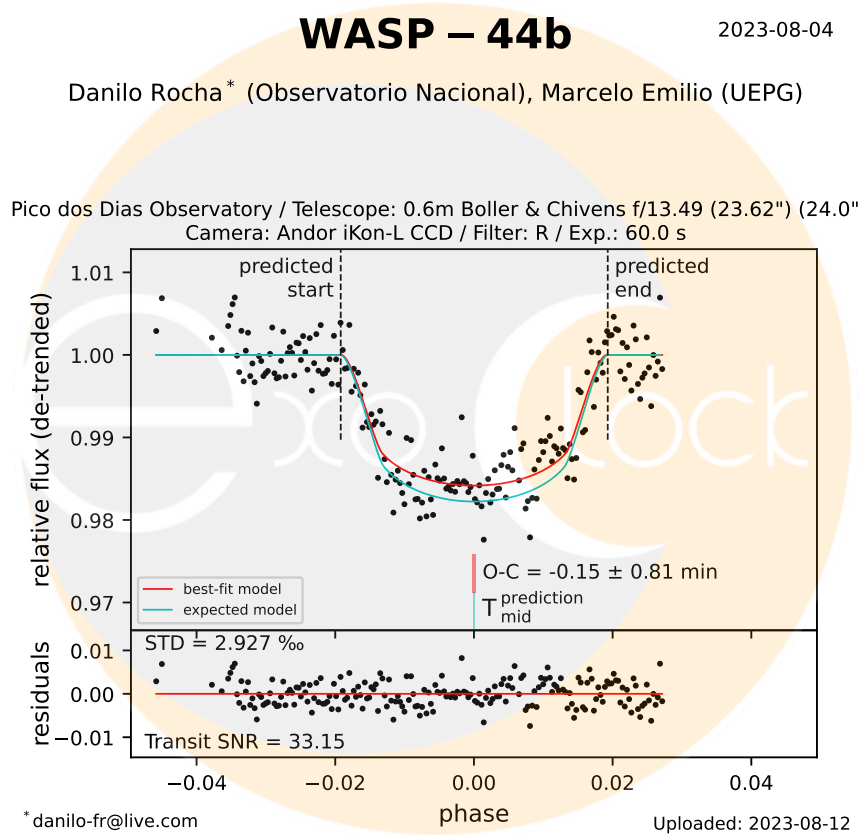


Figura A.17 – Ajuste interno do WASP-178b.

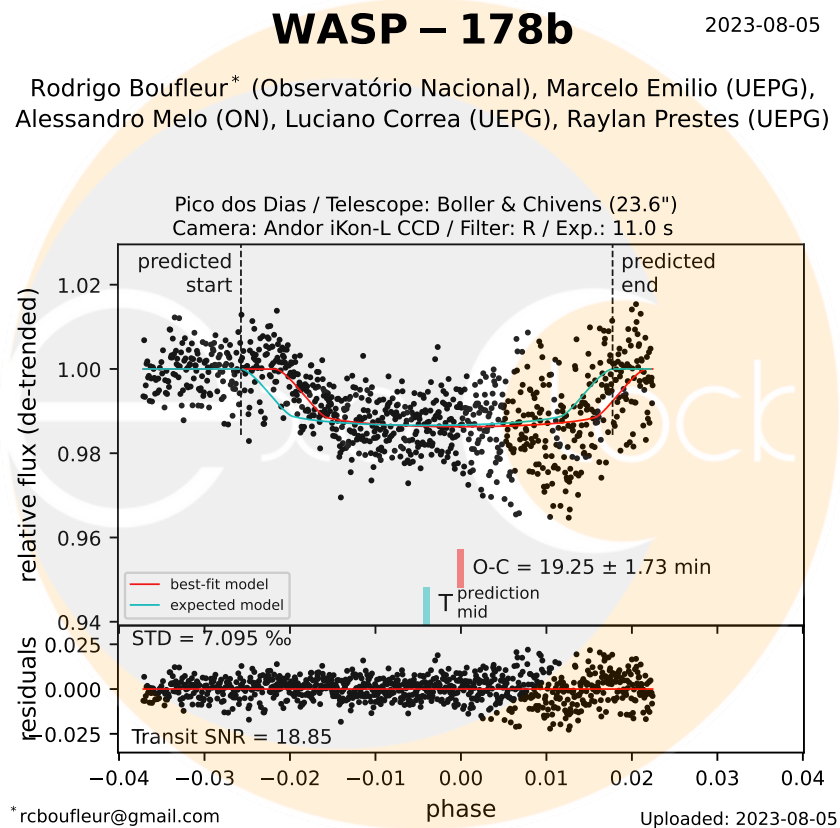


Figura A.18 – Ajuste interno do WASP-124b.

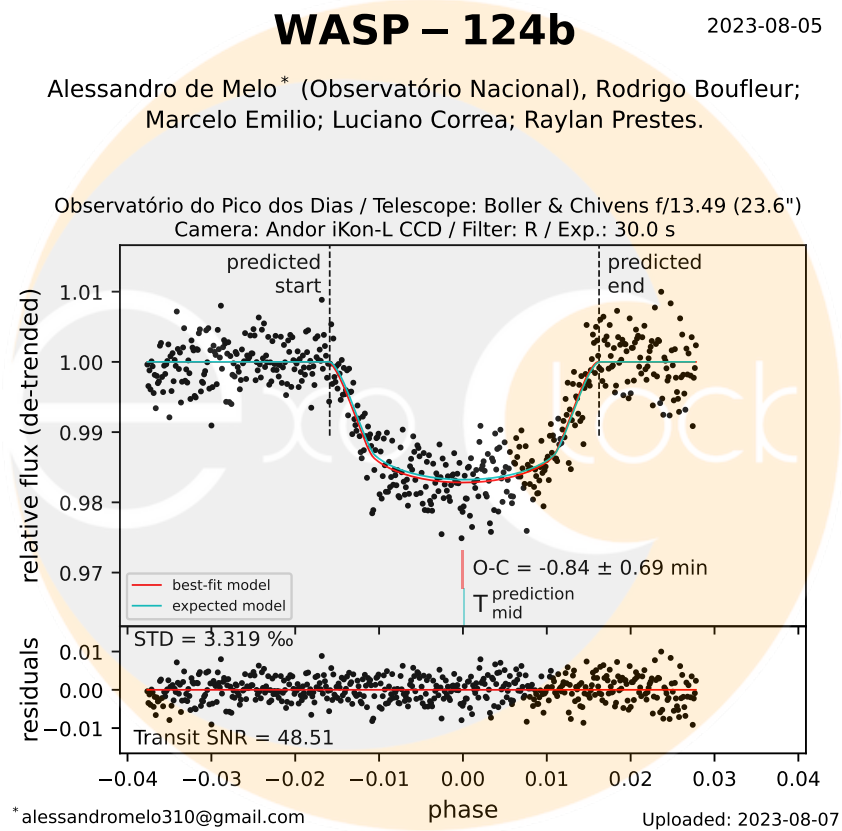


Figura A.19 – Ajuste interno do WASP-73b.

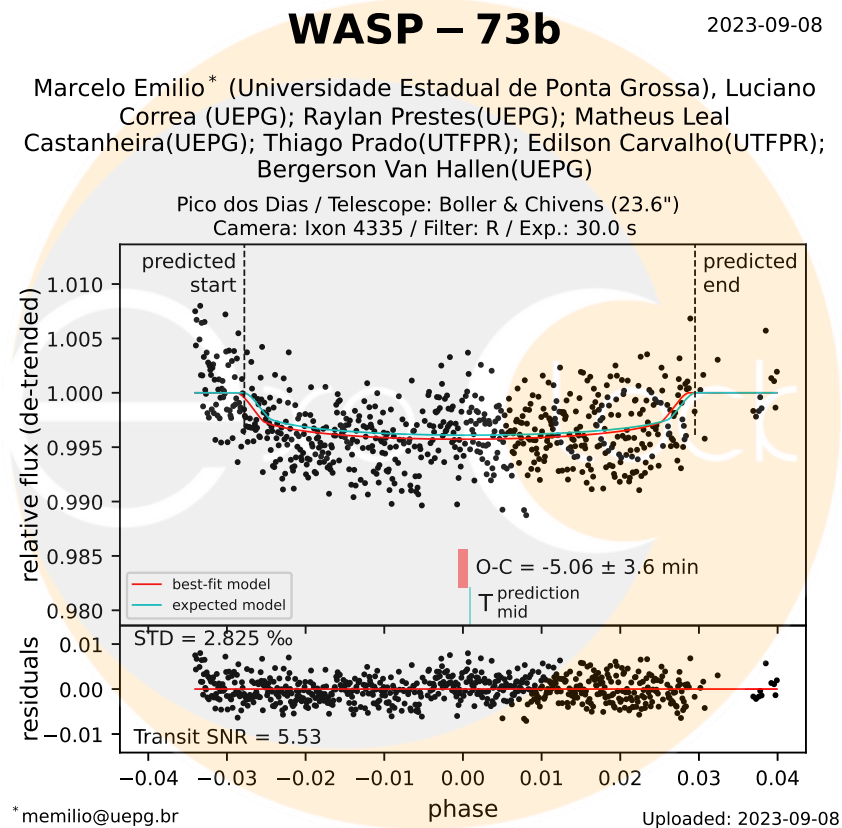


Figura A.20 – Ajuste interno do HIP65Ab.

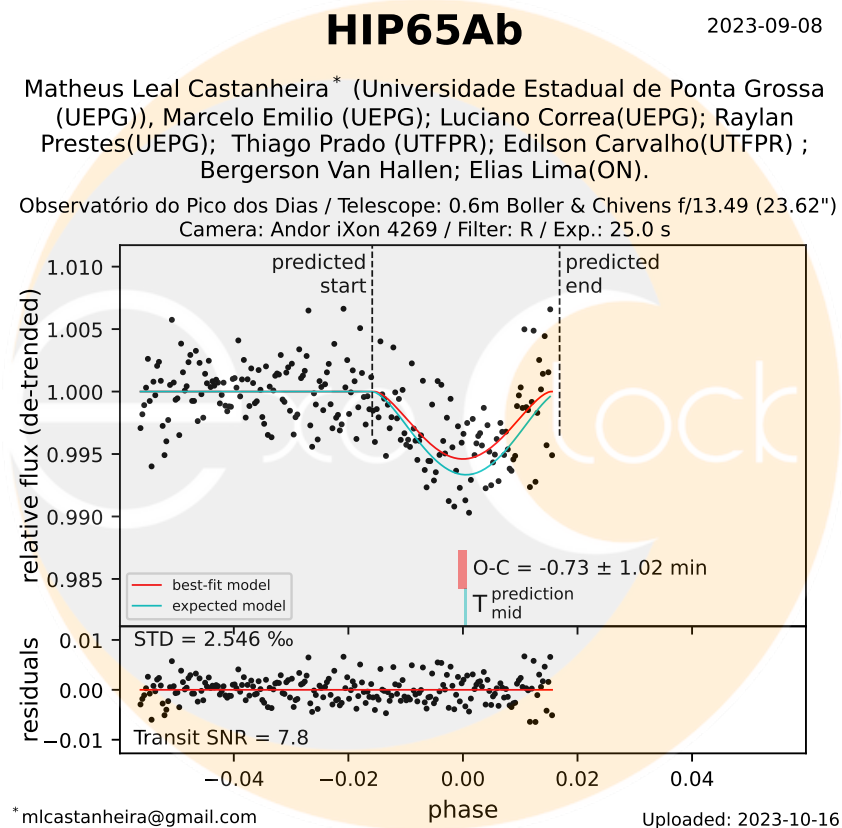


Figura A.21 – Ajuste interno do WASP-145Ab.

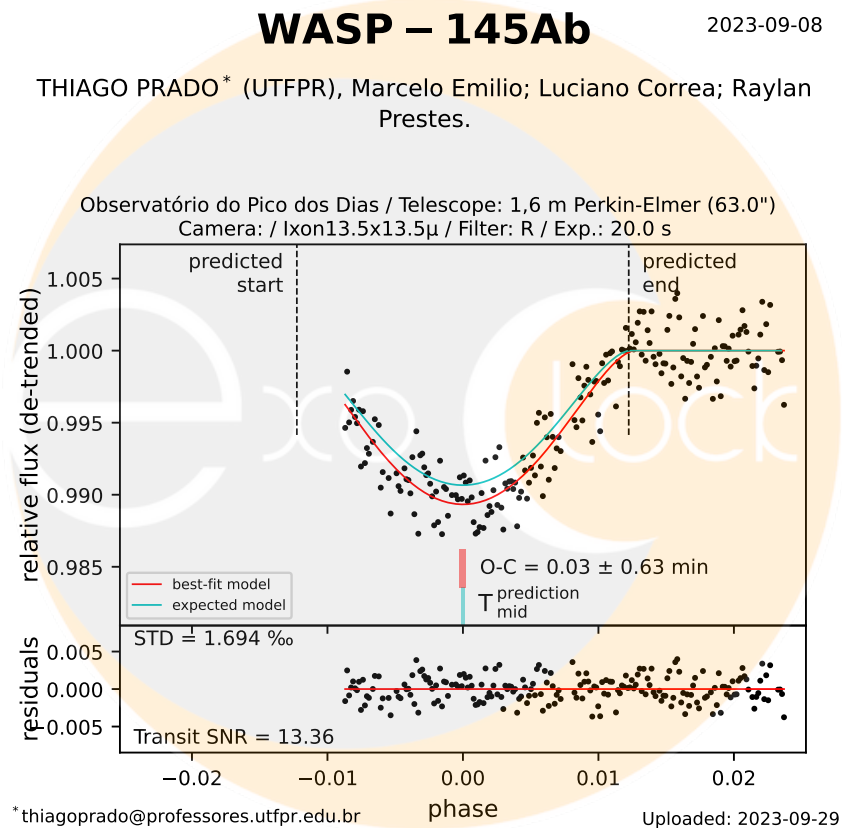


Figura A.22 – Ajuste interno do WASP-144b.

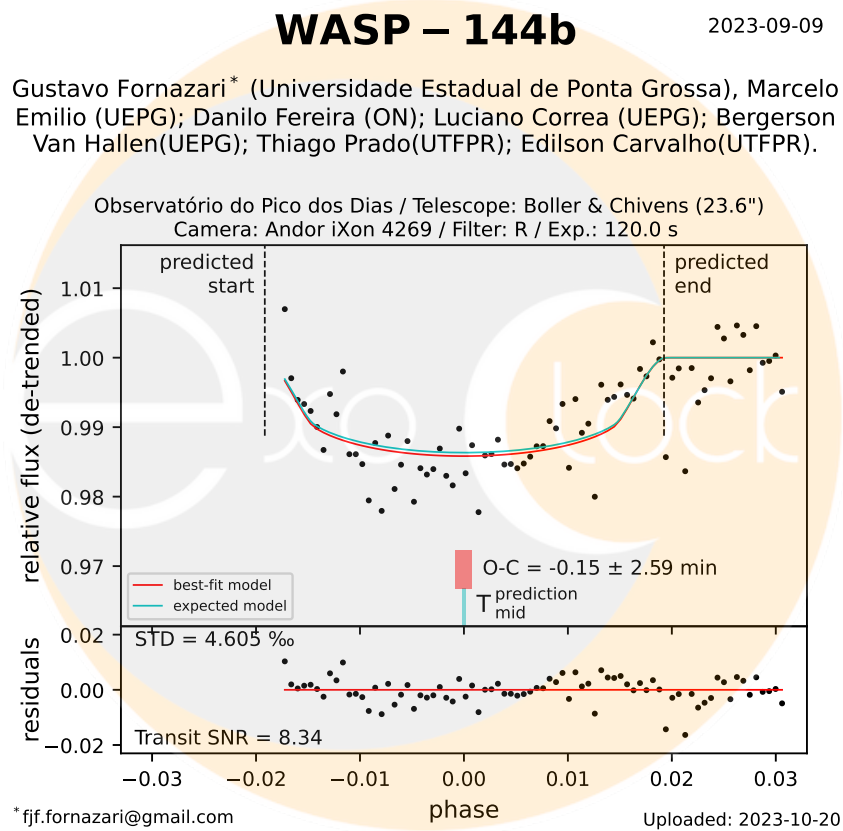


Figura A.23 – Ajuste interno do WASP-53b.

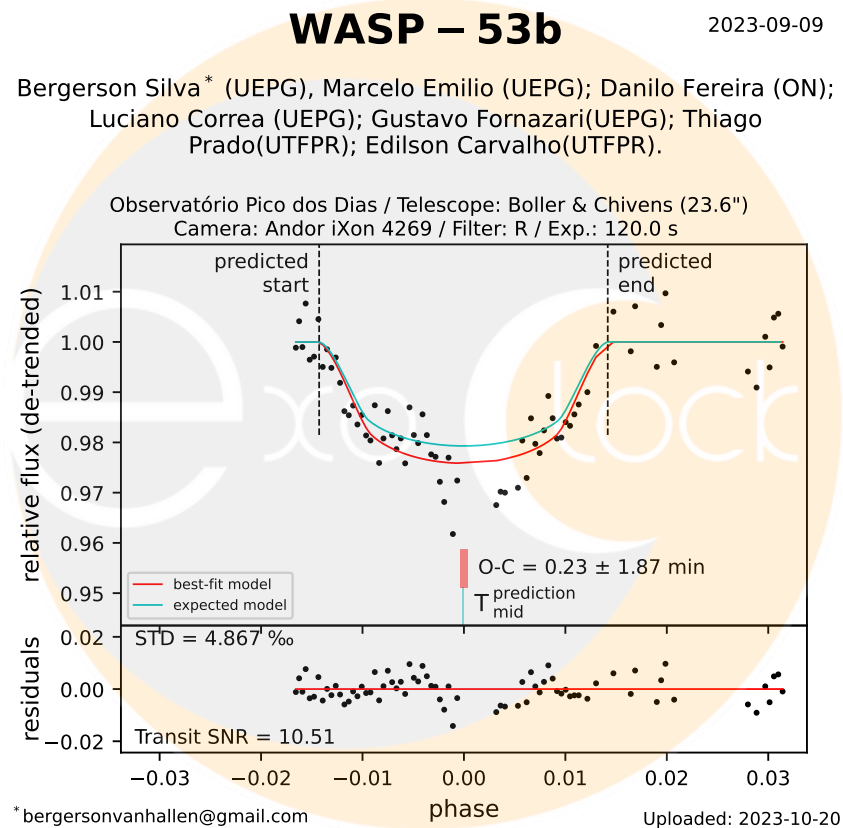


Figura A.24 – Ajuste interno do WASP-173Ab.

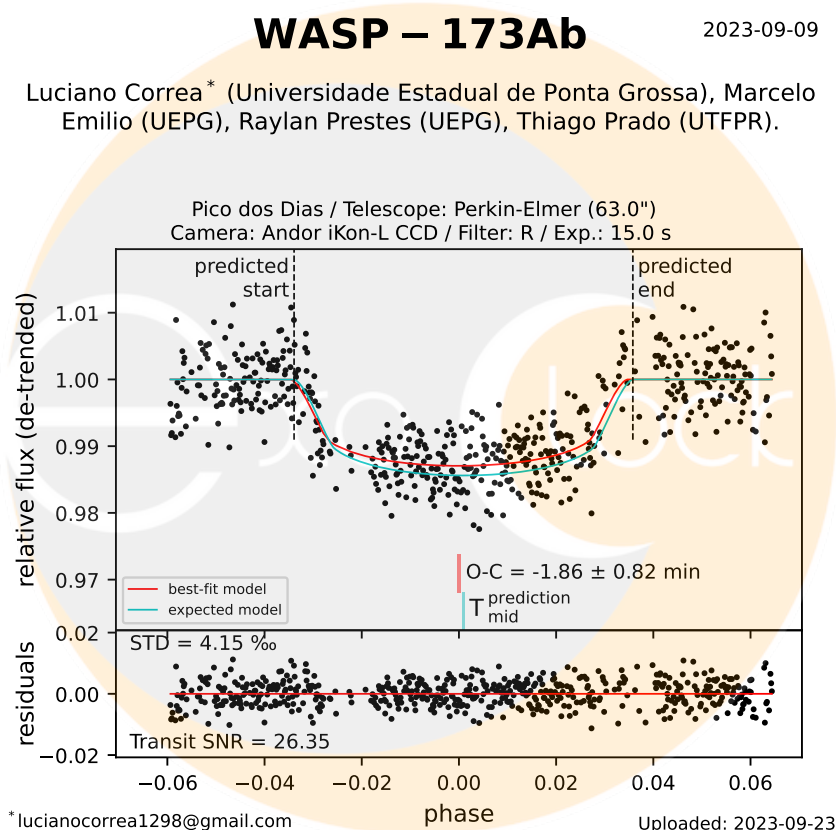


Figura A.25 – Ajuste interno do HIP65Ab.

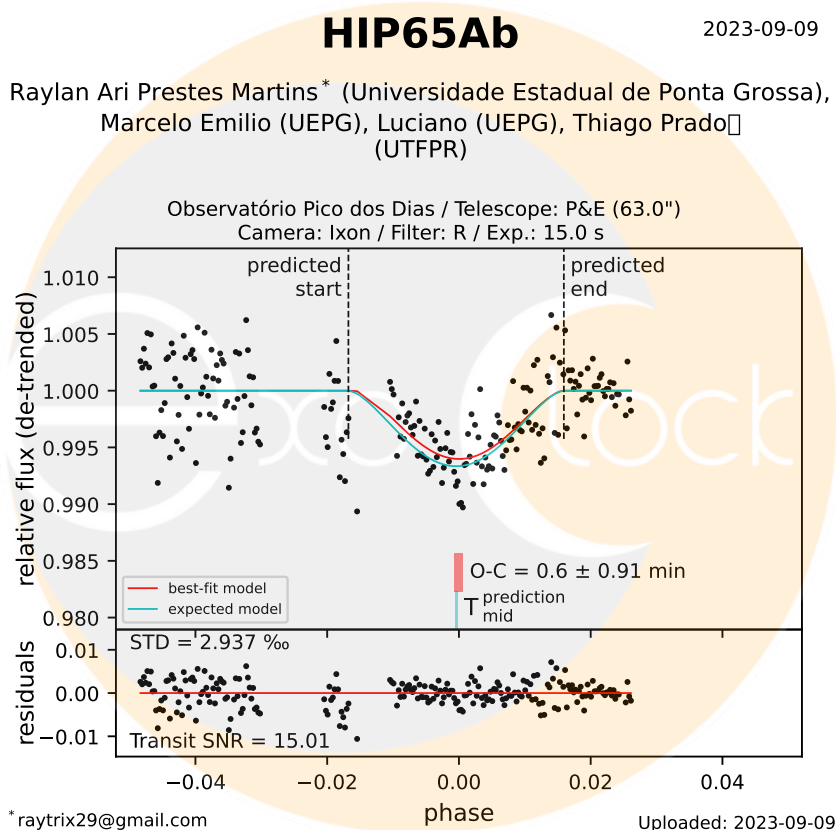


Figura A.26 – Ajuste interno do WASP-130b.

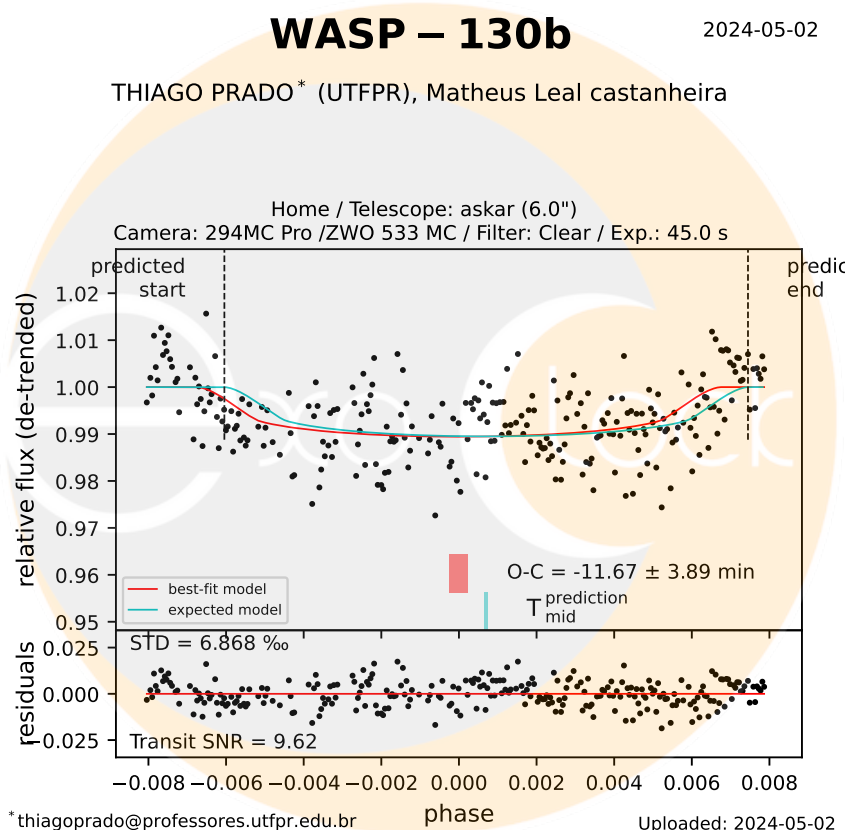


Figura A.27 – Ajuste interno do TOI-1130b.

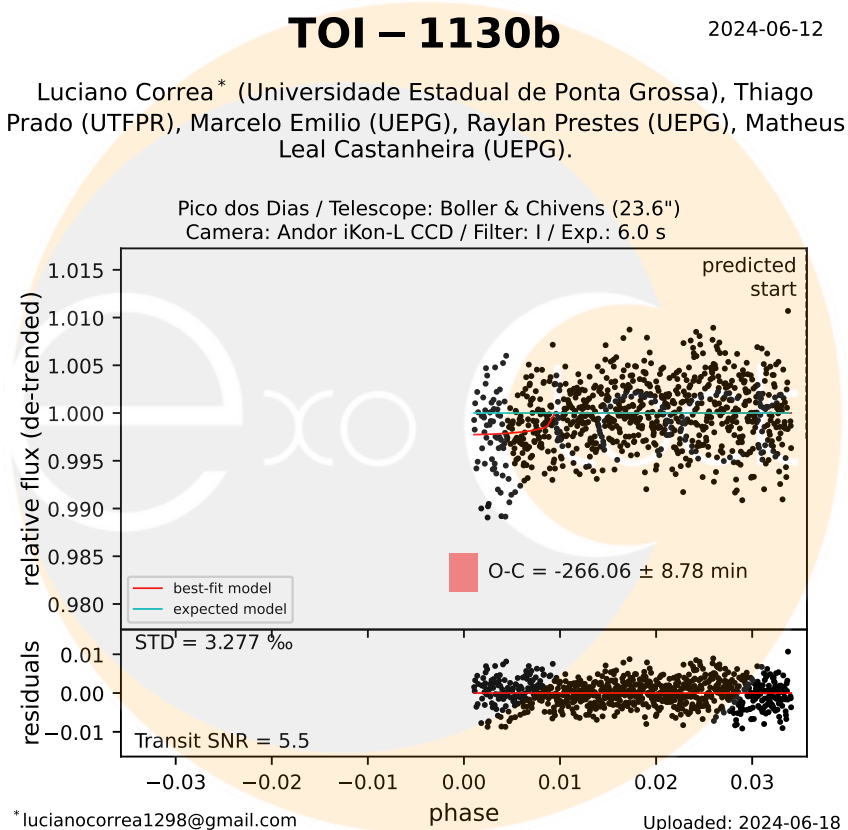


Figura A.28 – Ajuste interno do WASP-41b.

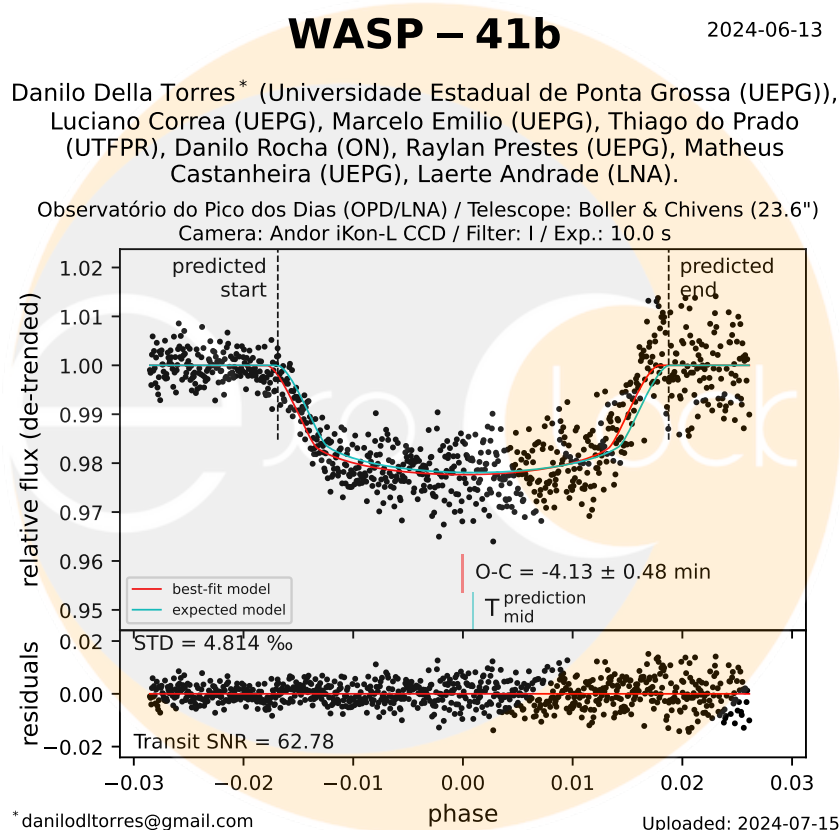


Figura A.29 – Ajuste interno do HATS-23b.

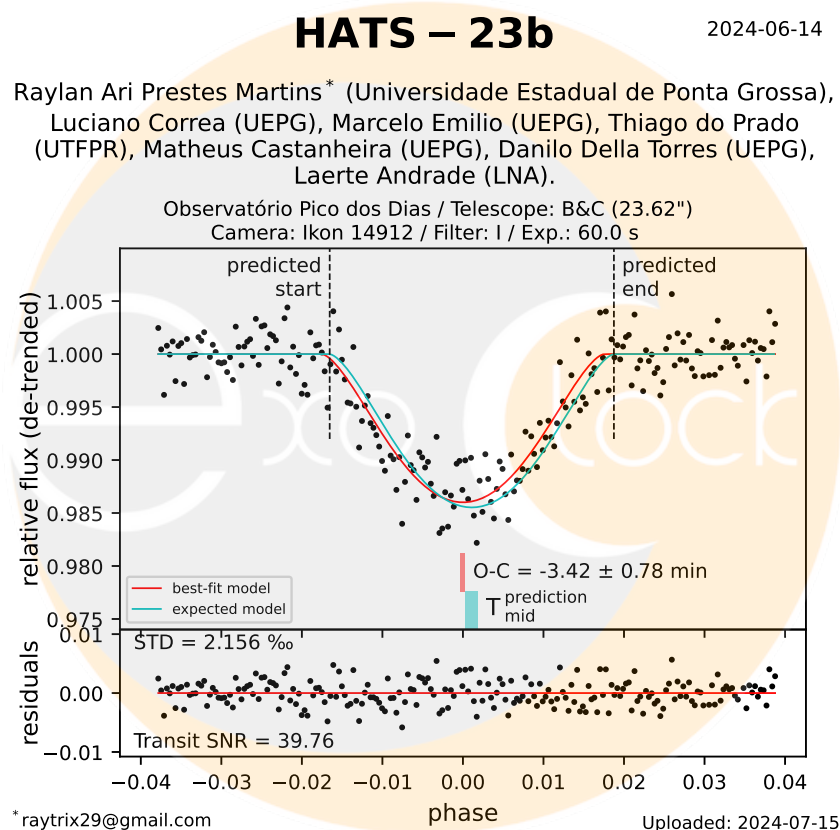


Figura A.30 – Ajuste interno do MASCARA-1b.

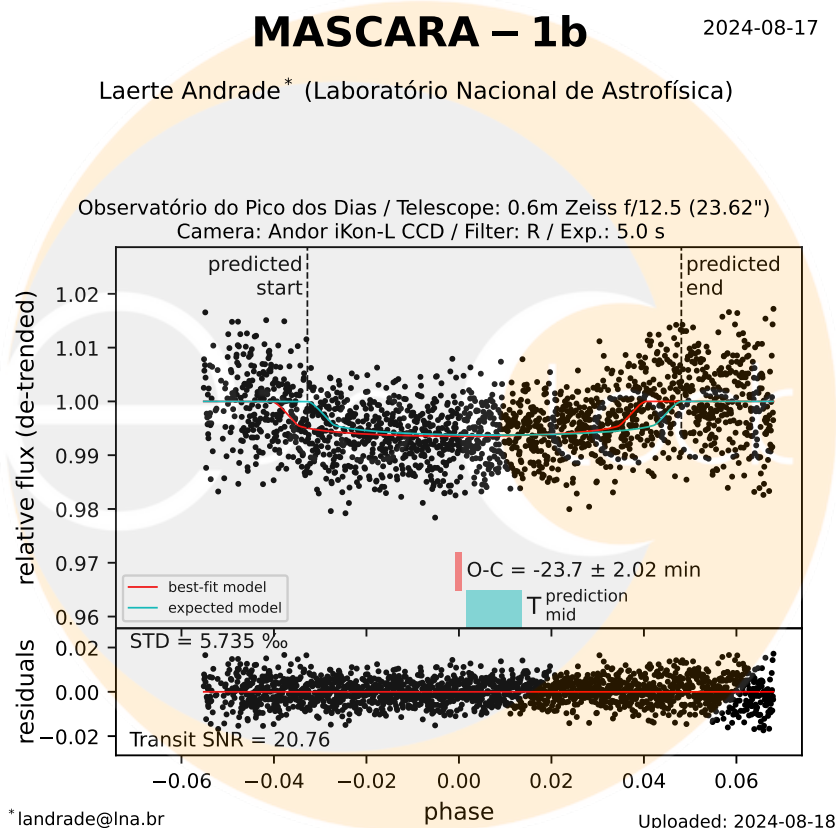


Figura A.31 – Ajuste interno do WASP-133b.

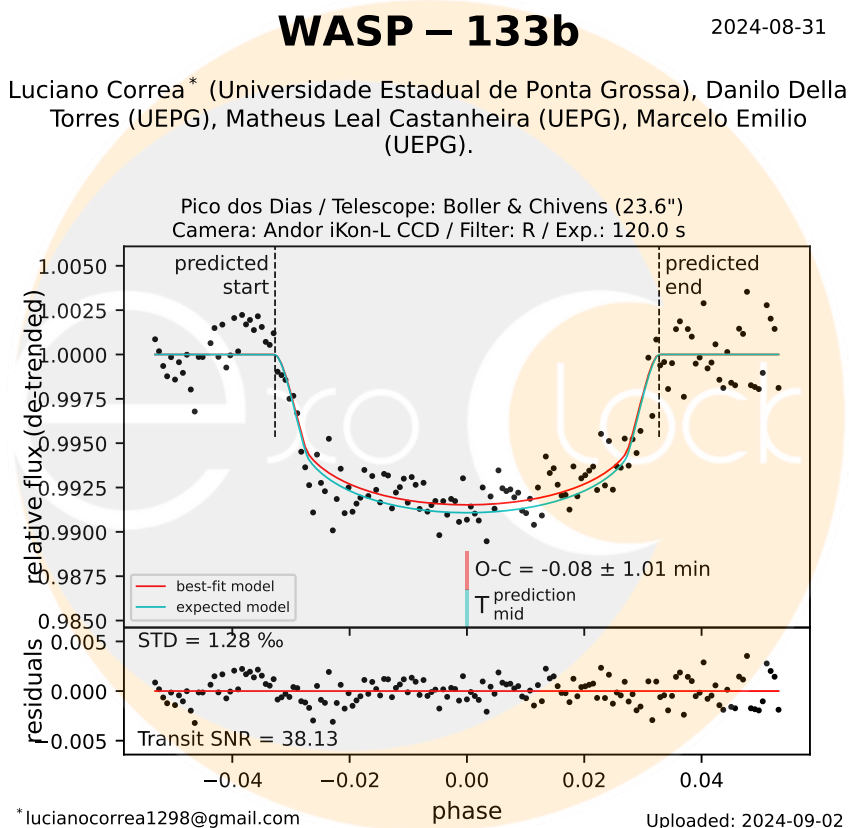


Figura A.32 – Ajuste interno do WASP-164b.

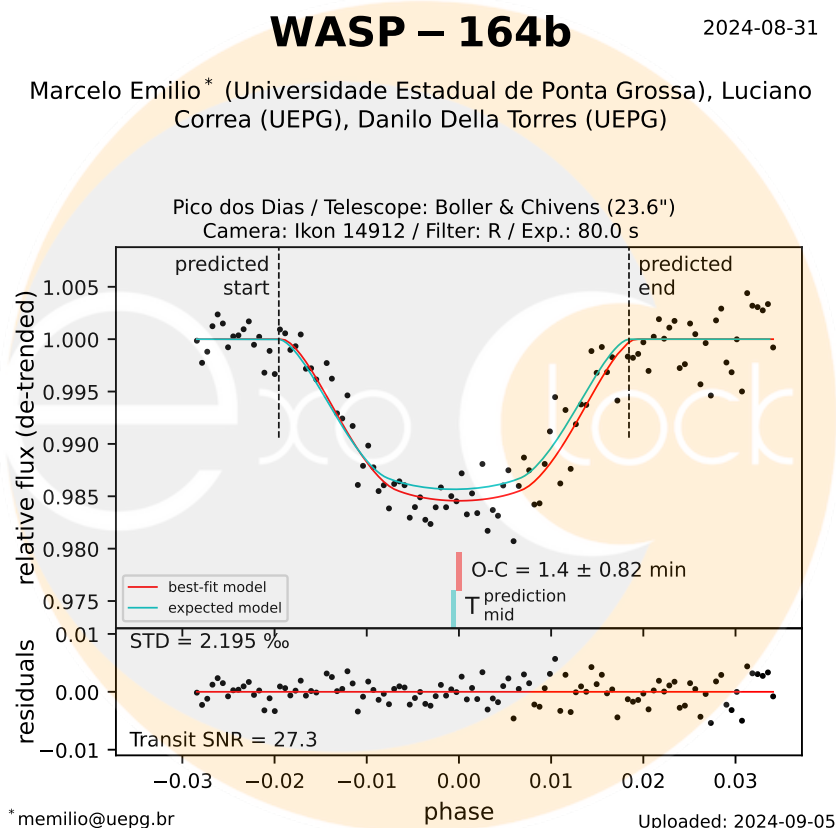


Figura A.33 – Ajuste interno do HATS-60b.

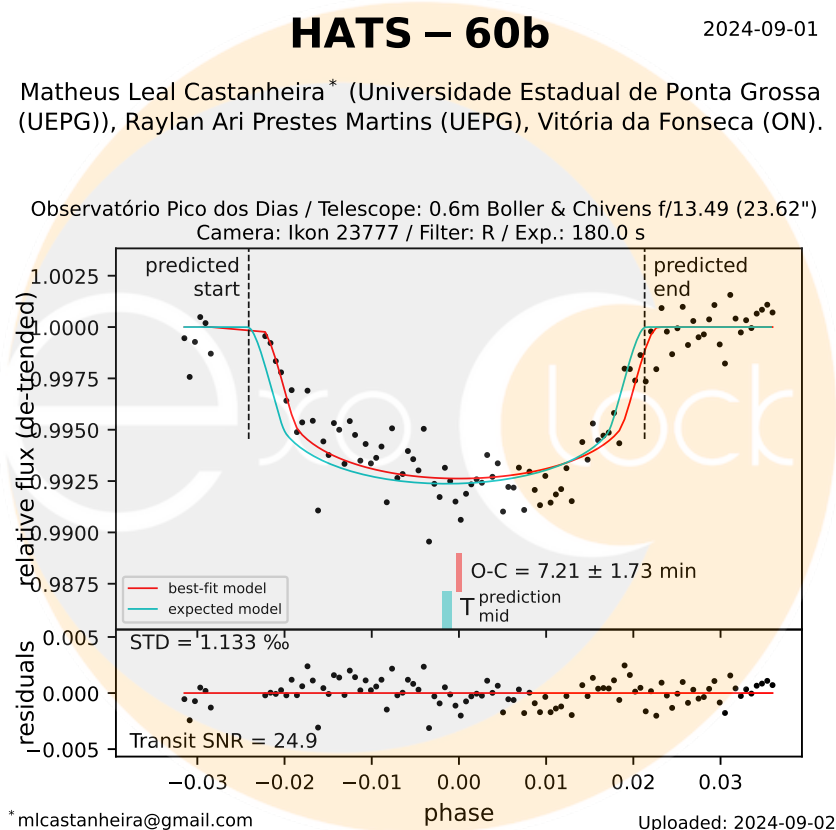


Figura A.34 – Ajuste interno do WASP-140b.

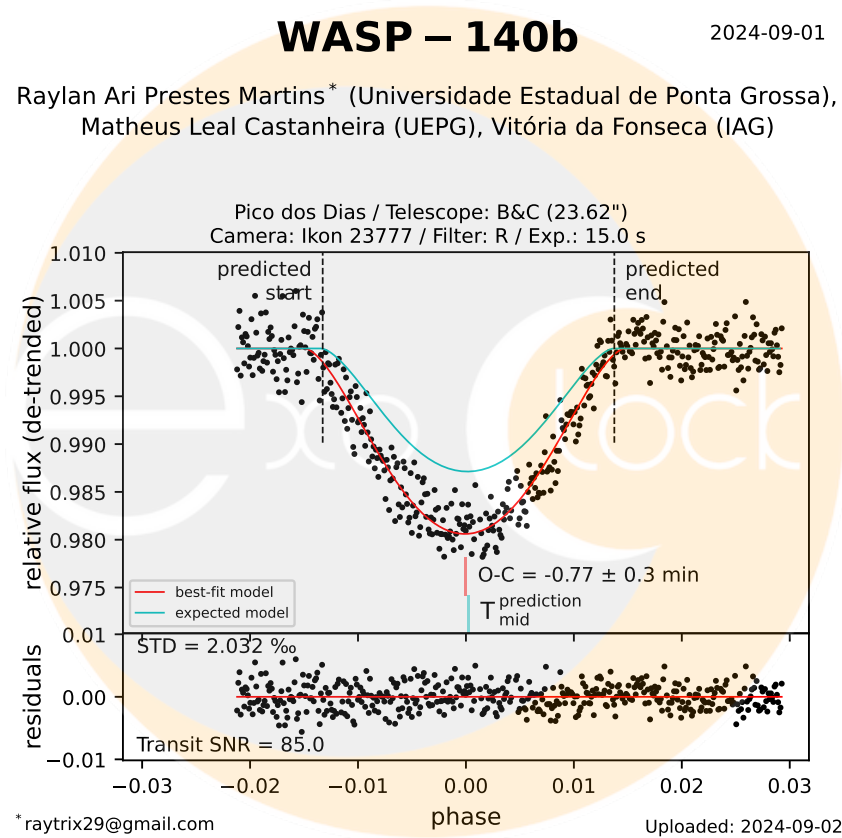


Figura A.35 – Ajuste interno do TOI-674b.

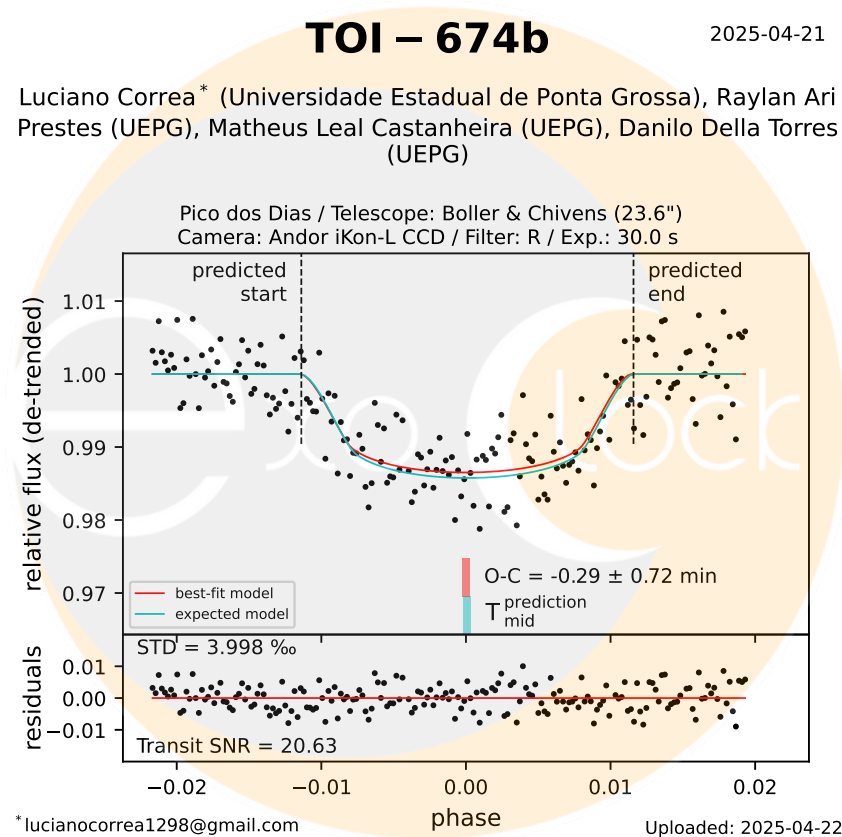


Figura A.36 – Ajuste interno do CoRoT-2b.

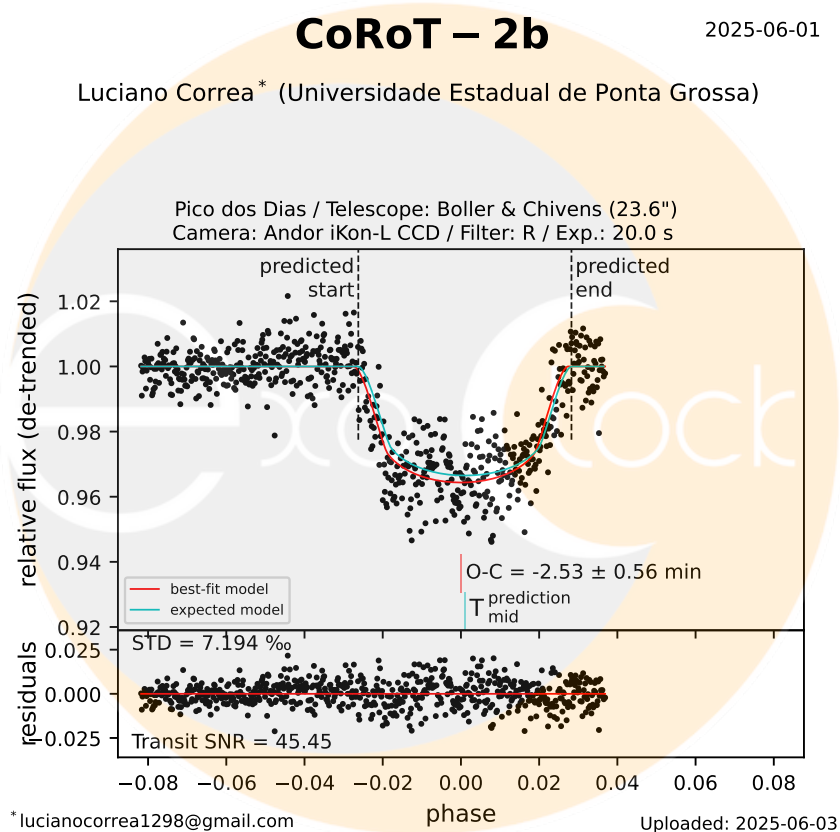


Figura A.37 – Ajuste interno do CoRoT-2b.

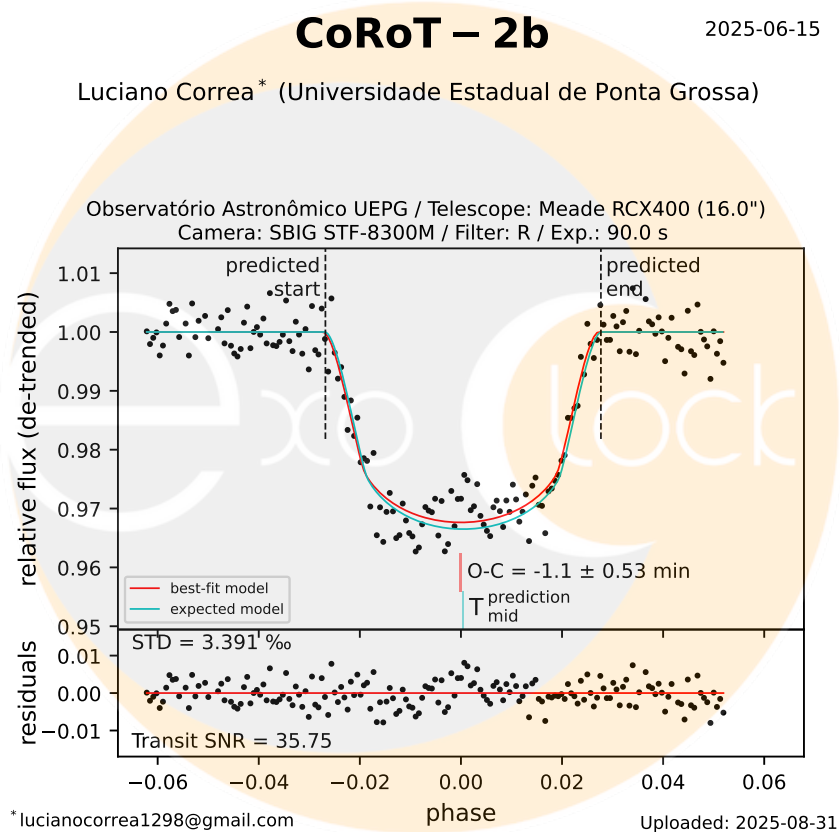


Figura A.38 – Ajuste interno do HATS-13b.

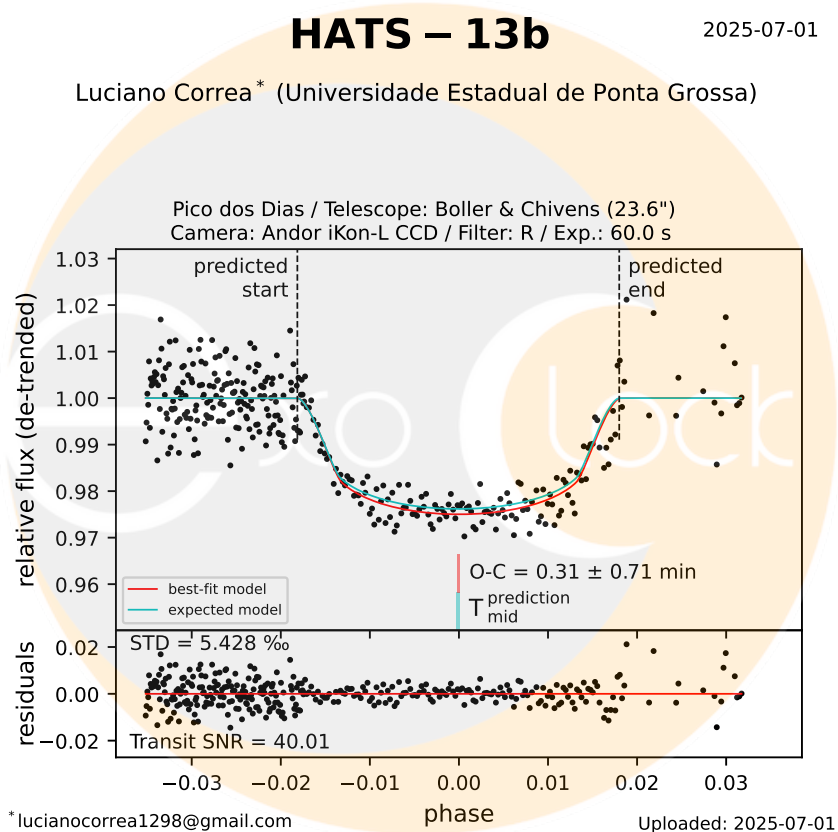


Figura A.39 – Ajuste interno do HATS-13b.

