



ESTUDOS SOBRE A QUÍMICA E A FÍSICA DA ATMOSFERA E DA FORMAÇÃO DE PLANETAS EXTRASSOLARES

Rafael Pinotti

*Tese de Doutorado apresentada ao Programa
de Pós-graduação em Astronomia,
Observatório do Valongo, Centro de Ciências
Matemáticas e da Natureza, da Universidade
Federal do Rio de Janeiro, como parte dos
requisitos necessários à obtenção do título de
Doutor em Ciências (Astronomia)*

Orientador:

Profa. Dra. Heloísa Maria Castro Boechat

Rio de Janeiro

dezembro de 2016

**ESTUDOS SOBRE A QUÍMICA E A FÍSICA DA ATMOSFERA E DA
FORMAÇÃO DE PLANETAS EXTRASSOLARES**

Rafael Pinotti

Dra. Heloísa Maria Castro Boechat (Orientador)

Tese de doutorado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Astronomia,
Observatório do Valongo, da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como
parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Ciências -
Astronomia.

Aprovada por:



Presidente, Profa. Dra. Heloísa Maria Castro Boechat - (Orientadora) - OV/UFRJ



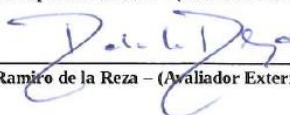
Prof.ª. Dra. Diana Paula de Pinho Andrade - (Avaliadora Interna) - OV/RJ



Prof. Dr. Amâncio Cesar Santos Friaça - (Avaliadora Externa) - IAG/USP



Prof. Dr. Eduardo Seperuelo Duarte - (Avaliador Externo) - IFRJ



Prof. Dr. Jorge Ramiro de la Reza - (Avaliador Externo) - ON/MCTI

Rio de Janeiro
Dezembro de 2016

Pinotti, Rafael.

Estudos sobre a Química e a Física da Atmosfera e da Formação de Planetas Extrassolares/Rafael Pinotti – Rio de Janeiro:

UFRJ/CCMN/OV, 2016

xi, 158f.: il.; 31 cm.

Orientador: Heloísa Maria Castro Boechat

Tese (doutorado): UFRJ/ Centro de Ciências Matemáticas e da Natureza/Observatório do Valongo/Programa de Pós-graduação em Astronomia, 2016

Referências Bibliográficas: f. 89-105.

1. Planetas Extrassolares. 2. Perda de Massa. 3. Atmosfera. 4. Formação. I. Castro Boechat, Heloísa Maria. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, Centro de Ciências Matemáticas e da Natureza, Observatório do Valongo. III. Título

Agradecimentos

À minha orientadora, Heloísa, por me apoiar consistentemente e com entusiasmo ao longo de muitos anos, desde a minha iniciação científica, passando pelo mestrado, até a conclusão da presente etapa;

aos amigos e colegas do Valongo, que desde 1994 me proporcionaram uma convivência ímpar e me ajudaram a superar obstáculos: Annelisie Aiex Corrêa (*in memoriam*), Lilia Irmeli Arany-Prado, Gustavo Frederico Porto de Mello, Ronaldo da Silva, Thais Mothé, Flávia Requeijo, Flávia Pedrosa, Beatriz Ramos, Ricardo Ogando, Diana Andrade & tantos outros da turma do “astrobando”;

aos amigos da Petrobras que me apoiaram nesse caminho da Astronomia: Solange Lins Klein, André Domingues Quelhas, Oscar Rotava;

a Argimiro Resende Secchi, pelo apoio com o programa DASSLC.

Dedico essa tese à minha mãe, Marília Corrêa Netto Pinotti

“Da minha parte, eu considero a terra muito nobre e admirável precisamente devido às diversas alterações, mudanças, gerações, etc, que ocorrem nela incessantemente. Se, não sendo sujeita a quaisquer mudanças, ela fosse um vasto deserto de areia, ou uma montanha de jaspe, ou se no tempo do dilúvio as águas que a cobriram tivessem congelado, e ela tivesse permanecido um enorme globo de gelo onde nada jamais nascesse, ou se alterasse ou mudasse, eu a julgaria como um torrão inútil no universo, destituído de atividade e, em uma palavra, supérflua, e em essência inexistente. Esta é exatamente a diferença entre um animal vivo e um morto; e eu digo o mesmo da Lua, de Júpiter e de todos os outros mundos. [...] Que maior estupidez pode ser imaginada do que chamar joias, prata e ouro de “preciosos” e a terra e o solo de “ordinários”? As pessoas que assim o fazem devem lembrar-se de que, se houvesse uma escassez de solo tão grande quanto a de joias e metais preciosos, não haveria um príncipe que não gastasse um alqueire de diamantes e rubis, e uma carroça cheia de ouro apenas para ter terra suficiente para plantar um jasmim num pequeno pote, ou semear uma semente de laranjeira e vê-la germinar, crescer e produzir suas folhas formosas, suas flores fragrantes e frutos primorosos.”

Galileu Galilei

Diálogo sobre os Dois Principais Sistemas de Mundo

RESUMO

Estudos sobre a Química e a Física da Atmosfera e da Formação de Planetas Extrassolares

Rafael Pinotti

Orientador: Heloisa Maria Boechat-Roberty

Desde a descoberta do primeiro planeta extrassolar em órbita de uma estrela da sequência principal, em 1995, o campo de estudo de planetas extrassolares experimentou um crescimento explosivo, com descobertas que desafiavam teorias bem estabelecidas, como a de Hot Jupiters, de sistemas planetários com arquiteturas exóticas e de alta frequência de planetas tipo Super-Terra. Atualmente, com a lista de objetos descobertos superando a marca de 3500, ao longo desses mais de vinte anos de pesquisas, os cientistas da área têm se dedicado ao estudo de facetas fascinantes do espaço amostral disponível de planetas, como a habitabilidade, composição atmosférica e processos de formação.

Este trabalho explora três vertentes distintas da área de planetas extrassolares: a formação e destruição de moléculas ao longo da perda de massa atmosférica de um Hot Jupiter, o comportamento da emissão radiativa da atmosfera de planetas rochosos em órbitas excêntricas, e a formação de planetas gigantes gasosos, particularmente a sua relação com a metalicidade estelar. No caso do estudo de reações químicas ao longo da perda de massa atmosférica do Hot Jupiter (HD209458 b), uma simulação computacional envolvendo 566 reações químicas e fotoquímicas simultâneas, com 56 átomos/íons/moléculas foi desenvolvida, e os resultados indicam a formação de moléculas simples com hidrogênio e oxigênio, particularmente o OH^+ , com densidade de coluna total que permitiria em princípio a sua detecção. Moléculas de cadeia de carbono, por outro lado, não são formadas devido ao fluxo intenso de radiação ultravioleta da estrela. O estudo da emissão radiativa da atmosfera de planetas rochosos em órbitas excêntricas, que também envolveu simulações por computador, mostrou um método simples para a estimativa da espessura mínima da atmosfera, que poderá ser usado num futuro próximo, quando novos telescópios puderem observar diretamente planetas rochosos em estrelas próximas do Sol. O estudo da relação entre a formação de planetas gigantes gasosos e a metalicidade estelar resultou em uma curva que indica o *locus* ótimo de formação em função da metalicidade. Essa curva foi calibrada em 2005, quando havia menos de 200 planetas descobertos, e atualmente desenvolvemos um trabalho de verificação de sua validade, com o espaço amostral de planetas muito maior. Pudemos concluir que a curva continua válida, não apenas para a faixa de massa estelar usada para a calibração, como também para outras faixas de massa estelar.

ABSTRACT

Studies on the Chemistry and Physics of the Atmosphere and Formation of Extrassolar Planets

Rafael Pinotti

Advisor: Heloisa Maria Boechat-Roberty

Since the discovery of the first extrassolar planeta round a main sequence star, in 1995, the research field of extrasolar planets has experienced an explosive growth, with discoveries that challenged well established theories, such as the ones of Hot Jupiters, exotic planetary system architectures, and the high frequency of Super-Earth planets. Nowadays, with the number of discovered planets surpassing the 3500 mark after more than twenty years of research, the scientists are dedicating themselves with the exploration of fascinating aspects provided by the available sample, such as habitability, atmospheric composition, and formation processes.

This work explores three distinct aspects of the research on extrasolar planets: the formation and destruction of molecules along the atmospheric mass loss of a Hot Jupiter, the behavior of the radiative emission of the atmosphere of rocky planets along eccentric orbits, and the formation of gas giant planets, particularly its relation with stellar metallicity. As for the study of chemical reactions along the atmospheric mass loss of a Hot Jupiter (HD209458 b), a computer simulation involving 566 chemical and photochemical reactions and 56 species has been developed, and the results indicate the formation of simple molecules with oxygen and hydrogen, particularly OH^+ , with a total column density that would allow detection. On the other hand, carbon-chain molecules are not formed due to the intense UV radiation field. The study of the radiative emission of the atmosphere of rocky planets in eccentric orbits, which also involved computer simulations, resulted in a simple method for estimating the minimum atmospheric thickness, that could be used in a near future, when new telescopes will be able to directly observe rocky planets around stars near the Sun. The study of the link between gas giant planet formation and stellar metallicity resulted in a curve that indicates the optimum formation locus as a function of stellar metallicity. The curve was calibrated in 2005, when less than 200 extrassolar planets were known, and we have recently developed a validity study, in light of the great increase in discovered planets. We concluded that the curve is still valid, not only for the stellar mass range used for the calibration, but also for other stellar mass ranges as well.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	11
LISTA DE TABELAS	15
1 – INTRODUÇÃO	17
2 – FORMAÇÃO DE MOLÉCULAS AO LONGO DA PERDA DE MASSA ATMOSFÉRICA DE HOT JUPITERS	24
2.1 – Hot Jupiters	28
2.2 – Modelos de perda de massa	30
2.3 - Correção para as constantes de reação fotoquímicas devido ao campo de radiação das estrelas com Hot Jupiters	30
2.4 - Razões C/O em Hot Jupiters	33
2.5 - Benzeno e PAHs	35
2.5.1 – Formação e destruição de C ₆ H ₆	37
2.6 – Construindo as simulações	39
2.7 – Resultados e Conclusões	43
2.8 – Próximos Passos	49
3 - A ATMOSFERA DE PLANETAS ROCHOSOS	50
3.1 - Desenvolvimento do modelo teórico	52
3.2 - Simulação de Cenários	54
3.2.1 – Planeta Hipotético em torno de Tau Ceti	55
3.2.2 – Planeta Hipotético em torno de Gliese 687	57
3.2.3 – Planeta Hipotético em torno de HD 219134	59
3.3 – Discussão e Conclusões	60

3.4 – Próximos Passos	65
4 – A FORMAÇÃO DE PLANETAS GIGANTES GASOSOS	67
4.1 – Desenvolvimento da ZAPO (Zero Age Planetary Orbit)	70
4.2 - Estatística atual de planetas extrassolares e critérios de filtragem de dados	72
4.3 – Resultados e Discussão	75
4.4 – Próximos Passos	85
5 – CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS	87
6 – REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	89
ANEXO I- Programas MATLAB/DASSLC de reações químicas e fotoquímicas ao longo da perda de massa atmosférica de Hot Jupiter	106
ANEXO II - Programas MATLAB/DASSLC de cálculo da Temperatura de Brilho de planeta rochoso ao longo de órbita kepleriana excêntrica	116
ANEXO III - Planetas selecionados da Enciclopédia de Planetas Extrassolares (exoplanet/eu) – maio 2016	119
ANEXO IV – Artigos Publicados	131

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
Figura 1. Ilustração dos métodos disponíveis de detecção de planetas extrassolares	18
Figura 2 – Imagem dos quatro planetas orbitando a estrela HR 8799. Fonte: Marois et al., 2010.	19
Figura 3 – Visão artística de Osiris e sua estrela, HD 209458	21
Figura 4 – Ilustração da órbita excêntrica de um planeta habitável, que entra e sai periodicamente da Zona Habitável	22
Figura 5 - Gráfico de Fischer & Valenti 2005	22
Figura 6 – Processos físicos e químicos em discos protoplanetários. Fonte: van Dishoeck 2016	25
Figura 7 – Imagens do disco protoplanetário de HD 169142. Fonte: Osorio et al. (2014)	25
Figura 8 – Diagrama esquemático de caracterização de exoplanetas. Fonte: Madhusudhan et al. 2014	26
Figura 9 – Mapas de velocidade de vento e temperatura para o planeta HD 209458 b. Fonte: Venot and Agúndez 2015	27
Figura 10 - Ilustração das técnicas observacionais para o estudo da atmosfera de planetas extrassolares. Fonte: Crossfield (2015)	28
Figura 11. Ilustração da perda de massa de Hot Jupiters. As dimensões não estão em escala	29
Figura 12 - Espectro TOF do Naftaleno. Fonte: Pinotti 2003	36
Figura 13 - Espectro de fotoabsorção normalizado do Fenantreno, obtido a partir de espectroscopia EELS. Fonte: Pinotti 2003	36
Figura 14 - Resultados de Boechat-Roberty et al. (2009)	38
Figura 15 - Resultados para espécies selecionadas contendo Oxigênio, $C = 10^9$, $A_v = 1.0$, $C/O = 1.0$. Distância relativa ao ponto inicial da simulação a $6,9 R_p$	44
Figura 16 - Resultados para espécies selecionadas, $C = 10^9$, $A_v = 1.0$, $C/O = 1.0$	44

Figura 17 - Resultados para OH^+ , para perfis diferentes de H_2 ; linha grossa: 10^{-1} a 10^{-2} vezes a abundância de HI ; linha média: 10^{-3} a 10^{-4} ; linha fina: 10^{-5} a 10^{-6} ; $A_v = 1,0$, $\text{C/O}=1,0$; todo o carbono e oxigênio ionizados a CII e OII respectivamente, no início das simulações	45
Figura 18 – Resultados para o OH^+ para diferentes valores de A_v , com $\text{C} = 10^9$, $\text{C/O} = 1,0$	46
Figura 19 - Resultados para o OH^+ para diferentes valores de C/O , com $\text{C} = 10^9$, $A_v = 1,0$	46
Figura 20 - Resultados para o OH^+ para diferentes valores de C , com $\text{C/O}=1,0$, $A_v = 1,0$	47
Figura 21 – Mapa 2D de velocidade da perda de massa do Hot Neptune GJ 436b. Fonte: Ehrenreich et al. (2015)	49
Figura 22 – Zona de Habitabilidade para estrelas da sequência principal. Fonte: (Kasting, Whitmire & Reynolds, 1993)	51
Figura 23 – Planetas pequenos na Zona Habitável, descobertos pela sonda Kepler Fonte: NASA (kepler.nasa.gov/) - 2016	51
Figura 24 - evolução temporal da temperatura de brilho de PH01 para excentricidade igual a 0,100; linha contínua para o caso sem atmosfera, e linha tracejada para o caso de $\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$. O valor mais alto da temperatura de brilho em $t=0$ refere-se ao valor inicial requerido pelo integrador DASSLC. Fonte: Pinotti (2013)	56
Figura 25. Evolução temporal da temperatura de brilho de PH02 para excentricidade igual a 0,100; linha contínua para o caso sem atmosfera, linha tracejada para o caso de $\chi = 10^4 \text{ mol m}^{-2}$, e linha com traço-ponto para o caso de $\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$. Os valores mais altos da temperatura de brilho em $t=0$ referem-se ao valor inicial requerido pelo integrador DASSLC. Fonte: Pinotti (2013)	58
Figura 26 - Evolução temporal da temperatura de brilho de PH03 para excentricidade igual a 0,100; linha contínua para o caso sem atmosfera, linha tracejada para o caso de $\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$. Os valores mais altos da temperatura de brilho em $t=0$ referem-se ao valor inicial requerido pelo integrador DASSLC. Fonte: Pinotti (2013)	60
Figura 27 - $\log(RAt) \times \log(\omega)$ para $\tau = 8,9 \times 10^5 \text{ s}$. Fonte: Pinotti 2013	63

Figura 28 – Dados de velocidade radial que apontam a existência de um planeta em torno de Proxima Centauri. Fonte: Anglada-Escudé et al. (2016)	65
Figura 29 – dados de Proxima Centauri e de Proxima b. Fonte: Anglada-Escudé et al. (2016)	66
Figura 30 - Exemplo do deserto de anãs marrons, a partir de uma amostra de estrelas do tipo solar na vizinhança solar. Fonte: Grether e Lineweaver, 2006.	68
Figura 31 – Simulação da formação de Júpiter. Linha pontilhada representa a massa de gás do planeta; linha contínua representa a massa de sólidos, e a terceira linha representa a massa total do planeta. Fonte: Pollack et al. 1996.	69
Figura 32 – Período orbital versus raio do planeta para candidatos a planeta na análise dos três primeiros anos dos dados da sonda Kepler. Os números mostrados na legenda representam o número total de sistemas de uma dada multiplicidade no catálogo. Fonte: Lissauer, Dawson & Tremaine, 2014.	73
Figura 33 – Amostragem de planetas usados em Pinotti et al. 2005 para a parametrização da curva ZAPO, num gráfico de metalicidade versus semi-eixo maior. Todos os 72 planetas orbitam estrelas com 1.0 ± 0.2 massas solares.	76
Figura 34 – Parametrização da curva ZAPO e de curvas para populações de planetas migrados.	76
Figura 35 - Metalicidade versus semi-eixo maior do sub-grupo de 282 planetas (mais Júpiter) oriundo da seleção, e curva ZAPO (linha cheia), além de curvas para $n=0,8$ (linha tracejada), $n=0,6$ (traço-ponto) e $n=0,4$ (linha de pontos)	77
Figura 36 - Semi-eixo maior em função de metalicidade (Fe/H) para o grupo de planetas em estrelas com massa entre $1,2$ e $1,6 M_{\text{Sol}}$. Curva ZAPO ($n=1$, linha cheia), $0.8 \times \text{ZAPO}$ (linha tracejada), $0.7 \times \text{ZAPO}$ (linha-traço) and $0.5 \times \text{ZAPO}$ (linha de pontos)	79
Figura 37 – Resultados para o grupo de estrelas com massa maior do que $1,6 M_{\text{Sol}}$	80
Figura 38 – Relação entre massa estelar e massa do disco protoplanetário. Fonte: Williams & Cieza 2011	81
Figura 39 – imagens de dois discos protoplanetários no Complexo de Lupus. Fonte: Ansdell et al. (2016)	81
Figura 40 – Resultados para a população de estrelas com massa menor do que $0,8 M_{\text{Sol}}$	83
Figura 41 - Evolução da órbita dos planetas gigantes do sistema solar e sua influência na formação dos planetas rochosos. Fonte Walsh et al. 2011	85

Figura 42 – Resultados de distribuição, por tamanho, de planetas em sistemas múltiplos e simples. Fonte: Latham et al. (2011)

86

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
Tabela 1 - Alguns dos destaques das descobertas da sonda Kepler. Fonte: Lissauer, Dawson e Tremaine, 2014	20
Tabela 2 - Reações em fase gasosa e suas taxas. (a) taxa no campo de radiação sem proteção; (b) taxa na direção exotérmica e assumindo não haver barreira de ativação; (c) taxa na direção exotérmica; (d) taxa varia muito com a reação específica. Fonte: Tielens 2006	24
Tabela 3 - Parâmetros de modelos da literatura para a perda de massa atmosférica de HD 209458 b	31
Tabela 4 - Parâmetros planeta-estrela e fator de correção multiplicativo para Hot Jupiters selecionados. Dados dos parâmetros obtidos em http://exoplanet.eu	32
Tabela 5 - Luminosidades em raios-X e EUV para estrelas selecionadas, e fluxos calculados para seus respectivos HoT Jupiters. Fonte para as luminosidades: Sanz-Forcada et al. 2011	32
Tabela 6 - Razões C/O para estrelas com Hot Jupiters que transitam, com a exceção de XO-2S. Fonte: Teske et al. (2014)	34
Tabela 7 - Razões C/O para exoplanetas. Fonte: Line et al. 2014	35
Tabela 8 - Etapas da formação de benzeno no ambiente de CRL 618, Segundo Woods et al. (2002)	37
Tabela 9 - Mecanismo de formação de benzeno em chama de acetileno. Fonte: Cherchneff (2011)	38
Tabela 10 - Seções de choque de fotoionização e de fotodissociação do benzeno, em UV e raios-X	39
Tabela 11 - Espécies usadas nas simulações	41
Tabela 12 - Perfis de velocidade, densidade e temperatura usados nas simulações para HD 209458 b. $1 R_p = 1.38 R_J$	41
Tabela 13 - Abundâncias relativas ao HI usadas no início das simulações, para diversas metalicidades	42
Tabela 14 - Valores de k estimados para reações fotoquímicas envolvendo o C_6H_6 e $C_6H_6^+$	43

Tabela 15 - Capacidades térmicas para várias substâncias no estado de gás ideal; temperatura em (K), capacidade térmica em ($\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$) . Fonte: Perry (1997)	55
Tabela 16 - Propriedades das estrelas usadas nas simulações. Fontes: Teixeira et al. (2009), Santos et al. (2004), Berger et al. (2006) e Porto de Mello et al. (2006).	55
Tabela 17 - Resultados das simulações para PH01; para transformar χ de mol m^{-2} para cm^{-2} multiplique por $6,02 \times 10^{19}$	56
Tabela 18 - Resultados das simulações para PH02; para transformar χ de mol m^{-2} para cm^{-2} multiplique por $6,02 \times 10^{19}$	58
Tabela 19 - Resultados das simulações para PH03; para transformar χ de mol m^{-2} para cm^{-2} multiplique por $6,02 \times 10^{19}$	59
Tabela 20 - RAt para planetas usados nas simulações, no caso da extrapolação linear (equação 11). Para todos os casos a constante de tempo é de $8,9 \times 10^5 \text{ s}$	64

1 - INTRODUÇÃO

Em 1995 um novo campo de estudo da astronomia e astrofísica foi inaugurado, com a descoberta do primeiro planeta extrassolar orbitando uma estrela da sequência principal (Mayor & Queloz, 1995), 51 Peg, através da técnica de velocidade radial. Até então, os únicos corpos com massa planetária descobertos fora do Sistema Solar orbitavam uma estrela de nêutrons (Wolszczan & Frail, 1992), sendo que suas presenças foram inferidas pelas perturbações na frequência do pulsar.

A história da procura por planetas extrasolares antes da década de 1990 é, ao mesmo tempo, uma história de frustrações no campo observacional e de otimismo nos campos teórico e especulativo (Boss 2009, Mayor e Frei 2003). Desde que Epicuro, no quarto século A. C., perguntou-se sobre estarmos sozinhos ou não no Universo, que ele acreditava ser infinito e repleto de mundos, alguns certamente habitados, o horizonte do nosso conhecimento expandiu-se consideravelmente, primeiramente reconhecendo-se que os cinco planetas (errantes, em grego) visíveis a olho nu são mundos orbitando o Sol, como a Terra. Com a descoberta do então planeta Plutão em 1930, agora rebaixado a planeta-anão, a família solar ficou completa, e a atenção da ciência na maioria do século XX, no que se refere à planetologia observacional, concentrou-se nesse único espaço amostral disponível. No quesito vida inteligente, Marte manteve-se um favorito, graças a especulações a partir de observações de características da superfície (Lowell, 1906), até que as sondas Mariner, na década de 1960, demonstrassem que o planeta é árido e crivado de crateras. Embora a esperança de vida microbiana em Marte e em algumas luas dos planetas gigantes permaneça, (McKay et al., 1996, Scott, Yamaguchi & Krot, 1997), a Terra continua sendo o único planeta onde sabemos existir vida.

Desde 1995, o número de planetas descobertos, principalmente pelos métodos de velocidade radial e de trânsito (Perryman 2011) ultrapassou 3500 (Schneider et al. 2011), tendo esse novo espaço amostral as mais variadas propriedades, como massa, densidade, raio da órbita e excentricidade, o que levou à criação de novas categorias de planetas, como Super-Terras e Mini-Netunos (Heng 2013). A Figura 1 ilustra os métodos disponíveis e uma estatística de planetas descobertos até julho de 2015. Os dois métodos de maior sucesso são os de trânsito e de velocidade radial.

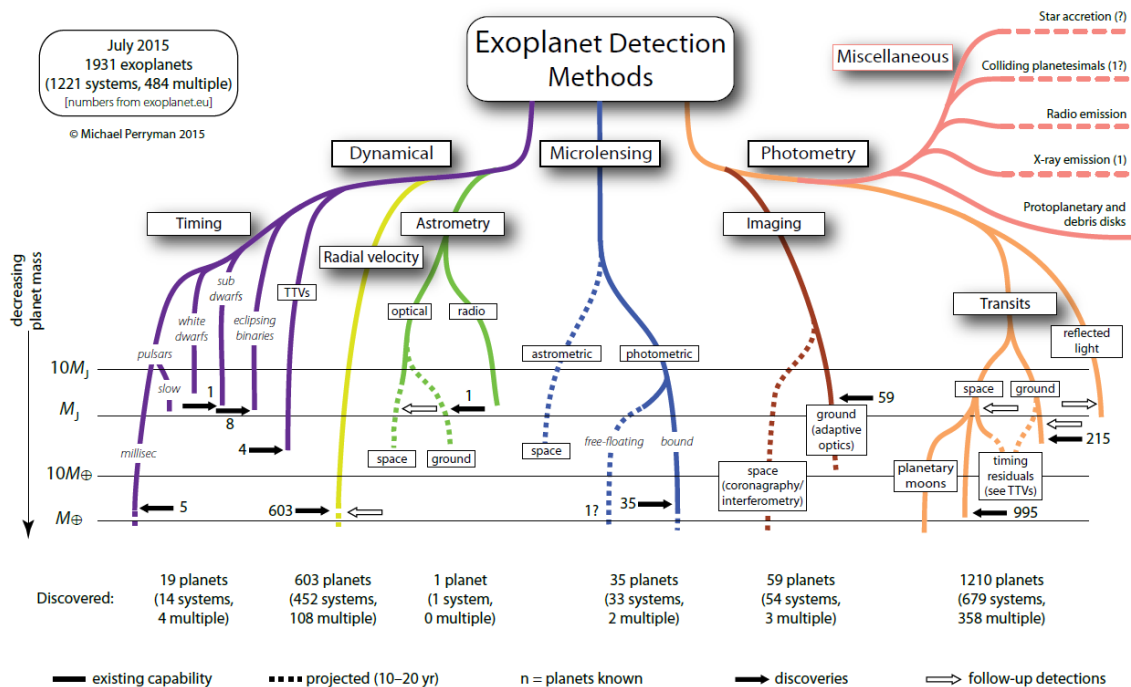


Figura 1. Ilustração dos métodos disponíveis de detecção de planetas extrassolares

Nesse ponto cabe a pergunta: quais são as fronteiras que definem se um objeto é um planeta? No caso dos planetas extrassolares, o limite entre planeta e corpos menores ainda não é relevante, pelo simples fato de que essa interface ainda não foi atingida pelos métodos observacionais. Já a interface entre planetas e anãs marrons é mais premente no caso de planetas extrassolares; a recomendação da IAU 2003, fruto do grupo de trabalho sobre planetas extrassolares (IAU, 2003) é:

- (1) objetos com massa verdadeira abaixo do limite de fusão termonuclear do deutério (calculada como sendo 13 M_J (1 M_J corresponde a uma massa de Júpiter) para objetos de metalicidade solar), que orbitam estrelas ou remanescentes de estrelas são planetas (não importando como se formaram). A massa mínima requerida para um objeto extrassolar ser classificado como planeta deve ser a mesma usada no Sistema Solar;
- (2) objetos sub-estelares com massa verdadeira acima da limitante para a fusão termonuclear do deutério são anãs marrons, não importando como se formaram ou onde estão localizadas;
- (3) objetos isolados em aglomerados de estrelas jovens com massa menor do que a limitante para a fusão termonuclear do deutério não são planetas, mas são sub-anãs marrons (ou qualquer outro nome que seja mais apropriado).

O imageamento direto de planetas é dificultado pelo grande contraste entre brilho emitido da estrela e o refletido pelo planeta. Um planeta gigante maduro como Júpiter é mais do que 10⁸ vezes menos brilhante do que sua estrela, sendo que para planetas jovens (<100 Myr) o contraste diminui, principalmente no infravermelho, para

$10^4 - 10^7$ vezes, o que permite em princípio detecção por observatórios em terra e no espaço munidos de ótica adaptativa. Mas o número de planetas descobertos ainda é baixo (Biller 2014). Os casos de sucesso com imageamento direto, como o sistema de quatro planetas orbitando a estrela HR 8799 (Marois et al. 2008, Marois et al. 2010, ver Figura 2) ocorrem para planetas grandes, bem afastados da estrela, e jovens o suficiente para emitirem bastante em infravermelho, o que diminui consideravelmente o contraste entre o brilho emitido pela estrela e o brilho *emitido* pelo planeta, nessa faixa de comprimento de onda. No futuro próximo, novos observatórios em terra (p. ex. E-ELT), e no espaço (JWST) poderão capturar imagens diretas de exoplanetas do porte da Terra em estrelas próximas.

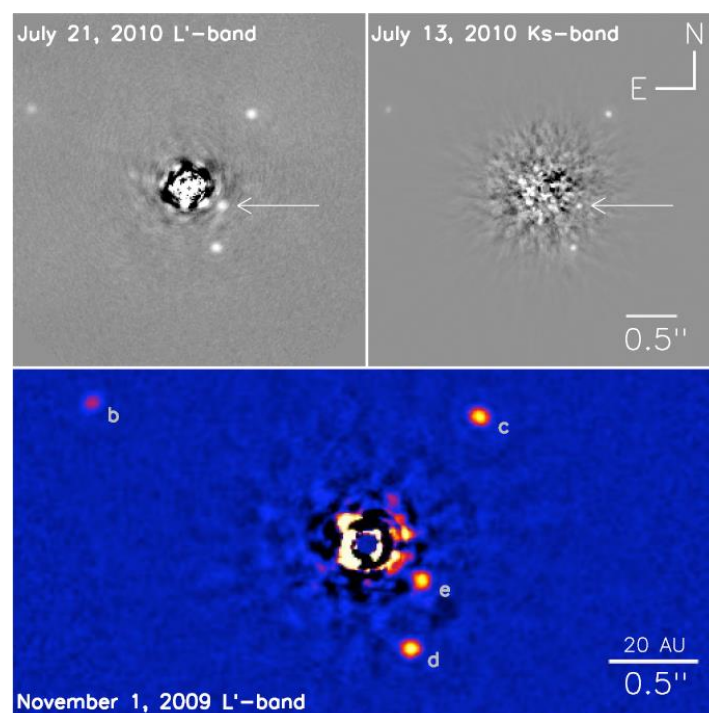


Figura 2 – Imagem dos quatro planetas orbitando a estrela HR 8799. Fonte: Marois et al., 2010.

Além disso, muitos sistemas com múltiplos planetas foram descobertos, destacando-se entre eles o sistema de cinco planetas confirmados em torno da estrela 55 Cnc (Nelson et al. 2014, Fisher et al. 2008), o de sete planetas em torno da estrela KIC 11442793 (Cabrera et al. 2013), e os sistemas Kepler-11 e Kepler-32 (Lissauer et al. 2011, Swift et al. 2013), fornecendo informações importantes sobre mecanismos de formação planetária. A Tabela 1 lista algumas das descobertas mais importantes da sonda Kepler, que observou um campo fixo de mais de 10^5 estrelas à procura de trânsitos (Lissauer, Dawson e Tremaine 2014) e descobriu milhares de candidatos a planetas, a maioria dos quais deve cair na categoria de planeta. A maioria dos planetas descobertos pela sonda Kepler possui raios intermediários entre o raio da Terra e de Netuno ($1 - 3,8 R_{\text{Earth}}$), que estão ausentes no Sistema Solar. A maioria dos seis planetas do sistema Kepler-11 é

composta por H e He, o que implica que H/He podem dominar o volume de um planeta com apenas algumas vezes a massa da Terra.

Planeta / Sistema	Características	Referência
Kepler-9	Sistema com dois planetas gigantes com ressonância orbital de quase 2:1	Holman et al. 2010
Kepler-10 b	Primeiro planeta rochoso descoberto por Kepler ($R = 1,42 R$; $M = 4,6 M$)	Batalha et al. 2011
Kepler-11	Sistema com 6 planetas transitando, com raios entre 1,8 R e 4,2 R	Lissauer et al. 2013
Kepler 36	Dois planetas com apenas 10% de diferença no raio da órbita, mas com composições muito diferentes ($\rho=7,46 \text{ g cm}^{-3}$ e $\rho=0,89 \text{ g cm}^{-3}$)	Carter et al. 2012
Kepler-16 b	Primeiro planeta orbitando uma binária	Doyle et al. 2011
Kepler-20 e	Primeiro planeta descoberto menor do que a Terra	Fressin et al. 2012
Kepler 62 f	Primeiro planeta com dimensões próximas das da Terra ($R = 1,41 R$) na zona habitável	Borucki et al. 2013

Tabela 1 -Alguns dos destaques das descobertas da sonda Kepler. Fonte: Lissauer, Dawson e Tremaine, 2014

O estudo de planetas extrassolares também desvendou uma classe de planetas não prevista pelos teóricos: os chamados Júpiteres Quentes, ou Hot Jupiters, gigantes gasosos orbitando suas estrelas a uma distância muito pequena, de 0,1 Unidades Astronômicas (AU) ou menor. Alguns deles estão continuamente perdendo sua atmosfera para o espaço, como mostram os casos bem documentados de HD 209458b e HD189733b. Existem muitos estudos de modelagem da perda de massa desses Hot Jupiters, mas o estudo de reações químicas ocorrendo ao longo da perda de massa tem sido subestimado, porque os poucos estudos na área sugerem que o campo de radiação intenso das estrelas hospedeiras inibe qualquer formação de moléculas. Outras categorias, como Warm Jupiters, Hot Neptunes e Warm Neptunes também constam do espaço amostral de exoplanetas, disponível atualmente.

A presente tese de doutoramento contém três linhas distintas de pesquisa, voltadas ao estudo de planetas extrassolares.

A primeira linha de pesquisa explora, com o auxílio de técnicas e bases de dados da Astroquímica, a possibilidade de formação de moléculas ao longo da perda de massa de Hot Jupiters, usando uma série de simulações de reações químicas e fotoquímicas, a partir de uma rede de 56 moléculas/íons e 566 reações obtidas da base de dados UMIST (McElroy et al. 2013), e dados da literatura de perfis radiais de densidade de hidrogênio, temperatura e velocidade. O foco das simulações é a produção de moléculas oxigenadas como H_2O e OH^+ , e moléculas de cadeias de carbono até o C_6H_6 , considerado precursor dos PAHs (Hidrocarbonetos Policíclicos Aromáticos). O planeta selecionado para os estudos foi o Hot Jupiter HD 209458b, também conhecido como Osiris, que apresenta

perda de massa atmosférica (Ehrenreich et al., 2015, Bourrier, Ehrenreich & Lecavelier des Etangs, 2015). A Figura 3 apresenta uma visão artística para a estrela HD 209458 e seu Hot Jupiter.



Figura 3 – Visão artística de Osiris e sua estrela, HD 209458. Fonte: https://www.nasa.gov/vision/universe/newworlds/Osiris_leaks.html

A segunda vertente desse trabalho de pesquisa é direcionada a aspectos físicos da atmosfera de planetas rochosos, particularmente os que influenciam a habitabilidade. A definição de Zona de Habitabilidade (Kasting, Whitmire & Reynolds, 1993) se baseia na possibilidade da existência de água no estado líquido na superfície do planeta, e leva em conta características intrínsecas de cada estrela. Dos mais de 3500 planetas descobertos desde 1995, alguns possuem massa, densidade e raio similares aos da Terra, e ficam dentro da Zona Habitável de suas respectivas estrelas (Vogt et al. 2010, Pepe et al. 2011, Wordsworth et al. 2011), o que os tornaria, em princípio, os melhores candidatos a planetas que contenham vida. As perguntas fundamentais no estudo são: como a excentricidade da órbita de um planeta rochoso na zona habitável influencia a sua temperatura superficial? E como a variação periódica do brilho em infravermelho de um planeta em órbita excêntrica pode nos dar informações sobre a atmosfera? A excentricidade se traduz num fluxo radiativo estelar variável e periódico, que em princípio pode causar variações fortes de temperatura superficial, retirando o planeta da zona habitável em parte da órbita (ver Figura 4); por outro lado, a camada de atmosfera, com sua capacitância térmica, amortece as variações de temperatura. Foram feitas diversas

simulações para estrelas de diferentes tipos espectrais, com planetas hipotéticos em órbitas de excentricidades diversas e com espessura atmosférica variável.

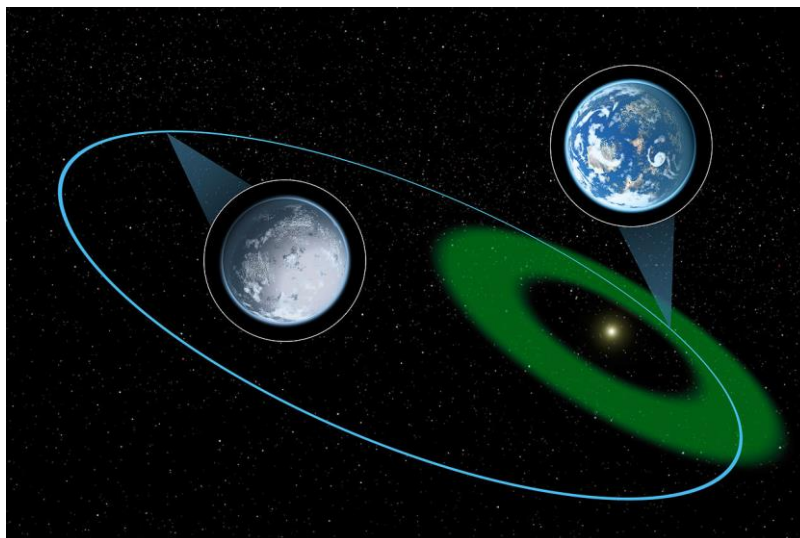


Figura 4 – Ilustração da órbita excêntrica de um planeta habitável, que entra e sai periodicamente da Zona Habitável.
Fonte: <https://www.nasa.gov/topics/universe/features/pia15800.html>

A última vertente versa sobre a formação de planetas gigantes gasosos. Pouco tempo depois da descoberta do planeta 51 Peg b, ficou aparente uma correlação entre a metalicidade estelar e a frequência de planetas gigantes gasosos (Fischer & Valenti, 2005, Gonzalez 1997, ver Figura 5). À medida que o espaço amostral de planetas descobertos foi ficando maior, essa correlação foi se tornando mais robusta (Mortier et al. 2012, Schlaufman and Laughlin, 2011, Sozzetti et al. 2009), e hoje é considerada a principal evidência observacional a favor do mecanismo de core accretion de formação planetária, visto que a origem comum do disco protoplanetário e da estrela dita que a metalicidade de ambos seja similar, e um disco com maior metalicidade terá mais material sólido para formar o núcleo rochoso de algumas massas da Terra, que passará então a capturar gás do disco em altas taxas, terminando por formar planetas gigantes gasosos.

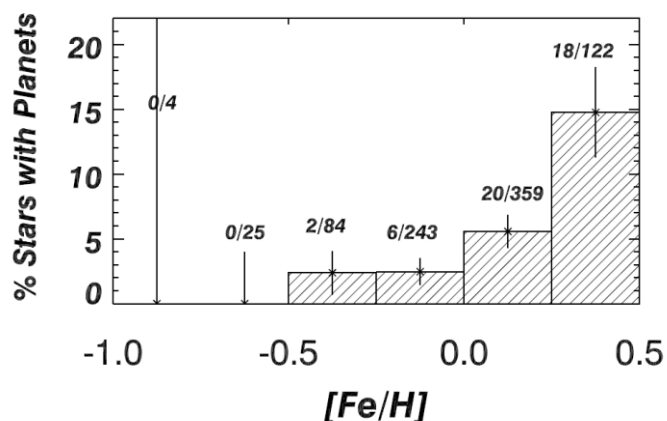


Figura 5 - Gráfico de Fischer & Valenti 2005

No nosso primeiro trabalho (Pinotti et al. 2005), assumimos o mecanismo de core accretion e usamos perfis radiais de temperatura e densidade superficial de discos protoplanetários, estabelecidos na literatura, para chegar a um locus ótimo de formação de planetas gigantes gasosos, que é função da metalicidade do disco (e, consequentemente, de sua estrela). A curva resultante, num gráfico de metalicidade versus semi-eixo maior do planeta gigante gasoso, foi denominada ZAPO (Zero Age Planetary Orbit), e os parâmetros da curva foram ajustados em função do espaço amostral de planetas descobertos na época e devidamente filtrado através de critérios específicos. A curva indica que o locus ótimo de formação, antes que o processo de migração se torne expressivo, se desloca, no disco, para órbitas mais longas, à medida que a metalicidade cresce. Atualmente, com o número de planetas descobertos passando de 3500, realizamos um trabalho de revalidação dos parâmetros da curva (Pinotti, Boechat-Roberty and Porto de Melo 2017), confirmamos a sua robustez, e estratificamos para várias faixas de massa estelar - o que não era possível há 11 anos atrás devido ao espaço amostral bem menor – para estudar a influência de variáveis físicas e químicas nos parâmetros da curva ZAPO.

2 – FORMAÇÃO DE MOLÉCULAS AO LONGO DA PERDA DE MASSA ATMOSFÉRICA DE HOT JUPITERS

A astroquímica, nas suas vertentes teórica, experimental e observacional, pode ser definida como uma ciência que objetiva investigar a formação, a destruição e a busca de moléculas em diversos ambientes astronômicos, sendo fundamental para a compreensão dos processos que levam à origem, evolução e distribuição de vida na Galáxia (Boechat-Roberty 2016).

Atualmente, mais de 200 moléculas já foram identificadas nos meios interestelar e circumstelar (http://www.astrochymist.org/astrochymist_ism.html), sem contar as identificadas em outros ambientes como cometas, atmosferas de exoplanetas e atmosferas de estrelas e anãs marrons. Os processos químicos que ocorrem em objetos astrofísicos, incluindo as camadas exteriores da atmosfera de planetas, podem ser divididos em processos em fase gasosa e de superfície, este último devido à presença de grãos de poeira nos meios interestelar, circumstelar e atmosféricos (Tielens 2006).

No presente estudo lidaremos com processos em fase gasosa. A Tabela 2 mostra os diversos tipos de reação em fase gasosa e ordens de grandeza de suas taxas de reação.

Reação	Representação	Taxa	Unidade	Observação
Fotodissociação	$AB + h\nu \rightarrow A + B$	10^{-9}	s^{-1}	(a)
Neutro-Neutro	$A + B \rightarrow C + D$	4×10^{-11}	$cm^3 s^{-1}$	(b)
Íon- Molécula	$A^+ + B \rightarrow C^+ + D$	2×10^{-9}	$cm^3 s^{-1}$	(c)
Transferência de carga	$A^+ + B \rightarrow A + B^+$	10^{-9}	$cm^3 s^{-1}$	(c)
Associação Radiativa	$A + B \rightarrow AB + h\nu$			(d)
Recombinação Dissociativa	$A^+ + e \rightarrow C + D$	10^{-7}	$cm^3 s^{-1}$	
Associação Colisional	$A + B + M \rightarrow AB + M$	10^{-32}	$cm^6 s^{-1}$	(c)
Separação Associativa	$A^- + B \rightarrow AB + e$	10^{-9}	$cm^3 s^{-1}$	(c)

Tabela 2 - Reações em fase gasosa e suas taxas. (a) taxa no campo de radiação sem proteção; (b) taxa na direção exotérmica e assumindo não haver barreira de ativação; (c) taxa na direção exotérmica; (d) taxa varia muito com a reação específica. Fonte: Tielens 2006

A astroquímica também tem um papel relevante no estudo de discos protoplanetários (van Dishoeck 2014) que contêm ambientes diversos onde diferentes tipos de molécula podem se formar. A Figura 6 mostra os vários processos físicos e químicos que ocorrem em discos protoplanetários, e as regiões que podem ser exploradas por observatórios atuais. A Figura 7 mostra a imagem de um disco protoplanetário com lacunas, que podem estar associadas à presença de planetas.

A composição química do gás de um disco protoplanetário tem influência, por exemplo, na composição da atmosfera primordial de planetas que nele são formados (Cridland, Pudritz & Alessi 2016, Bast et al. 2013).

Finalmente, a radiação estelar possui um papel fundamental na evolução das atmosferas planetárias, alterando sua composição, estrutura e espessura.

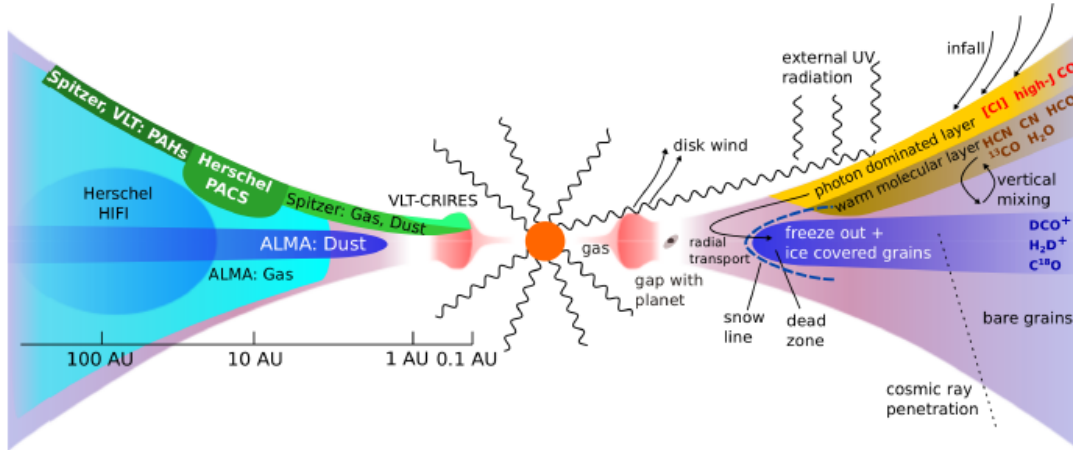


Figura 6 – Processos físicos e químicos em discos protoplanetários. Fonte: van Dishoeck 2016

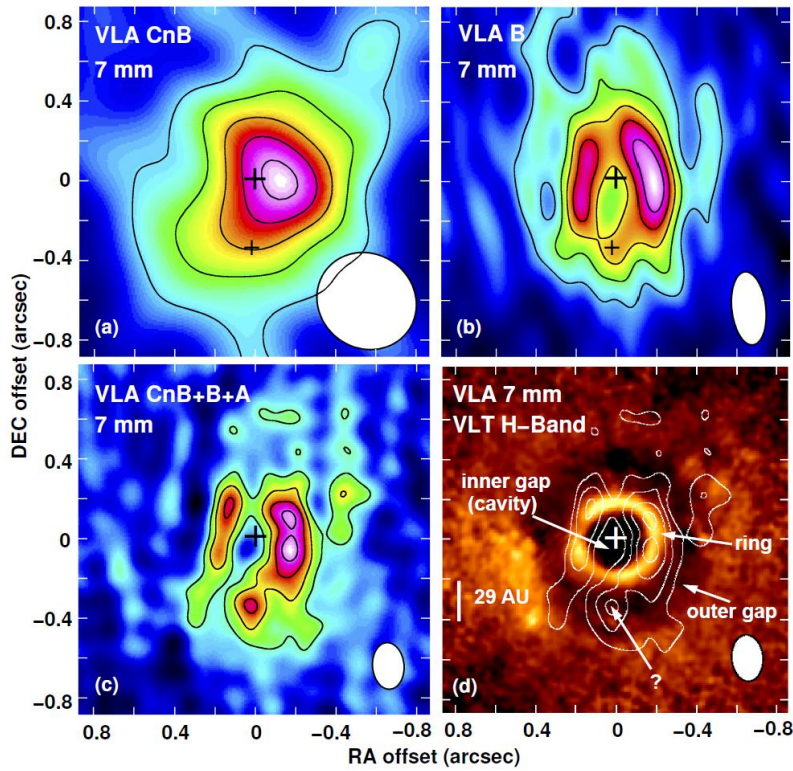


Figura 7 – Imagens do disco protoplanetário de HD 169142. Fonte: Osorio et al. (2014)

A caracterização de atmosferas de planetas extrassolares começou a colher frutos observacionais na década passada, com a obtenção de albedos, abundâncias químicas, perfis de temperatura, e até ventos. A obtenção de espectros dos planetas extrassolares é

o meio pelo qual essas propriedades podem ser inferidas (Madhusudhan et al. 2014, Burrows and Orton 2010). A Figura 8 mostra um esquema de caracterização de exoplanetas.

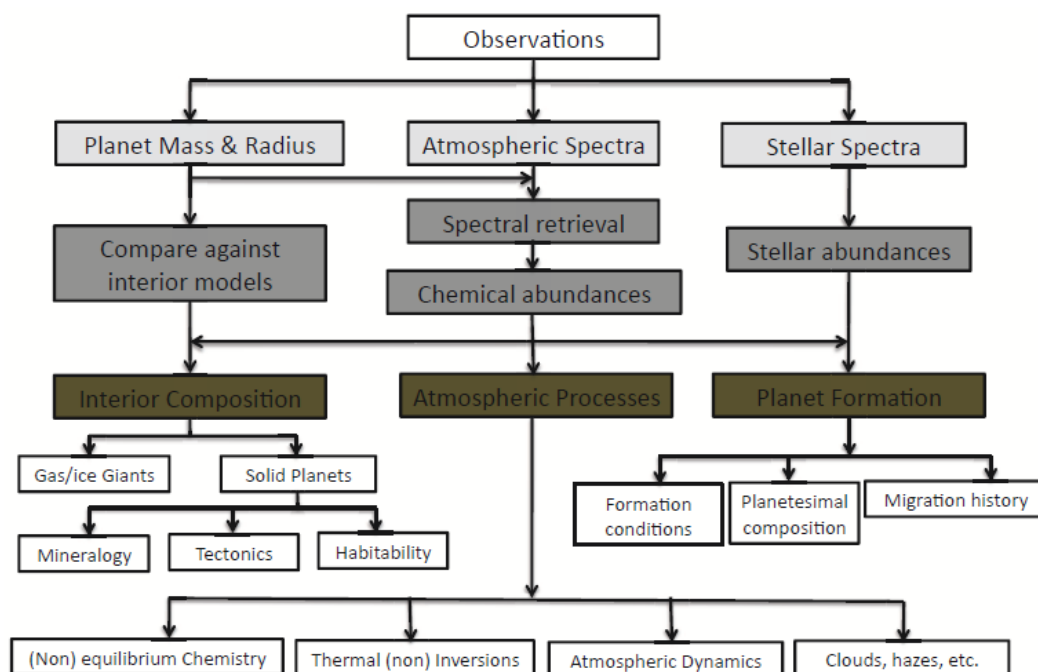


Figura 8 – Diagrama esquemático de caracterização de exoplanetas. Fonte: Madhusudhan et al. 2014

É interessante o fato de que, no nosso próprio Sistema Solar, a composição atmosférica dos gigantes gasosos e gelados ainda não é bem determinada, pois a condensação de moléculas contendo elementos importantes (principalmente o oxigênio) remove-os das camadas superiores da atmosfera, onde as observações alcançam. No caso dos Júpiteres e Netunos quentes que abundam na estatística de planetas descobertos, seria em princípio mais fácil, a partir de dados espectroscópicos, e assumindo equilíbrio termodinâmico (devido à alta temperatura), deduzir a composição atmosférica (molecular e consequentemente elemental) e sua estrutura vertical de pressão e temperatura. Entretanto, a premissa de equilíbrio termodinâmico só pode ser assumida para os mais quentes, devido à interferência de fotólise por radiação UV, mistura e advecção entre camadas. A Figura 9 mostra a estrutura de ventos e temperatura em HD 209458 b, como resultados de simulações computacionais. Como consequência desse fato, a cinética de centenas de reações individuais, químicas e fotoquímicas, controla a composição atmosférica.

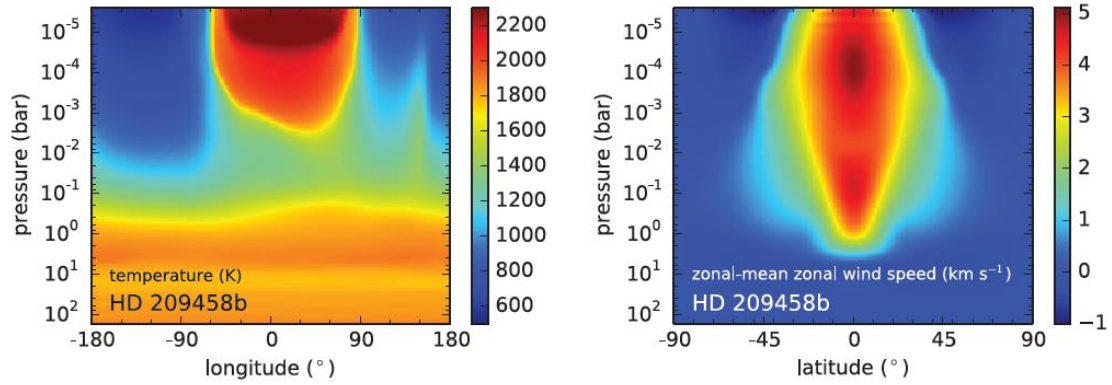


Figura 9 – Mapas de velocidade de vento e temperatura para o planeta HD 209458 b. Fonte: Venot and Agúndez 2015

As atmosferas planetárias possuem estruturas que são definidas por balanços de grandezas físicas (de Pater & Lissauer 2001). A relação entre temperatura, pressão e densidade é governada pelo balanço entre gravidade e pressão, sendo que em uma primeira aproximação a atmosfera é considerada em equilíbrio hidrostático. A estrutura térmica da atmosfera de um planeta, dT/dz , é definida pela eficiência de transporte de energia, que depende principalmente da opacidade ou profundidade ótica na camada considerada, que por sua vez depende de uma variedade de processos físicos e químicos.

Embora a composição química da atmosfera de planetas e satélites varie consideravelmente, o perfil vertical de temperatura é similar entre eles, salvo em atmosferas muito tênues. Da superfície do planeta, ou, no caso dos gigantes gasosos, da atmosfera profunda, a temperatura cai com a altitude; essa camada é chamada de troposfera. A troposfera termina na tropopausa, onde a temperatura atinge um mínimo. A partir daí começa a estratosfera. A camada seguinte à estratosfera é a mesosfera, uma camada com pouca variação de temperatura na vertical. Acima da mesopausa começa a termosfera, onde a absorção de radiação estelar de ondas curtas causa um aumento da temperatura com a altitude. A parte mais externa da atmosfera é a chamada exosfera, onde a colisão entre moléculas de gás são raras, e a velocidade de algumas delas permite-lhes escapar do potencial gravitacional do planeta. A exobase, no início da exosfera, é a altitude acima da qual a integral do produto da seção de choque colisional (σ) com a densidade numérica (N), de uma espécie em alta velocidade, é igual a um caminho livre:

$$\int_{z_0}^{\infty} \sigma N(z) dz \sim 1$$

A alta velocidade das espécies (moléculas, átomos, íons) se deve tanto a processos térmicos e não térmicos, como dissociação e recombinação dissociativa. No nosso estudo de perda de massa atmosférica de Hot Jupiters, apenas as camadas da termosfera e exosfera são consideradas.

2.1 - Hot Jupiters

O método de procura por exoplanetas via velocidade radial favorece a detecção de planetas maiores e/ou mais próximos da estrela (Perryman 2011). Portanto, olhando em retrospecto, não é surpresa que o primeiro planeta descoberto ao redor de uma estrela da sequência principal, 51 Peg b, tenha sido um Hot Jupiter, com uma massa mínima de $0,47 M_J$, e com semi-eixo maior da órbita de apenas $0,052 \text{ UA}$. Melhorias na sensibilidade do método, além do sucesso crescente de outros métodos, particularmente o de trânsito, permitiram uma estatística menos tendenciosa dos exoplanetas, onde os Hot Jupiters aparecem como minoria. Ainda assim, os Hot Jupiters representam cerca de 20% dos planetas descobertos, e estima-se que estão presentes em 1,2% de todas as estrelas de tipo espectral F, G e K na vizinhança do Sol (Wright et al. 2012), embora essa estimativa ainda não esteja consolidada (Wang J. et al. 2014).

Apesar do papel menor dos Hot Jupiters na população de exoplanetas, a sua existência impulsionou uma vasta literatura de pesquisa, principalmente em teorias de formação e migração planetária, já que pensa-se que eles se formaram em locais mais distantes do disco protoplanetário, com subsequente migração (Perryman 2011, Lubow and Ida, 2010). Estudos da composição atmosférica de gigantes gasosos extra-solares foram efetuados nos planetas que transitam as estrelas, através de espectroscopia e fotometria durante os trânsitos primário e secundário, e ao longo da curva de fase. Os planetas que transitam (ver Figura 10) oferecem também a vantagem de que suas massas e densidades são definidas com precisão; já que a órbita é quase paralela à nossa linha de

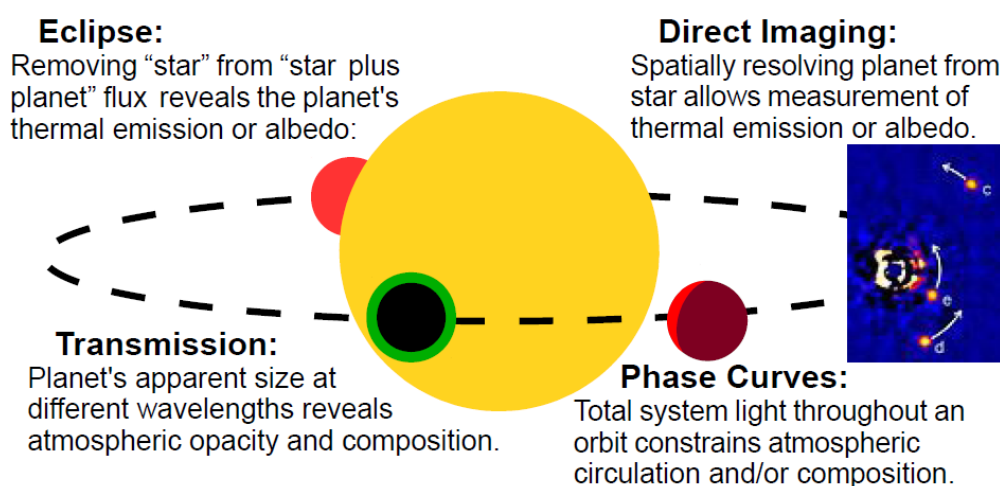


Figura 10 - Ilustração das técnicas observacionais para o estudo da atmosfera de planetas extrassolares. Fonte: Crossfield (2015)

visada, a massa mínima do planeta dada pelo método de velocidade radial se aproxima da massa verdadeira; e a curva do trânsito fornece o raio do planeta, e, consequentemente, sua densidade média.

O Hot Jupiter que transita mais estudado até o momento é provavelmente HD 209458 b (Linsky et al., 2010). A estrela HD 209458 é do tipo espectral G0 V, e fica relativamente próxima do Sol, a 47 pc de distância. O planeta, com uma massa de $0.64 M_J$, tem raio de órbita de 0,0475 UA. A primeira detecção de atmosfera em um planeta extra-solar foi feita por Charbonneau et al. (2001) durante um trânsito de HD 209458 b. Muitas moléculas foram descobertas em sua atmosfera desde então (Schneider et al. 2011, Swain et al. 2009).

Vidal-Madjar et al. (2003) descobriram que o fluxo da linha Lyman- α da estrela HD 209458 era reduzida em cerca de 15% durante o trânsito primário de Osiris, um valor muito superior à redução de 1,5% pelo disco do planeta, e que o hidrogênio nessa “atmosfera estendida” possui velocidades entre -130 a $+100 \text{ km s}^{-1}$. Eles concluíram que o planeta está perdendo hidrogênio (HI) para o espaço, e uma detecção subsequente de cerca de 13% de absorção na linha de OI, e de cerca de 7,5% na linha de CII (Vidal-Madjar et al. 2004) confirmou essa conclusão. O fato de que elementos pesados também foram detectados a altas altitudes em Osiris, inclusive SiIII (Linsky et al. 2010), levou à conclusão de que a atmosfera desse planeta está em estado de “blow-off” (Bourrier and Lecavelier des Etangs, 2013), ou seja, elementos leves escapando da atmosfera arrastam elementos pesados que não possuem, por si só, energia cinética suficiente para o escape. A Figura 11 ilustra a perda de massa de Hot Jupiters.

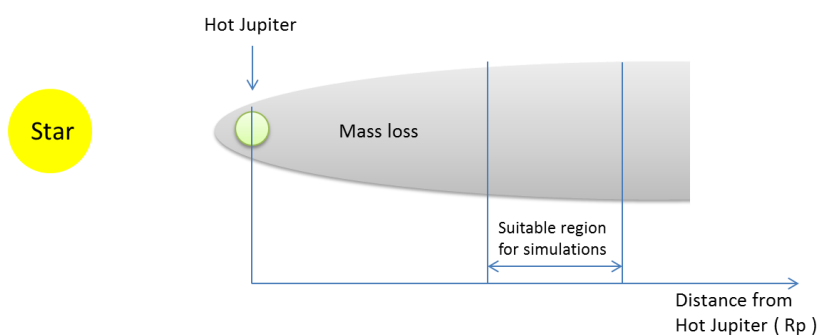


Figura 11. Ilustração da perda de massa de Hot Jupiters. As dimensões não estão em escala

Após essa descoberta, verificou-se que o Hot Jupiter HD 189733 b, orbitando uma estrela próxima (19,3 pc) de tipo espectral K 1.5V, também exibe perda de massa (Lecavelier des Etangs et al., 2010, Bouchy et al. 2005). Muitas moléculas foram descobertas em sua atmosfera, como H_2O , CO_2 e CH_4 (Kok et al. 2013, Tinetti et al. 2007, Swain, Vasisht and Tinetti 2008).

Suspeita-se que outros Hot Jupiters também estejam perdendo massa, incluindo WASP-12 b (Li et al. 2010, Maciejewski et al. 2011) e 55 Cnc b (Ehrenreich et al. 2012). O planeta 55 Cnc b, com uma distância orbital média de 0,115 UA, viola ligeiramente o limite formal de distância de um Hot Jupiter (0,1 UA). Ele faz parte de um rico sistema de cinco planetas (von Braun et al. 2011) orbitando uma estrela próxima (12,3 pc) de tipo espectral G8V.

2.2 – Modelos de perda de massa

A modelagem de perda de massa atmosférica de Hot Jupiters é complexa, porque há muitos fatores importantes, alguns deles ainda mal compreendidos. A radiação XUV incidente (raios-X + EUV, ou UV extremo), responsável pelo aquecimento e expansão da atmosfera, não é diretamente mensurável, visto que a radiação EUV é fortemente absorvida pelo hidrogênio atômico e molecular no Meio Interestelar; o vento estelar variável também tem um papel, bem como forças de maré (Garcia-Muñoz 2007), interação entre os campos magnéticos estelar e planetário (Strugarek et al. 2014, Lanza 2013), e magnetohidrodinâmica (Tanaka, Suzuki and Inutzuka 2014). Portanto, há uma variabilidade considerável nos resultados dos modelos da literatura para HD 209458 b (Lammer et al. 2003; Lecavelier des Etangs et al. 2008; Garcia Muñoz 2007; Penz et al. 2008; Guo 2011, 2013; Murray-Clay et al. Koskinen et al. 2013a,b), que predizem uma taxa de perda de massa na faixa de 10^9 - 10^{11} g s⁻¹. Até o momento, nenhum modelo levou em conta todas as variáveis mencionadas.

Garcia-Muñoz (2007) modelou a aeronomia física e química de HD 209458 b, e concluiu que, além de uns poucos raios planetários, todos os elementos estão fortemente ionizados, com a premissa de que o espectro da estrela é idêntico ao do Sol, e usando uma rede de 223 reações e 46 espécies.

Mais recentemente, Bourrier e Lecavelier des Etangs (2013) desenvolveram um modelo 3D de perda de massa atmosférica de HD 209458 b e HD 189733 b, que leva em consideração a pressão de radiação, ionização, auto-proteção radiativa e interação com vento estelar. O fato de que eles modelaram apenas HI não exclui o modelo de uso para outras espécies mais pesadas (Bourrier, LeCavelier des Etangs & Vidal-Madjar 2014). Por exemplo, Koskinen et al. (2013b) conclui que, para o caso de HD 209458 b, espécies neutras com massa inferior a 130 a. m. u. se deslocam junto com o hidrogênio, já que a separação por difusão é inibida.

A Tabela 3 resume os resultados de modelos teóricos recentes voltados para HD 209458 b, referentes a perfis radiais de densidade de HI, velocidade e temperatura, que serão usados nas simulações de reações químicas e fotoquímicas.

2.3 – Correção para as constantes de reação fotoquímicas devido ao campo de radiação das estrelas com Hot Jupiters

As constantes de reação fotoquímicas na base de dados do UMIST são estimadas para o campo de radiação interestelar (McElroy et al. 2013), portanto elas devem ser corrigidas para o ambiente de Hot Jupiters, onde o campo de radiação UV é muitas ordens de grandeza superior. Para isso, nós modelamos o campo de radiação de estrelas de interesse, considerando-as como corpos negros, e integrando através da faixa FUV, que se estende entre 6 e 13,6 eV, onde as moléculas são ionizadas. Os fluxos resultantes, em fótons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, são então divididos pelo fluxo do meio interestelar de 10^8 fótons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (Boechat-Roberty et al. 2009), resultando no fator de correção multiplicativo C .

Reference	HI Velocity profile (km s^{-1})	Temperature profile (K)	HI Density profile (cm^{-3})
Bourrier and Lecavelier des Etangs (2013)	0 to 100 in 5 h		1.3×10^6 at $2.8 R_p$ to 1×10^1 at $20 R_p$ *
Guo (2013,2011)	0 to 18 between 1 and $5 R_p$	$\text{Log}(T) = 3.8$ at $3.5 R_p$; $\text{log}(T) = 3.7$ at $5 R_p$	$\text{Log}(n) = 6.2$ at $3 R_p$; $\text{log}(n) = 5.3$ at $5 R_p$
Koskinen et al. (2013a)	10 to 30 between 5 and $20 R_p$ **	8×10^3 at $4 R_p$ to 3×10^3 at $11 R_p$ **	10^7 at $3 R_p$ to 10^6 at $5 R_p$
Murray-Clay et al. (2009)	0 to 15 between 1 and $5 R_p$	$\text{Log}(T) = 3.7$ at $3.5 R_p$, $\text{log}(T) = 3.53$ at $5 R_p$	$\text{Log}(n) = 6.1$ at $3 R_p$; $\text{log}(n) = 5.2$ at $5 R_p$
Penz et al. (2008)	3 to 8 between 3 and $5 R_p$	4100 at $3 R_p$ to 2500 at $5 R_p$	10^7 at $3 R_p$ to 7×10^5 at $5 R_p$
Garcia-Muñoz (2007)	10 to 20 between 5 and $15 R_p$	6×10^3 at $5 R_p$ to 3×10^3 at $15 R_p$ &	

Tabela 3. Parâmetros de modelos da literatura para a perda de massa atmosférica de HD 209458 b; * comunicação privada

Ao usarmos um modelo de corpo negro para a região UV de uma estrela parecida com o Sol, que é o caso de HD 209458, o fluxo de fótons UV resultante é considerado superestimado, já que o espectro real deve conter muitas linhas de absorção (de Pater e Lissauer 2001). A Tabela 4 mostra os resultados para HD 209458 b e um número de Hot Jupiters selecionados, com fatores de correção variando entre 10^6 e 10^{10} .

Um fator de correção mais realista requereria a contribuição dos raios-X ($1 < \lambda < 100 \text{ \AA}$) e EUV ($100 < \lambda < 912 \text{ \AA}$), gerados por processos não térmicos na corona de estrelas a partir da rotação estelar, que diminui com a idade. Mas já que a radiação EUV é quase totalmente absorvida pelo hidrogênio atômico e molecular no meio interestelar, foram construídas correlações baseadas nas poucas medições disponíveis. A Tabela 5 mostra os resultados de medições de luminosidades de raios-X (5-100 $\text{\AA}$) e EUV (100-912 $\text{\AA}$) de três Hot Jupiters, obtidas pelos observatórios XMM-Newton e Chandra (Sanz-Forcada 2011).

Como esperado, a estrela 55 Cnc ($\sim 10,2$ Gyr), apresenta uma luminosidade XUV (raios-X + EUV) menor que a de HD 209458 (~ 4 Gyr), e muito menor que a de HD 189733 ($\sim 0,6$ Gyr). Esses dados serão usados para as simulações, na seção 4.

Planeta	T_{eff} da estrela (K)	R^*/R_{Sol}	$M_{\text{planeta}}(M_J)$ e $R_{\text{planeta}}(R_J)$	ρ/ρ_J	Semi-eixo maior (AU)	Fator de correção C
HD 209458 b	6075	1.146	0.64 - 1.38	0.24	0.04747	10^9
HD 189733 b	4980	0.788	1.138 - 1.138	0.77	0.03142	10^8
55 Cnc b	5196	0.943	0.8 - ?	-	0.1134	10^7
WASP-12 b	6300	1.599	1.404 - 1.736	0.27	0.023	10^{10}
CoRoT-10 b	5075	0.79	2.75 - 0.97	3.01	0.1055	10^7
CoRoT-20 b	5880	0.92	4.24 - 0.84	7.15	0.0902	10^8
HAT-P-12 b	4650	0.7	0.211 - 0.959	0.24	0.038	10^7
HAT-P-43 b	5645	1.104	0.66 - 1.283	0.31	0.044	10^9
HD 149026 b	6147	1.5	0.356 - 0.718	0.96	0.043	10^{10}
Kepler-15 b	5595	0.992	0.66 - 0.96	0.75	0.0571	10^9
Kepler-45 b	3820	0.59	0.505 - 0.96	0.57	0.027	10^6

Tabela 4. Parâmetros planeta-estrela e fator de correção multiplicativo para Hot Jupiters selecionados. Dados dos parâmetros obtidos em <http://exoplanet.eu>

Planet	$\log L_X$ (erg s^{-1})	$\log L_{\text{EUV}}$ (erg s^{-1})	$\log F_X$ ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	$\log F_{\text{EUV}}$ ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	F_X (photons $\text{cm}^{-2} \text{s}$)	F_{EUV} (photons $\text{cm}^{-2} \text{s}$)
55 Cnc b	26.65	27.49	1.08	1.92	$\sim 10^{10}$	$\sim 10^{12}$
HD209458 b	< 26.40	< 27.74	< 1.60	< 3.29	$\sim 10^{11}$	$\sim 10^{14}$
HD189733 b	28.18	28.48	3.73	4.03	$\sim 10^{13}$	$\sim 10^{14}$

Tabela 5. Luminosidades em raios-X e EUV para estrelas selecionadas, e fluxos calculados para seus respectivos Hot Jupiters. Fonte para as luminosidades: Sanz-Forcada et al. 2011

2.4 – Razões C/O em Hot Jupiters

O estudo da razão C/O em Hot Jupiters é importante para teorias de formação planetária e migração (Johnson et al. 2012, Öberg et al. 2011, Stevenson & Lunine, 1988, Ida & Lin 2004, Pollack et al. 1996), visto que a temperatura de condensação da mistura de substâncias voláteis e refratárias disponíveis, cuja abundância relativa é definida pela razão C/O, irá ditar o perfil radial de densidade de gelos e poeira, que formam a maior parte dos núcleos de gigantes gasosos e a maior parte da massa dos planetas rochosos, respectivamente. Ela também é fundamental para a modelagem da atmosfera de Hot Jupiters, já que a razão C/O em atmosferas ricas em hidrogênio irá definir a abundância relativa de várias moléculas identificáveis espectroscopicamente, bem como o perfil de temperatura. Alguns estudos de Hot Jupiters que transitam indicam que há desvios consideráveis da abundância solar (Line et al. 2014, Madhusudhan 2012, Madhusudhan et al. 2011), com razões C/O consideravelmente maiores do que o valor solar. Madhusudhan (2102) propôs a razão C/O e a irradiação (ou temperatura) como os dois principais fatores que ditam a estrutura e a química atmosféricas.

Outra estratégia para o estudo da razão C/O em exoplanetas em geral é a avaliação da razão C/O nas estrelas, que, junto com a metalicidade e a abundância de elementos refratários, provê um ponto de partida mais robusto para inferências sobre probabilidade de formação planetária, composição, e, talvez, da localização ótima dos gigantes gasosos (Nissen 2013, Ghezzi et al. 2010, Meléndez et al. 2009, Fischer & Valenti 2005, Pinotti et al. 2005). Mas essa estratégia é motivo de debate; por exemplo, Delgado Mena et al. (2010) estimaram um valor alto para a razão C/O de 55 Cnc (1,12), o que levou à suposição de que o interior da super-terra 55 Cnc e possa ser também rica em carbono (Madhusudhan, Lee & Mousis 2012). Mas o valor alto da razão C/O de 55 Cnc foi contestada por Teske et al. (2013), que encontraram um valor de 0,78, argumentando que a avaliação da abundância de oxigênio requer uma análise muito mais detalhada do que é normalmente praticada. Mais recentemente, Teske et al. (2014) publicaram uma lista de razões C/O de estrelas com Hot Jupiters que transitam, indicando que medições anteriores podem estar superestimadas. A Tabela 6 lista os seus resultados. O trabalho deles também dá suporte à evidência de uma correlação entre a razão C/O e Fe/H (Nissen 2013).

Line et al. (2014) fizeram um estudo de razão C/O para exoplanetas que transitam (ver Tabela 7), baseando-se em espectroscopia de eclipse secundário, e encontraram um valor de $C/O = 1$ para HD 209458 b, o que está de acordo com o resultado de $C/O \geq 1$ encontrado por Madhusudhan e Seager (2009), embora o valor de C/O da estrela HD 209458 seja aparentemente baixo (Johnson et al. 2012).

O objetivo nessa seção não é exaurir a discussão corrente sobre a razão de C/O de estrelas e de seus planetas, mas justificar as nossas escolhas de razão de C/O usadas nas simulações, baseadas em evidências observacionais. Da exposição prévia nós

concluimos que é razoável supor que alguns Hot Jupiters, além de HD 209458 b, podem de fato possuir uma alta razão de C/O, que se aproxime ou mesmo ultrapasse o valor de 1,00, através de enriquecimento de carbono durante a formação planetária. Portanto, nós usaremos uma faixa de valores de razão C/O para HD 209458 b.

Finalmente, vale a pena mencionar que o próprio planeta Júpiter pode possuir um valor de razão C/O maior que a solar (Mousis et al. 2012, Wang e Lunine 2012); a principal incerteza sobre a avaliação dessa razão nos gigantes gasosos do Sistema Solar está relacionada à condensação de H₂O nos níveis atmosféricos mais profundos devido à baixa temperatura (Wang D. et al. 2015).

Star	C/O ratio
CoRoT-2	0.47±0.09
TrES-4	0.46±0.08
TrES-2	0.41±0.05
WASP-2	0.55±0.11
WASP-12	0.48±0.08
XO-2N	0.65±0.20
XO-2S	0.65±0.19
XO-1	0.43±0.07
TrES-3	0.29±0.09
HD 189733	0.90±0.15
HD 149026	0.55±0.08
HD 80606	0.66±0.12
HAT-P-7	0.42±0.14
HAT-P-13	0.76±0.11
HAT-P-1	0.58±0.06
HAT-P-16	0.58±0.08
WASP-32	0.47±0.09

Tabela 6. Razões C/O para estrelas com Hot Jupiters que transitam, com a exceção de XO-2S. Fonte: Teske et al. (2014)

Planet	C/O (best fit)	C/O (68% interval)
HD189733b	0.85	0.47 - 0.90
HD209458b	1	1.00 – 1.00
GJ436b	1	0.5 – 1.0
HD149026b	0.55	0.45 – 1.0
WASP-12b	0.51	0.30 – 1.00
WASP-19b	0.99	0.26 – 6.33
WASP-43b	1	0.5 – 1.0
TrES-2b	0.20	0.021 – 8.25
TrES-3b	0.22	0.0004 – 0.97

Tabela 7. Razões C/O para exoplanetas. Fonte: Line et al. 2014

2.5 – Benzeno e PAHs

Desde a formulação da hipótese dos Hidrocarbonetos Policíclicos Aromáticos (PAHs), mais de trinta anos atrás (Léger & Puget 1984, Allamandola et al. 1985, Tielens 2011) de forma a explicar as bandas de emissão intensas no infra-vermelho médio de uma grande variedade de objetos astrofísicos, muitos estudos, tanto observacionais quanto experimentais e teóricos, têm corroborado a hipótese, e também desenvolvido técnicas para a compreensão das características físicas e químicas das fontes, como temperatura, razão C/O, densidade, presença de choques e campo radiativo, baseando-se na complexidade das bandas de emissão de PAHs. Esta complexidade, por sua vez, se deve à riqueza da família de PAHs, tanto em número de carbonos quanto nas possibilidades de configuração molecular, incluindo mistura de grupos alifáticos e aromáticos (Kwok and Zhang 2013), vários estados de ionização (Sloan et al. 1999, Maaskant et al. 2014), e a presença de hetero-átomos como o nitrogênio (formando a sub-classe dos PANHs) (Hudgins, Bauschlicher, and Allamandola, 2005) e clusters/complexos com ferro (Simon et al. 2011).

A presença de PAHs no meio interestelar deve-se tanto à alta abundância de carbono, quanto à sua capacidade de polimerização, e à grande estabilidade do anel benzênico, o que lhes confere uma resistência diferenciada ao campo de radiação interestelar, frente a outros tipos de molécula. Pinotti (2003) estudou a estabilidade do Naftaleno, Antraceno e Fenantreno, no Laboratório de Impacto de Fótons e Elétrons (LIFE) da UFRJ. Os três foram submetidos ao espectrômetro de massa por tempo-de-vôo usando como fonte de ionização uma lâmpada de HeI ($h\nu=21,21$ eV), com o objetivo de

estudarmos a estabilidade frente à radiação UV de alta energia, presente em objetos como Regiões HII e Nebulosas Protoplanetárias. O Fenantreno foi também estudado no espectrômetro de perda de energia de elétrons, usando um feixe de 1 keV, com o objetivo de obtermos o seu perfil de fotoabsorção numa ampla faixa da região UV. As Figuras 12 e 13 mostram alguns dos resultados desse trabalho.

Por outro lado, a convolução resultante de linhas de estiramento e contorção das ligações C-C e C-H da miríade de PAHs também é responsável pela falta de evidência observacional de moléculas individuais de PAH, com a exceção do Benzeno (Cernicharo et al. 2001), a molécula aromática mais simples, fullerenos (Cami et al. 2010, García-Hernández et al. 2012), uma inferência da presença de antraceno/pireno na nebulosa protoplanetária Red Rectangle (Vijh, Witt & Gordon 2004), e uma identificação não confirmada do cátion do Naftaleno (Iglesias-Groth, González Hernández & Manchado, 2012). Apesar disso, estima-se que os PAHs contenham uma fração considerável de todo o carbono do Meio Interestelar (Boulanger 1999).

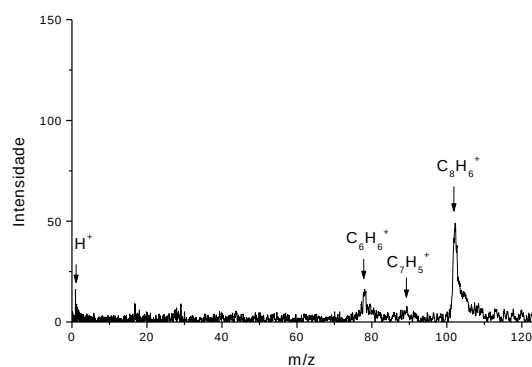


Figura 12 - Espectro TOF do Naftaleno. Fonte: Pinotti 2003

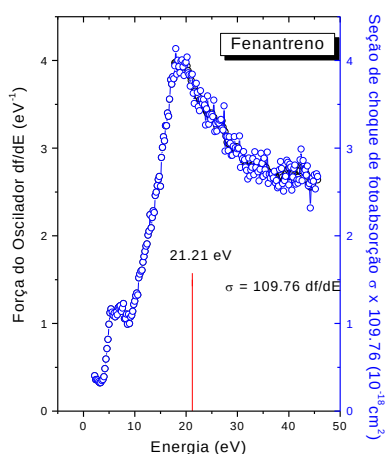


Figura 13 - Espectro de fotoabsorção normalizado do Fenantreno, obtido a partir de espectroscopia EELS. Fonte: Pinotti 2003

Acredita-se que a principal fonte de PAHs para o meio interestelar sejam as estrelas AGB ricas em carbono, cujos ventos estelares possuem também temperatura e densidade adequados às reações químicas de formação (Cherchneff 2011). Embora bandas de emissão não identificadas em infra-vermelho (UIR) tenham sido detectadas em alguns desses objetos, e atribuídas à excitação de PAHs pela absorção de radiação UV, a falta de detecção de bandas UIR na maioria desses objetos se deve provavelmente ao fato de que, para os PAHs emitirem, precisam ser excitados com radiação UV, e a temperatura superficial de AGB é baixa demais (~ 3000 K) para a produção de um campo UV substancial.

Entretanto, a perda de massa atmosférica de Hot Jupiters com alta razão C/O poderia ser uma nova região de formação de PAHs, onde o campo de radiação UV é forte o suficiente para excitar as moléculas formadas, permitindo como consequência a formação de bandas de emissão em IR, e a identificação de moléculas de PAH específicas.

2.5.1 – Formação e destruição de C_6H_6

A família de Hidrocarbonetos Policíclicos Aromáticos (PAHs) é familiar na Terra, sendo encontrada no petróleo, carvão, e nos gases de exaustão da queima de combustíveis fósseis em geral. No Sistema Solar, apenas o PAH mais simples, benzeno, foi identificado fora da Terra: na atmosfera dos planetas Júpiter e Saturno (Kim et al. 1985, Bézard et al. 2001), e do satélite Titã (Coustenis et al. 2003, Vinatier et al. 2007). Fora do Sistema Solar, sua identificação ocorreu na nebulosa proto-planetária CRL 618 (Cernicharo et al. 2001).

A formação de benzeno é a etapa cinética limitante na química de formação dos PAHs, e portanto muitos estudos de laboratório e simulações foram realizados com o fim de estimar a abundância de benzeno em objetos astronômicos. Woods et al. (2002) simulou a formação de benzeno na CRL 618, usando uma rota de reações íon-molécula, baseada em altas abundâncias de HCO^+ e C_2H_2 (ver Tabela 8), e num alto fluxo de radiação ionizante oriunda da estrela central. A etapa final dessa rota é a recombinação dissociativa do íon $c-C_6H_7^+$, que, estima-se, é a mesma na formação de benzeno na atmosfera de Titã (Vuitton et al. 2008). Estudos experimentais feitos por Hamberg et al. (2011) concluíram que essa etapa final pode ser considerada também o passo final na síntese de benzeno no Meio Interestelar e nas atmosferas planetárias.

$HCO^+ + C_2H_2 \rightarrow C_2H_3^+ + CO$ (1)
$C_2H_3^+ + C_2H_2 \rightarrow C_4H_3^+ + H_2$ (2)
$C_4H_3^+ + C_2H_2 \rightarrow c-C_6H_5^+ + h\nu$ (3)
$c-C_6H_5^+ + H_2 \rightarrow c-C_6H_7^+ + h\nu$ (4)
$c-C_6H_7^+ + e^- \rightarrow c-C_6H_6 + H$ (5)

Tabela 8. Etapas da formação de benzeno no ambiente de CRL 618, Segundo Woods et al. (2002)

Os mecanismos químicos usados nas simulações de formação de benzeno no ambiente de AGBs ricas em carbono são baseados em estudos de chamas de acetileno (Cherchneff 2011) e envolvem radicais (ver Tabela 9) assumindo que a ionização por radiação é desprezível. Entretanto, como mostrado na seção 2.1, o ambiente na perda de massa atmosférica de Hot Jupiters é dominado por um campo de radiação UV intenso, e portanto o mecanismo íon-molécula proposto por Woods et al. (2002) foi o escolhido para as nossas simulações.

Reaction
$C_3H_3 + C_3H_3 \rightarrow C_6H_6$
$C_3H_3 + C_3H_3 \rightarrow C_6H_5 + H$
$1-C_4H_3 + C_2H_2 \rightarrow C_6H_5$
$1-C_4H_5 + C_2H_2 \rightarrow C_6H_6 + H$

Tabela 9. Mecanismo de formação de benzeno em chama de acetileno. Fonte: Cherchneff (2011)

A compreensão dos mecanismos de fotoionização e fotodissociação do benzeno é importante para as estimativas de taxas líquidas de produção (formação – destruição) em ambientes astrofísicos. Boechat-Roberty et al. (2009) estudaram a interação de benzeno com raios-X e radiação UV, usando radiação síncrotron acoplada a um espectrômetro de massa por tempo de voo. A Figura 14 mostra o espectro de massa obtido em 21,21 eV e 289 eV, confirmando a estabilidade relativa do benzeno sob radiação UV onde o íon $C_6H_6^+$ é preponderante sobre os poucos fragmentos, e a sua vulnerabilidade frente à radiação de raios-X, que produz muitos e abundantes fragmentos.

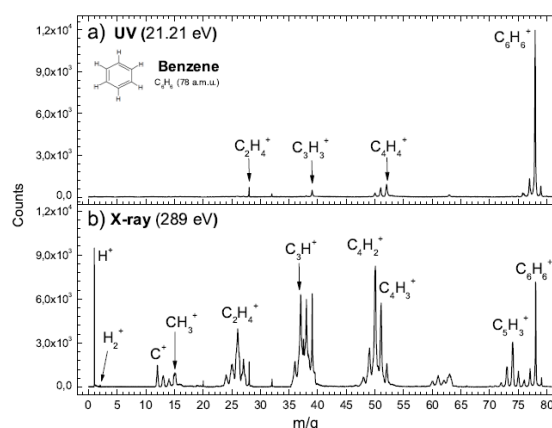


Figura 14 - Resultados de Boechat-Roberty et al. (2009)

Este trabalho experimental permitiu a estimativa das seções de choque de fotoionização e fotodissociação do benzeno, nas faixas UV e raios-X, através das formulas (1) e (2):

$$\sigma_{ph-i} = \int_{E_1}^{E_2} \sigma_{ph-i}(E) dE \quad (1)$$

$$\sigma_{ph-d} = \int_{E_1}^{E_2} \sigma_{ph-d}(E) dE \quad (2)$$

Com as seções de choque e fluxo de fótons disponíveis podemos estimar as constantes de reação (k_{ph-i} , k_{ph-d} , s^{-1}) através das equações (3) e (4):

$$k_{ph-i} = \int_{E_1}^{E_2} \sigma_{ph-i}(E) f(E) dE \quad (3)$$

$$k_{ph-i} \sim [\int_{E_1}^{E_2} \sigma_{ph-i}(E) d(E)] f \sim \sigma_{ph-i} f$$

$$k_{ph-d} = \int_{E_1}^{E_2} \sigma_{ph-d}(E) f(E) dE \quad (4)$$

$$k_{ph-d} \sim [\int_{E_1}^{E_2} \sigma_{ph-d}(E) dE] f \sim \sigma_{ph-d} f$$

onde f é o fluxo de fótons integrado ($\int_{E_1}^{E_2} f(E) dE$, fótons $cm^{-2} s^{-1}$). A Tabela 10 resume os resultados para as seções de choque integradas de fotoionização e fotodissociação do benzeno, incluindo valores tirados da literatura. As constantes de reação vão depender do fluxo em UV e raios-X de um ambiente particular, no nosso caso a atmosfera exterior de Hot Jupiters, sujeita ao campo de radiação de suas respectivas estrelas.

Faixa de energia (eV)	Seção de choque de fotoionização (σ_{ph-i} , cm^2)	Seção de choque de fotodissociação (σ_{ph-d} , cm^2)	Fonte
280-310	1.2×10^{-18}	3.8×10^{-17}	Boechat-Roberty et al. (2009)
6-13.6		1.5×10^{-18}	Woods & Willacy (2007)
6-13.6		8.1×10^{-18}	Ruiterkamp et al. (2005)
6-13.6	1.5×10^{-17}		Allain, Leach & Sedlmayr (1996)

Tabela 10. Seções de choque de fotoionização e de fotodissociação do benzeno, em UV e raios-X

2.6 – Construindo as simulações

Para simularmos os cenários de reações químicas ao longo da perda de massa atmosférica do Hot Jupiter HD 209458 b, os perfis radiais de densidade de hidrogênio, velocidade e temperatura, discutidos na seção 2.1, foram usados no modelo radial 1D, representado pela equação 5:

$$\frac{d}{dr}[\rho v(x_i)] = \sum \Omega_n \quad (5)$$

onde Ω_n representa a taxa de reação de uma reação particular n que produz ou consome a espécie i , x_i é a abundância da espécie i , v é a velocidade radial da perda de massa, ρ é a densidade numérica de hidrogênio. Tanto v quanto x_i e ρ são funções da distância radial r ($x_i = x_i(r)$, $\rho = \rho(r)$ e $v = v(r)$). As constantes de reação para as reações Ω_n são definidas de acordo com o formalismo da base de dados UMIST (McElroy et al. 2013):

$$k_n = \alpha_n \left(\frac{T}{300} \right)^{\beta_n} \exp\left(\frac{-\gamma_n}{T}\right)$$

em unidade de $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, para reações de dois corpos, onde T (K) é a temperatura do gás ($T = T(r)$) e α_n , β_n e γ_n são os parâmetros disponíveis na base de dados; para reações fotoquímicas, as constantes de reação são dadas pela fórmula:

$$k_{\text{phot},n} = \alpha_n \exp(-\gamma_n A_V)$$

onde α_n representa a constante de reação num ambiente sem proteção do campo de radiação UV interestelar, e γ_n e A_V são parâmetros que levam em consideração a extinção no UV e no visível respectivamente.

Já que a temperatura também varia com a distância ($T = T(r)$), segue-se que as constantes de reação variarão com a distância ($k_n = k_n(r)$ and $k_{\text{phot},n} = k_{\text{phot},n}(r)$).

Nós rodamos as simulações usando 566 reações da base de dados UMIST, envolvendo 56 espécies contendo H, He, C e O. A Tabela 11 mostra a lista das espécies consideradas. As simulações foram modeladas em MATLAB, acoplado ao solver DASSLC (Differential Algebraic System Solver in C) adaptado ao uso em MATLAB (Secchi 2010), que integra o conjunto de 53 equações diferenciais (os perfis de HI, HeI e H₂ são predeterminados).

As informações do perfil radial de densidade de hidrogênio foram obtidas de Bourrier and Lecavelier des Etangs (2013) pois é a única simulação feita especificamente para a exosfera; o perfil de velocidade foi obtido de Vidal-Madjar et al. (2003), e o de temperatura através de extrapolação dos modelos hidrodinâmicos que constam da Tabela 1. A Tabela 12 mostra os perfis escolhidos; o ponto inicial das simulações foi a 6,9 R_p (1 $R_p = 1$ raio do planeta), onde a temperatura fica em torno de 2000 K, o limite onde a água sofre dissociação térmica; o ponto final foi em 27,5 R_p , onde a densidade de hidrogênio é baixa o suficiente para que as taxas de reação química passem a ser sobrepujadas pelas taxas de reação de fotodissociação. Com essas definições, a extensão radial das simulações se estende por $\sim 2 \times 10^6$ km.

Species with H	Species with He	Species with C	Species with O	Species with H and C	Species with H and O	Species with C and O	Species with H, C and O
H ⁺ H ⁻ H H ₂ ⁺ H ₂ H ₃ ⁺	He ⁺ He	C ⁺ C ⁻ C	O ⁺ O ⁻ O	CH ⁺ , CH, CH ⁻ , CH ₂ ⁺ , CH ₂ , CH ₃ ⁺ , CH ₃ , CH ₄ ⁺ , CH ₄ , C ₂ H ⁺ , C ₂ H, C ₂ H ⁻ , C ₂ H ₂ ⁺ , C ₂ H ₂ , C ₂ H ₃ ⁺ , C ₂ H ₃ , C ₂ H ₄ ⁺ , C ₂ H ₄ , C ₃ H ₂ , C ₃ H ₃ ⁺ , C ₃ H ₃ , C ₃ H ₄ ⁺ , C ₄ H ₂ ⁺ , C ₄ H ₃ ⁺ , C ₅ H ₃ ⁺ , C ₆ H ₅ ⁺ , C ₆ H ₆ , C ₆ H ₆ ⁺ , C ₆ H ₇ ⁺	OH ⁺ OH OH ⁻ H ₂ O ⁺ H ₂ O H ₃ O ⁺	CO ⁺ CO CO ₂ ⁺ CO ₂	HCO HCO ⁺ H ₂ CO

Tabela 11. Espécies usadas nas simulações

Variável	Valor a 6.9 R _p	Valor a 27.5 R _p	Obs
Temperatura (K)	2000	500	Power law com $\alpha = -1$
Densidade (cm ⁻³)	5 x 10 ³	1 x 10 ¹	Power law com $\alpha = -2.8$
Velocidade (km s ⁻¹)	40	130	Linear

Tabela 12. Perfis de velocidade, densidade e temperatura usados nas simulações para HD 209458 b. 1 R_p = 1.38 R_J

Para as simulações rodarem, é necessário um elenco de abundâncias iniciais das espécies (em 6,9 R_p); esses valores foram obtidos de Koskinen et al. (2013a), que usaram abundância solar. Como Koskinen et al. (2013a) estende seus resultados de abundância até 5 R_p, estamos subestimando a abundância dos íons frente aos seus respectivos átomos. Mas na seção 2.5 veremos que os resultados principais não são muito sensíveis ao grau de ionização. A Tabela 13 mostra os valores de abundâncias iniciais; para razões C/O diferentes da solar, as abundâncias das espécies C, C⁺, O e O⁺ foram corrigidas proporcionalmente.

Os valores de abundância eletrônica nas simulações foram fixadas em 5 x 10⁻³ vezes a densidade de HI, ou ~ 5 cm⁻³, o que está consistente com cálculos de densidade eletrônica (10¹²-10¹⁴ m⁻³ at 10⁻¹⁰ bar) na alta atmosfera de HD 209458 b (Koskinen et al. 2014), uma vez levando em conta a diluição ao longo da perda de massa.

As abundâncias de espécies químicas nas camadas atmosféricas de HD 209458 b têm sido modeladas (Moses et al. 2011, Garcia-Muñoz 2007, Koskinen 2013a), e os resultados geralmente concordam em que a abundância da molécula de H₂ cai fortemente em 10⁻⁶ – 10⁻⁷ bar, onde o hidrogênio atômico se torna a espécie dominante. Moses et al. (2011) incluem fotoquímica e termoquímica em desequilíbrio em seu modelo, e concluem

que o H₂ passa a ser atacado com alta eficiência pelo radical OH. Eles assumem que os mecanismos de transporte vertical são difusão e “eddy diffusion”, e que o perfil

<i>C/O</i>	0.68	0.54 (solar)	0.75	1.00	1.25	1.50	2.00
H ⁺	1.5 x 10 ⁰	1.5 x 10 ⁰	1.5 x 10 ⁰	1.5 x 10 ⁰	1.5 x 10 ⁰	1.5 x 10 ⁰	1.5 x 10 ⁰
C	2 x 10 ⁻⁴	1.75 x 10 ⁻⁴	2.14 x 10 ⁻⁴	2.5 x 10 ⁻⁴	2.78 x 10 ⁻⁴	3 x 10 ⁻⁴	3.33 x 10 ⁻⁴
C ⁺	8 x 10 ⁻⁴	7.00 x 10 ⁻⁴	8.55 x 10 ⁻⁴	1.0 x 10 ⁻³	1.11 x 10 ⁻³	1.2 x 10 ⁻³	1.33 x 10 ⁻³
O	5 x 10 ⁻⁴	5.40 x 10 ⁻⁴	4.79 x 10 ⁻⁴	4.17 x 10 ⁻⁴	3.70 x 10 ⁻⁴	3.33 x 10 ⁻⁴	2.78 x 10 ⁻⁴
O ⁺	1 x 10 ⁻³	1.08 x 10 ⁻³	9.58 x 10 ⁻⁴	8.34 x 10 ⁻⁴	7.40 x 10 ⁻⁴	6.66 x 10 ⁻⁴	5.56 x 10 ⁻⁴
He	5 x 10 ⁻²	5 x 10 ⁻²	5 x 10 ⁻²	5 x 10 ⁻²	5 x 10 ⁻²	5 x 10 ⁻²	5 x 10 ⁻²
He ⁺	2 x 10 ⁻¹	2 x 10 ⁻¹	2 x 10 ⁻¹	2 x 10 ⁻¹	2 x 10 ⁻¹	2 x 10 ⁻¹	2 x 10 ⁻¹

Tabela 13. Abundâncias relativas ao HI usadas no início das simulações, para diversas metalicidades

atmosférico exibe inversão térmica, que impediria movimento convectivo na direção da termosfera. Entretanto, eles admitem que fluxos hidrodinâmicos poderiam afetar a composição atmosférica, caso ventos dominem até a base da termosfera. E existem evidências observacionais de fortes ventos até ao menos 10⁻⁵ bar (Snellen et al. 2010), bem como evidência observacional da falta de inversão térmica (Schwarz et al. 2015, Diamond-Lowe et al. 2014) em HD 209458 b. Além disso, France et al. (2010) detectaram uma banda no espectro FUV deste planeta, que pode ser devido à excitação de H₂. A banda, em 1582 Å, foi observada com uma velocidade de + 15 km s⁻¹ em relação ao planeta, e pode se referir a H₂ na exosfera, onde a densidade de HI é baixa o suficiente para permitir excitação de H₂ pela radiação EUV da estrela. A detecção de MgI, um átomo pesado, escapando do planeta a vários R_p (Vidal-Madjar et al. 2013) dá credibilidade à hipótese de escape hidrodinâmico, que arrastaria H₂. Finalmente, há evidência observacional da existência de uma camada de poeira opticamente fina na atmosfera exterior de HD 209458b (Richardson et al. 2007, Burrows et al. 2008) que poderia blindar as moléculas de H₂ da radiação estelar, estendendo sua sobrevivência à termosfera e exosfera.

Dadas essas evidências observacionais, e as condições extremas e ainda mal compreendidas da atmosfera de HD 209458 b, nós assumimos nesse trabalho que H₂ residual (abundância de 10⁻¹ a 10⁻⁶ em relação ao HI) atinge a termosfera e exosfera, fazendo parte consequentemente das reações químicas e fotoquímicas.

Os valores de A_v usados nas simulações estarão entre 0,7 e 1,4, coerentes com a densidade de coluna de hidrogênio entre o planeta e a região das simulações, e com a relação $A_v = N_H / 1.6 \times 10^{21}$ (Wakelam, Cuppen & Herbst 2013). Para as reações fotoquímicas, as constantes de reação serão corrigidas segundo o fator estimado na seção anterior, ou seja:

$$k_{phot,n} = k_{phot,n} * C$$

Já que o campo de radiação da estrela decai com o quadrado da distância, e as reações ocorrem ao longo de um trecho radial considerável ($\sim 10^6$ km) numa região próxima da estrela, C passa a ser uma variável com a distância radial:

$$k_{phot,n} = k_{phot,n} * C(r)$$

Para as foto-reações envolvendo o C_6H_6 e o seu cátion $C_6H_6^+$, nós desenvolvemos um tratamento mais detalhado, visto que temos informação de seções de choque para a radiação incidente, tanto em raios-X quanto EUV, que são praticamente ausentes no Meio Interestelar, e também informação dos fluxos em raios-X e EUV. A Tabela 14 resume os resultados para k com reações fotoquímicas envolvendo C_6H_6 e $C_6H_6^+$, para três Hot Jupiters. Essas reações também foram moduladas por um fator que decresce com o quadrado da distância. Uma rápida inspeção na tabela 12 mostra que, embora os fótons XUV (raios-X + EUV) sejam mais energéticos do que os fótons FUV, a contribuição dos primeiros é irrelevante em comparação com a dos últimos, no contexto de Hot Jupiters, devido à alta diferença de fluxo de fótons; para HD 209458 b, por exemplo, enquanto o fluxo estimado de fótons FUV é de $2,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, os fluxos em EUV e raios-X são de $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ respectivamente.

Reaction	$\sigma (\text{cm}^2)$	Estimated $k (\text{s}^{-1})$		
		HD 209458 b	HD 189733 b	55 Cnc b
$C_6H_6 + FUV \rightarrow C_6H_6^+ + e^-$	1.5×10^{-17}	3.0×10^0	3.2×10^{-1}	6.3×10^{-2}
$C_6H_6 + FUV \rightarrow C_2H_2 + C_4H_4$	1.5×10^{-18}	3.0×10^{-1}	3.2×10^{-2}	6.3×10^{-3}
$C_6H_6 + X\text{-ray} \rightarrow C_6H_6^+ + e^-$	1.2×10^{-18}	1.2×10^{-7}	1.2×10^{-5}	1.2×10^{-8}
$C_6H_6 + X\text{-ray} \rightarrow C_2H_2 + C_4H_4$	3.8×10^{-17}	3.8×10^{-6}	3.8×10^{-4}	3.8×10^{-7}

Tabela 14. Valores de k estimados para reações fotoquímicas envolvendo o C_6H_6 e $C_6H_6^+$

2.7 – Resultados e Conclusões

Os resultados das simulações sugerem que não há formação de cadeias de carbono no ambiente próximo a HD 209458 b. Para valores de $A_v = 1$ e razão C/O = 1 o pico de abundância de benzeno é de 10^{-54} relativo ao HI. Mesmo com valores de A_v maiores do que 1,0, o pico de abundância não melhora significativamente. A razão principal da ausência de benzeno em abundâncias significativas é que o acetileno, que participa de três das cinco etapas da formação de benzeno (ver Tabela 8) também não atinge abundância significativa ($< 10^{-36}$). Esse resultado corrobora outros estudos que concluem que não há formação de cadeias de carbono nesse ambiente.

Os perfis de abundância de moléculas simples com Oxigênio e Hidrogênio, entretanto, são várias ordens de grandeza maiores, como mostra a Figura 15. O pico de abundância de H_2O^+ atinge 10^{-10} , e o do íon OH^+ atinge a marca distinta de 10^{-7} , exibindo uma densidade de coluna total ao longo da região de simulação de $3 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$. Para pequenas moléculas contendo carbono e oxigênio (ver Figura 16), os picos de abundância

se situam entre 10^{-14} e 10^{-19} . Em geral, os resultados das simulações são insensíveis ao estado de ionização inicial do carbono e oxigênio. A Figura 17 mostra os resultados para OH^+ , para todo o carbono e oxigênio 100% ionizados inicialmente, para perfis diferentes de H_2 . Para um perfil de variando de 10^{-1} a 10^{-2} , que foi usado nas simulações mostradas nos gráficos anteriores, o pico de abundância permanece no patamar de 10^{-7} . Entretanto, o pico de abundância é bem sensível ao perfil de H_2 : cai para 10^{-10} para um perfil radial de H_2 de 10^{-5} a 10^{-6} , derrubando a densidade de coluna total de OH^+ para $3,3 \times 10^3 \text{ cm}^{-2}$. Portanto, uma eventual detecção espectroscópica de OH^+ durante o trânsito de HD 209458 b representaria não apenas a descoberta de uma nova espécie nesse ambiente, mas também um forte indício da presença de H_2 em abundâncias significativas ao longo da perda de massa atmosférica.

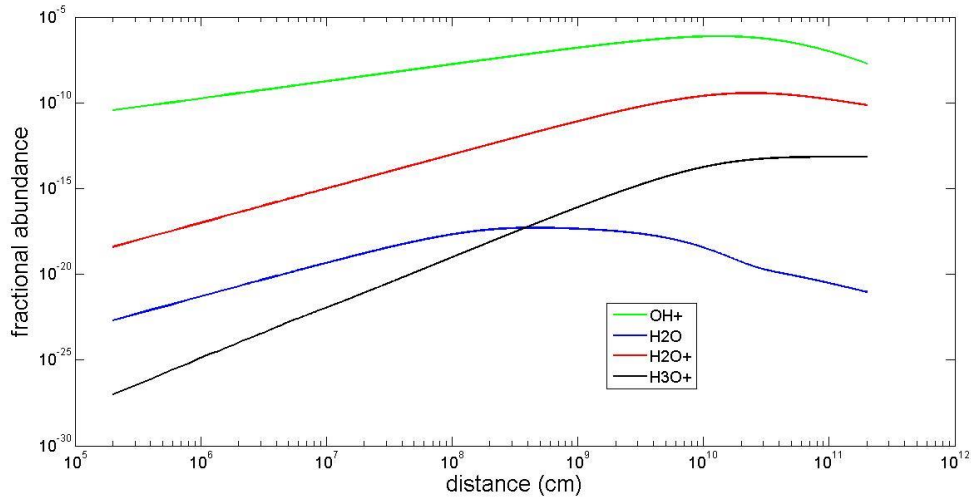


Figura 15. Resultados para espécies selecionadas contendo Oxigênio, $C = 10^9$, $A_v = 1.0$, $C/O = 1.0$. Distância relativa ao ponto inicial da simulação a $6,9 R_p$

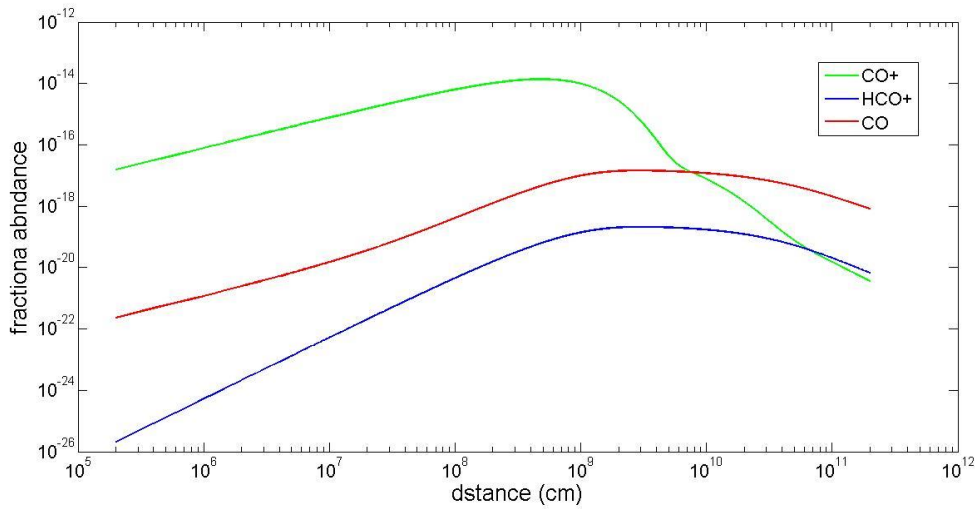


Figura 16. Resultados para espécies selecionadas, $C = 10^9$, $A_v = 1.0$, $C/O = 1.0$

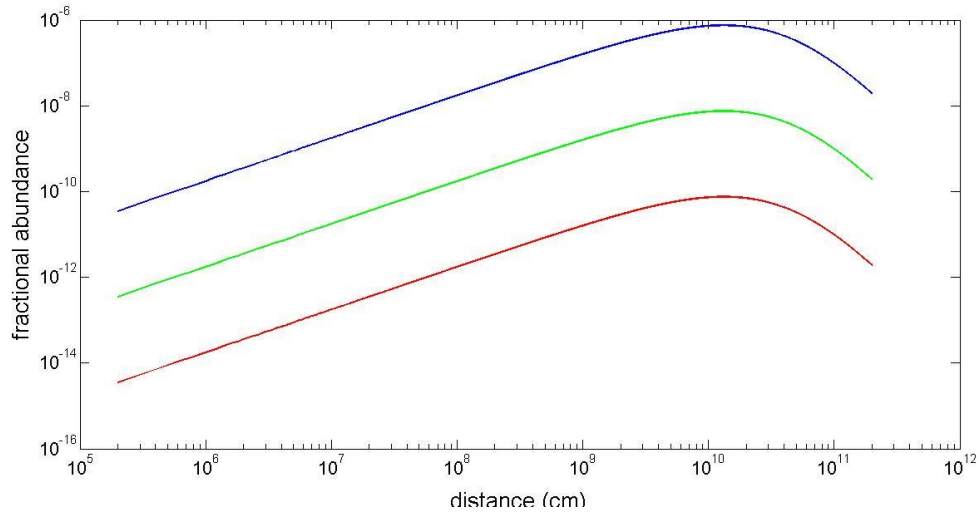


Figura 17 - Resultados para OH^+ , para perfis diferentes de H_2 ; linha azul: 10^{-1} a 10^{-2} vezes a abundância de HI; linha verde: 10^{-3} a 10^{-4} ; linha vermelha: 10^{-5} a 10^{-6} ; $A_v = 1.0$, $\text{C/O} = 1.0$; todo o carbono e oxigênio ionizados a CII e OII respectivamente, no início das simulações

Um extrato do programa construído para as simulações encontra-se no Anexo I. A tabulação dos k de reações químicas e fotoquímicas foi truncada em $k30$, e a de balanços individuais até $y(10)$, caso contrário a extensão seria grande, e o objetivo aqui é demonstrar a estrutura do programa.

A Figura 18 mostra como o resultado para OH^+ varia com a alteração do parâmetro A_v , que, como vimos, é sujeito a um grau de incerteza. Para o caso mais favorável de $A_v=1.5$, o pico de abundância chega a 10^{-6} , e a densidade de coluna estimada chega a $6 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$. Para o caso menos favorável de $A_v=0.5$, os resultados são de 10^{-7} e $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ respectivamente. Portanto, a densidade de coluna não muda mais do que uma ordem de grandeza para uma variação de 50% em A_v .

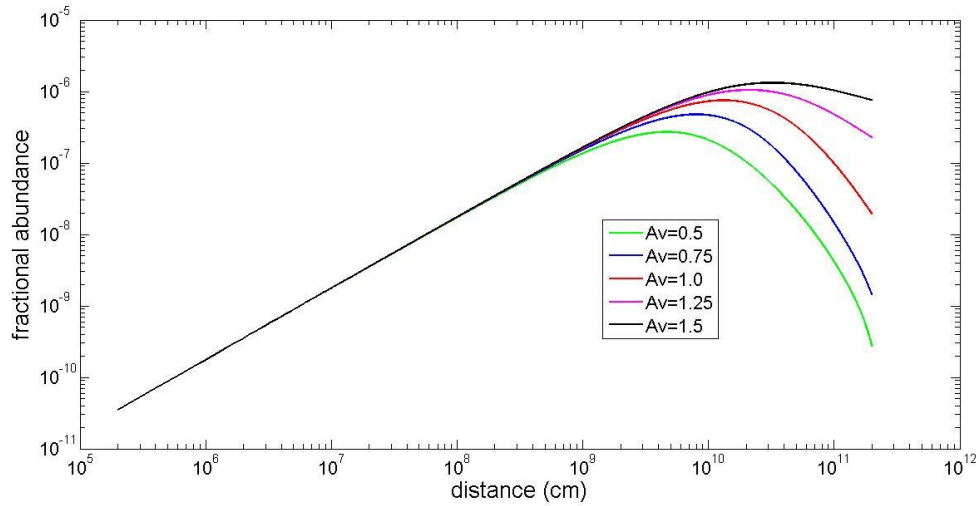


Figura 18 – Resultados para o OH^+ para diferentes valores de A_v , com $C = 10^9$, $C/O = 1,0$

A Figura 19 mostra o efeito da variação da relação C/O na abundância de OH^+ . Ele é menos intenso do que no caso de variação em A_v , e o pico fica sempre acima de 4×10^{-7} para C/O variando entre a solar e 1,5, com os valores de densidade de coluna variando entre $4,3 \times 10^7$ e $2,3 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ respectivamente.

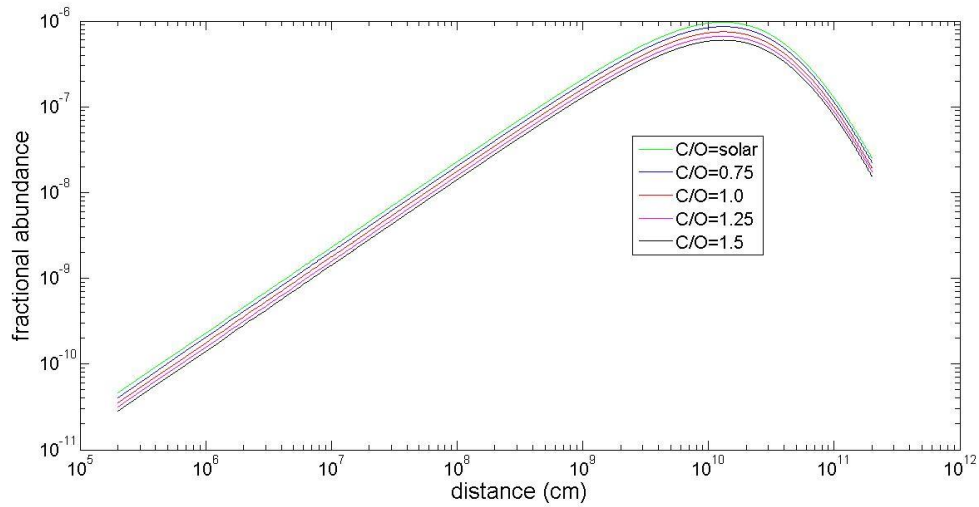


Figura 19 - Resultados para o OH^+ para diferentes valores de C/O , com $C = 10^9$, $A_v = 1,0$

Finalmente, a Figura 20 mostra os resultados para OH^+ variando o fator de correção C . Como discutido anteriormente, nosso valor de 10^9 é provavelmente conservativo, e valores até $\sim 10^8$ podem ser considerados para Osiris. Os valores de C para essa análise de sensibilidade variaram de 10^8 a 5×10^9 , e os resultados para a densidade de coluna do OH^+ foram de $6,5 \times 10^7$ e $1,1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ respectivamente, mostrando que este permanece no nível de 10^7 cm^{-2} . Uma interpretação diferente dessa análise é ver

o resultado como decorrente de movermos o planeta para mais próximo ou distante da estrela; o fator de correção é proporcional ao fluxo de radiação que, é proporcional a $1/r^2$, onde r é o raio da órbita. Isso significa, por exemplo, que os resultados das simulações para $C = 2,5 \times 10^8$ seriam os mesmos para um planeta similar a OSIRIS, orbitando uma estrela idêntica, mas com o dobro do raio orbital. Essa analogia leva à conclusão de que a densidade de coluna total do OH^+ não variaria sensivelmente com a variação da distância do planeta. Entretanto, essa extrapolação deve ser levada em conta com muita reserva, pois a alteração do fluxo de radiação alteraria também os perfis radiais de temperatura, densidade e velocidade da perda de massa do planeta, que permaneceram fixas nas simulações. Mas, considerando também que os novos perfis para a maior distância seriam mais favoráveis a formação molecular (velocidade e temperatura menores, densidade maior), nossos resultados seriam provavelmente batentes mínimos. Outro possível exercício de especulação permitido pelas simulações desse trabalho seria considerar as variações de C como reflexo de variação do tipo espectral da estrela, com a mesma distância estrela-planeta. Essa linha, entretanto, é sujeita também a muitas variáveis não consideradas, como atividade estelar.

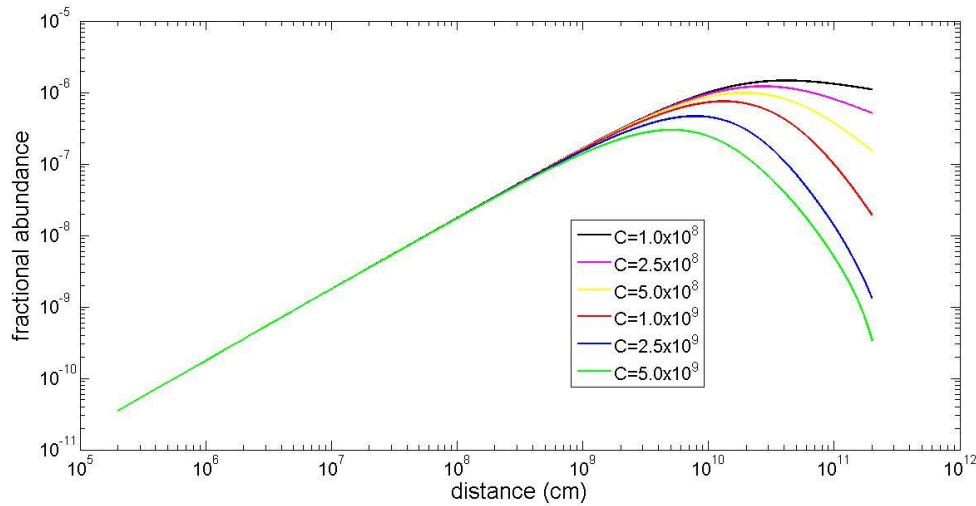


Figura 20 - Resultados para o OH^+ para diferentes valores de C , com $C/O=1,0$. $A_v = 1,0$

A abundância de todas as moléculas começa a cair a partir da distância de $\sim 2 \times 10^{10}$ cm. A partir desse ponto a densidade do plasma se torna suficientemente baixa, de forma que as reações de fotodissociação começam a ser dominantes sobre as reações de formação. Estimativas considerando apenas fotodissociação a partir da distância final da simulação indicam que as moléculas são essencialmente destruídas dentro de um raio de 10^7 km a partir do centro da estrela.

Nosso modelo 1D é uma representação limitada do ambiente real de perda de massa de HD 209458 b. Além das limitações intrínsecas de um modelo 1D, devem ser

consideradas também as limitações das simulações disponíveis na literatura que geraram os perfis de temperatura, velocidade e densidade usadas pelo nosso modelo. O fator de correção C , que é usado igualmente em todas as reações fotoquímicas, também é um recurso com limitações. Além disso a taxa de perda de massa de Osiris é quase que certamente variável no tempo, como observado em HD 189733 b, o que tem um peso nos resultados.

Mas nosso objetivo não é uma simulação precisa, apenas verificar a possibilidade de formação molecular, e a ordem de magnitude das densidades de coluna indicam que essa possibilidade existe. E existem fatores, não levados em conta nesse estudo, que podem aumentar o valor das densidades de coluna resultantes, como a magnetosfera do planeta, que age como um inibidor da diluição da massa de plasma separada do planeta (Strugarek et al. 2014, Lanza 2013), o que teoricamente poderia causar uma queda menos acentuada da densidade numérica dos íons, sustentando formação molecular numa região estendida. A presença de partículas de poeira, sintetizadas na baixa atmosfera de Osiris, diminuiria a intensidade da radiação estelar, diminuindo, consequentemente, a taxa de fotodissociação do OH^+ e outras espécies ao longo da região de formação molecular.

Para outros Hot Jupiters recebendo radiação XUV menos intensa, a densidade de coluna total pode ser ainda maior, desde que o efeito da menor taxa de fotodestruição compense o efeito de menor taxa de perda de massa. Os Hot Jupiters de baixa densidade seriam bons candidatos a estudos, pois a baixa densidade favorece a perda de massa, conforme a equação simplificada de Sanz Forcada et al. (2011):

$$\dot{M} = \frac{3F_{\text{XUV}}}{4G\rho}$$

onde $\dot{M}$ representa a taxa de perda de massa, F_{XUV} é o fluxo radiativo em XUV, G é a constante gravitacional e ρ é a densidade do planeta. E Hot Jupiters com densidades na faixa de 1/10 da densidade de Júpiter são uma realidade observacional (Anderson et al. 2010, Latham et al. 2010, Mandushev et al. 2007).

Finalmente, deve-se lembrar de que a sobrevivência de H_2 também depende muito do fluxo radiativo em XUV.

Concluimos que as simulações de reações químicas e fotoquímicas para a perda de massa atmosférica de HD 209458 b desenvolvidas sugerem que muitas moléculas, especialmente moléculas ionizadas pequenas com oxigênio, são formadas com abundância alta nas regiões de baixa temperatura e onde a densidade numérica de HI ainda é alta o suficiente para que as taxas de reações de formação sejam significativas frente à taxas de fotodestruição. Posteriormente, as moléculas são destruídas pela radiação XUV, sendo que formação e destruição ficam confinados num raio de 10^7 km. Esses resultados são condicionados à presença de hidrogênio molecular residual na perda de massa atmosférica, uma premissa embasada em algumas evidências observacionais,

mas ainda não provadas. A molécula com maior abundância, OH^+ , exibe densidades de coluna na ordem de 10^7 cm^{-2} , ou talvez ainda maior com a interação da magnetosfera do planeta com a perda de massa, ou com a presença de poeira formada na baixa atmosfera. Na eventualidade da detecção de OH^+ na perda de massa de Osiris, os modelos de reação química na literatura terão que ser revistos. Considerando outros Hot Jupiters, principalmente os de baixa densidade e recebendo um fluxo de radiação menos intenso de suas estrelas, a abundância de OH^+ e outras espécies pode aumentar.

Benzeno e outras moléculas de cadeia de carbono não devem ser formadas nesse ambiente, mesmo com a variação de parâmetros como a relação C/O. Como o benzeno é a base para a formação dos PAH's, concluímos também que os PAH's não devem se formar nesse ambiente e similares.

Esse trabalho foi publicado em 2016 no periódico Planetary and Space Science, e apareceu em uma reportagem da Pesquisa FAPESP (ver Anexo IV).

2.8 – Próximos Passos

Pretendemos seguir avaliando, através de simulações, a interação entre espécies oriundas da perda de massa atmosférica de Hot Jupiters com a atmosfera de planetas habitáveis, particularmente no que concerne a reações que levam à formação de água. A interação entre moléculas em discos protoplanetários, que podem também influenciar a composição inicial de planetas habitáveis, também será considerada. Finalmente, tencionamos fazer um trabalho observacional em algum Hot Jupiter próximo em busca da identificação de OH^+ . Ele será precedido de uma pesquisa bibliográfica de dados observacionais já publicados (ISO, Herschel...). O programa de reações químicas no Matlab será usado para avaliar a formação de moléculas na perda de massa de GJ 436b, um Hot Neptune orbitando uma estrela tipo M. O campo de radiação dessa estrela, na altura da órbita desse planeta, é menos intenso do que o de Osiris, portanto é possível que moléculas mais complexas sejam formadas na perda de massa. A Figura 21 mostra o resultado de simulação da perda de massa atmosférica de GJ 436b.

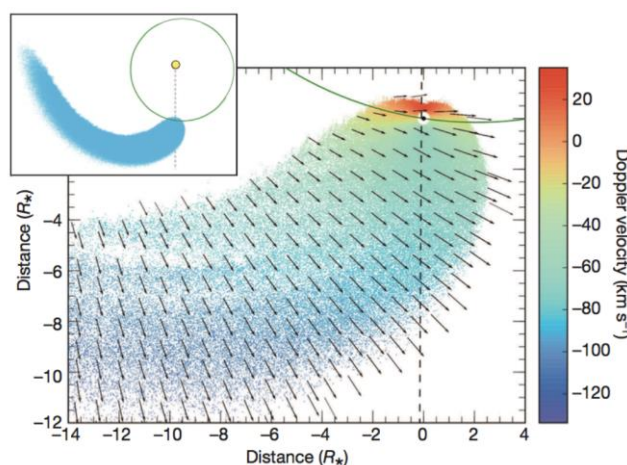


Figura 21 – Mapa 2D de velocidade da perda de massa do Hot Neptune GJ 436b. Fonte: Ehrenreich et al. (2015)

3 – A ATMOSFERA DE PLANETAS ROCHOSOS

A maioria dos trabalhos teóricos sobre planetas habitáveis enfoca condições similares às da Terra em termos de massa, conteúdo de voláteis (ricos em água) e órbita (baixa excentricidade). Entretanto, os exoplanetas em geral possuem excentricidade mais acentuada do que os planetas do Sistema Solar (Mandell, Raymond & Sigurdsson 2007; Kita, Rasio & Takeda 2010; Spiegel 2010; Spiegel et al. 2010), o que faz com que o fluxo radiativo da estrela se torne periódico com amplitude considerável. Essa característica afeta a temperatura da superfície do planeta, que por sua vez afeta a sua temperatura de brilho, o que abre perspectivas para a análise da espessura de sua atmosfera, visto que a atmosfera possui uma capacitância térmica.

Além disso, existem trabalhos teóricos que apontam para a possibilidade de que muitos, senão a maioria dos planetas rochosos da Galáxia, sejam deficientes em voláteis. Lissauer (2007) sugere que os planetas rochosos ao redor de estrelas de classe espectral M, as mais abundantes da Galáxia, sejam deficientes em voláteis. Pinotti et al. (2005) sugerem que discos protoplanetários de baixa metalicidade produzem planetas rochosos mais próximos de suas estrelas, o que tornaria mais difícil a acreção de voláteis.

Considerando como premissa que planetas rochosos em órbitas excêntricas e deficientes em voláteis sejam frequentes, o trabalho de pesquisa procurou explorar a relação dinâmica entre o fluxo radiativo variável da estrela e a temperatura superficial do planeta, em termos da busca de um método observacional que forneça dados sobre a espessura da atmosfera planetária, e em termos de como a espessura atmosférica e a excentricidade afetam a habitabilidade do planeta.

As simulações que foram realizadas para estrelas reais usaram raios de órbita compatíveis com suas respectivas Zonas de Habitabilidade (Kasting, Whitmire & Reynolds, 1993), ou seja, regiões em torno de estrelas onde água no estado líquido pode existir na superfície de um planeta; essas regiões são função da característica de emissão radiativa da estrela, e considerações razoáveis sobre a atmosfera do planeta. A Figura 22 mostra o mapeamento das Zonas Habitáveis de estrelas da sequência principal, que foi usado neste trabalho.

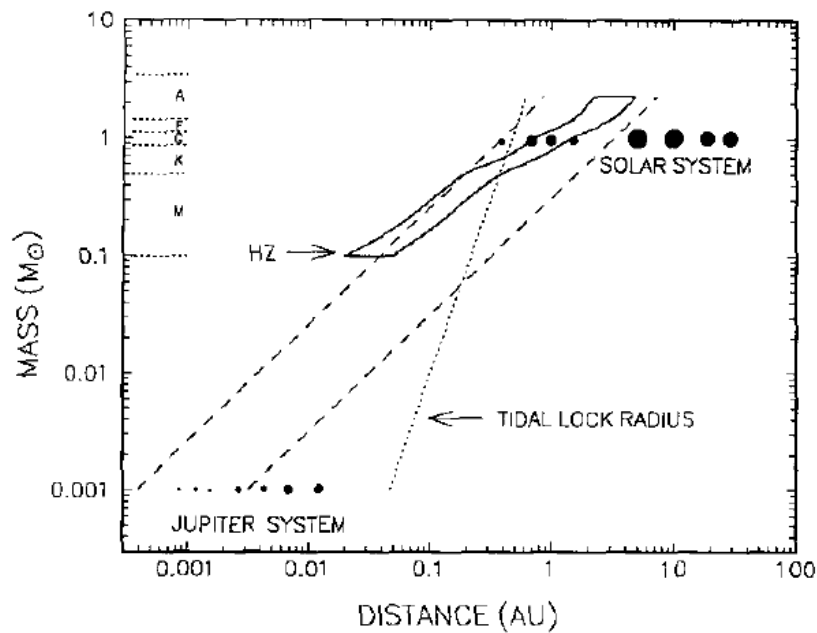


Figura 22 – Zona de Habitabilidade para estrelas da sequência principal. Fonte: (Kasting, Whitmire & Reynolds, 1993)

Planetas “habitáveis”, ou seja, com dimensões parecidas com as da Terra e dentro das zonas habitáveis de suas estrelas, já foram descobertos (ver Figura 23). Entretanto, optamos por estudar planetas hipotéticos em estrelas próximas, pois é nessas estrelas que teremos chance no futuro de obter imagens diretas dos planetas, com novos telescópios.

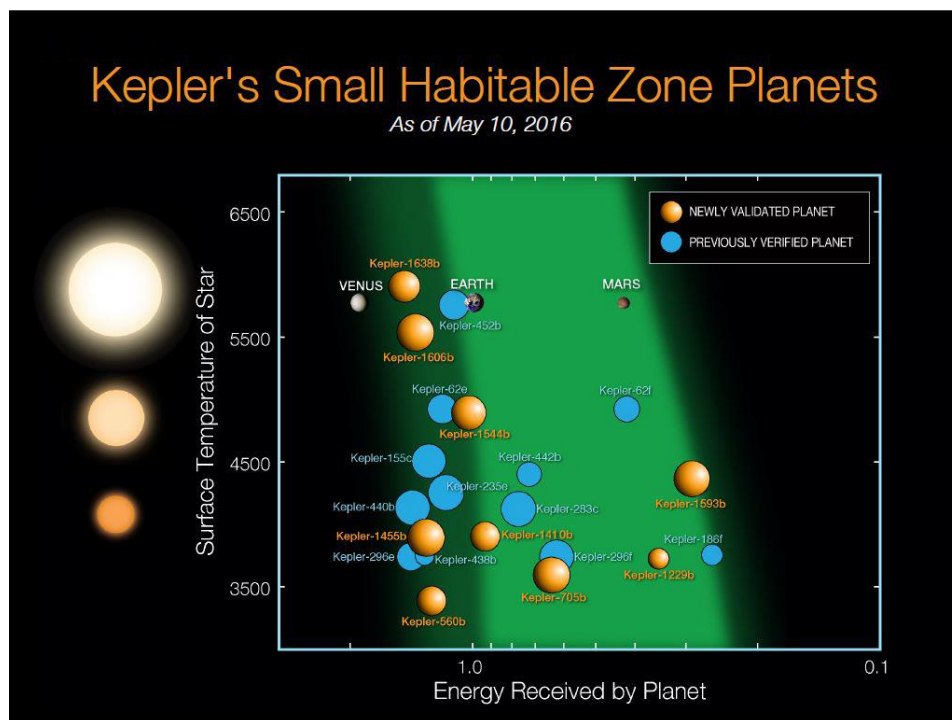


Figura 23 –Planetas pequenos na Zona Habitável, descobertos pela sonda Kepler Fonte: NASA (kepler.nasa.gov/) - 2016

O trabalho de pesquisa e seus resultados foram publicados (Pinotti 2013, ver Anexo IV)), e o que se segue são os passos detalhados.

3.1 - Desenvolvimento do modelo teórico

A temperatura de equilíbrio de um planeta é o resultado do balanço de energia radiativa, ou seja, o que o planeta absorve da radiação estelar deve se igualar ao que o planeta emite ao espaço exterior. Matematicamente essa relação pode ser escrita, para um planeta com rotação rápida (De Pater & Lissauer 2001), como:

$$F_{star}\pi R_p^2(1 - A) = \epsilon 4\pi\sigma R_p^2 T_p^4$$

ou

$$F_{star}\pi(1 - A) = \epsilon 4\pi\sigma T_p^4 \quad (6)$$

onde:

F_{star} é o fluxo radiativo da estrela, à distância do planeta;

A é o albedo (bond) do planeta;

R_p é o raio do planeta;

T_p é a temperatura de equilíbrio do planeta;

σ é a constante de Stefan-Boltzmann;

ϵ é a emissividade do planeta, que é próxima de 0,9 para o infra-vermelho, a região do espectro onde a maior parte da energia emitida pelo planeta se localiza.

A premissa de rotação rápida é importante não apenas para simplificar o cálculo (emissão térmica homogênea em toda a superfície $4\pi R_p^2$), pois não haveria queda de temperatura significativa no lado noturno (escala de tempo radiativa maior do que a do período de rotação), como também para termos observacionais, pois dessa forma não haveria interferência devido à fase da órbita planetária, segundo a linha de visada Terra-planeta. Essa premissa é mais válida quanto menor for o período de rotação do planeta e mais espessa for a sua atmosfera.

Para a Terra a equação 6 vale, não apenas porque a atmosfera é espessa e o período de rotação curto, mas também porque a excentricidade de sua órbita é pequena (0,0167), de forma que variações em F_{star} são lentas (raio da órbita é de 1 AU) e de baixa amplitude, sendo absorvidas pela capacitância térmica da atmosfera.

Para o caso de excentricidades mais altas, a equação 6 não vale mais, especialmente no periastro, onde a taxa de variação de F_{star} é máxima. A equação de equilíbrio radiativo passa a ser uma equação diferencial, com o termo de acúmulo devido à capacitância térmica da atmosfera:

$$F_{star}\pi R_p^2(1 - A) - \epsilon 4\pi R_p^2\sigma T_B^4 = C \frac{dT_B}{dt} \quad (7)$$

Para ficar claro que agora não estamos tratando de temperatura de equilíbrio, troquei o subscrito da temperatura, significando temperatura de brilho.

Algumas considerações que já podem ser tecidas em relação à equação 7:

- F_{star} e T_B são agora função do tempo, sendo $F_{star}(t)$ uma perturbação oscilatória e $T_B(t)$ a resposta em temperatura da atmosfera;
- caso a capacitância térmica C seja desprezível, a temperatura de brilho $T_B(t)$ irá oscilar *em fase* com o fluxo radiativo $F_{star}(t)$, segundo a equação (6), ou seja, seus valores máximo e mínimo serão sempre os mesmos com o passar do tempo;
- Com valor de C não desprezível, e também não alto demais, $T_B(t)$ irá oscilar *fora de fase* em relação a $F_{star}(t)$, e *com atenuação* em relação ao caso em que $C = 0$ (Spiegel, Menou & Scharf 2008);
- para planetas ricos em voláteis, uma oscilação em $T_B(t)$ iria alterar o percentual de cobertura de nuvens, que por sua vez iria afetar o valor do albedo (A); entretanto, como estaremos lidando com planetas pobres em voláteis, consideraremos o valor de A constante;
- Ao usarem a equação de balanço de energia (7), os pesquisadores de planetas habitáveis geralmente não levam em consideração o termo de acúmulo (Kane & Gelino 2011, 2012), e, quando levam, o foco é a investigação de condições de habitabilidade, e não o estudo da densidade de coluna atmosférica (Spiegel, Menou & Scharf 2008; Dressing et al. 2010). A capacitância térmica é levada em conta também em modelos que predizem variações de fase térmicas de gigantes gasosos próximos às suas estrelas, mas nesse caso nenhuma informação útil de densidade de coluna é possível, já que a camada responsável pela emissão de radiação é negligível (Cowan & Agol 2011)

Dando continuidade ao desenvolvimento teórico, passaremos a elaborar sobre os aspectos da atmosfera. A capacitância térmica C pode ser considerada como:

$$C = nc_p \quad (8)$$

onde n é o número total de moles de gás na região da atmosfera onde a troca térmica é primordialmente radiativa, e c_p é a capacidade térmica média do gás. Uma estimativa do valor de n pode ser feita através da equação 9:

$$n = 4\pi R_p^2 h \rho \quad (9)$$

onde h e ρ são a espessura e a densidade do gás, respectivamente, na região de transferência de calor predominantemente radiativa. Com as equações 7, 8 e 9, chegamos a:

$$F_{star} \frac{(1-A)}{4} - \epsilon \sigma T_B^4 = \chi c_p \frac{dT_B}{dt} \quad (10)$$

onde χ é a densidade de coluna, equivalendo ao produto $h\rho$. A equação (10) é independente do raio do planeta, portanto pode ser usada para planetas menores ou maiores do que a Terra. A equação é também não linear, devido ao termo com temperatura de brilho elevada à quarta potência, e também devido ao fluxo estelar, que varia ao longo de uma órbita excêntrica.

Conhecendo-se as características da estrela e da órbita do planeta (e, conseqüentemente, a evolução de F_{star} com o tempo), mais um número suficiente de observações da temperatura de brilho, é possível calcularmos os valores de A e χ , lembrando que, como estamos lidando com a parte radiativa da atmosfera, χ será um valor *mínimo* da espessura atmosférica. Em relação à contribuição da superfície sólida do planeta para a capacitância térmica, os vários materiais possíveis (Putzig & Mellon 2007) possuem uma inércia térmica que não se compara à de uma atmosfera expressiva, o que garante um equilíbrio térmico praticamente instantâneo com a radiação estelar (Spencer 1990). Essa consideração será importante na próxima seção.

3.2 - Simulação de Cenários

Como os efeitos da capacitância térmica da atmosfera ficam mais evidentes quando dF_{star}/dt é máximo, devemos estudá-lo preferencialmente no periastro. Com o objetivo de simular esses efeitos, para uma variedade de características estrela-planeta, desenvolvi um programa em MATLAB, dividido em duas partes:

- um programa principal que calcula a evolução no tempo da perturbação (fluxo estelar radiativo), para uma determinada órbita kepleriana (ver o Anexo II); os dados de entrada para esse cálculo são: temperatura efetiva da estrela e seu raio, semi-eixo maior da órbita do planeta e sua excentricidade;
- em seguida, o programa invoca o solver DASSLC (Differential-Algebraic System Solver in C), adaptado para uso em MATLAB (Secchi 2010) para integrar a equação 10 para valores dados de albedo, densidade de coluna (χ), e emissividade (considerada igual a 0,9 para todos os casos).

A capacidade térmica foi considerada constante e igual a $32 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ e independente da composição da atmosfera. Considerando a faixa de temperatura na região da Zona Habitável ($\sim 300 \text{ K}$) e a sensibilidade com a temperatura da capacidade térmica

de gases relevantes para a atmosfera (ver Tabela 15), esse valor é suficientemente robusto para fins de simulação.

Nome	T	c_p	T	c_p	T	c_p
CH ₄	50	33,3	300	35,8	1500	88,9
O ₂	50	29,1	300	29,4	1500	36,5
N ₂	50	29,1	300	29,1	1500	34,8
NH ₃	100	33,4	300	35,6	1500	66,5
H ₂ O	100	33,4	300	33,6	2273,15	52,8
CO ₂	50	29,3	300	37,3	5000	63,4
H ₂ S	100	33,3	300	34,2	1500	51,4

Tabela 15 - Capacidades térmicas para várias substâncias no estado de gás ideal; temperatura em (K), capacidade térmica em ($\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$). Fonte: Perry (1997)

Para simular o método num espaço amostral representativo de tipos espectrais estelares, foram selecionadas três estrelas na vizinhança do Sol, de tipos G, K e M; em torno de cada uma delas, dentro de suas Zonas Habitáveis, foram rodadas as simulações com Planetas Hipotéticos em órbitas excêntricas. A Tabela 16 mostra as características das estrelas selecionadas.

Propriedade	Tau Ceti	Gliese 687	HD219134
Massa ($M_\odot$)	0,783	0,401	0,850
Raio ($R_\odot$)	0,793	0,492	0,684
Temperatura (K)	5.344	3.095	5.100
Distância (ano-luz)	11,91	14,77	21,19

Tabela 16 - Propriedades das estrelas usadas nas simulações. Fontes: Teixeira et al. (2009), Santos et al. (2004), Berger et al. (2006) e Porto de Mello et al. (2006).

3.2.1 - Planeta Hipotético em torno de Tau Ceti

Tau Ceti tem várias características apropriadas às simulações. Além de ser próxima do Sol, o que permitiria a observação direta de planetas em sua Zona de Habitabilidade num futuro próximo (ver seção de discussão), possui uma massa suficientemente alta, de forma que sua Zona de Habitabilidade não se localiza próxima da estrela, evitando a possibilidade de tidal lock (Kasting, Whitmire & Reynolds, 1993). Estudos indicam que Tau Ceti está provavelmente girando perpendicularmente à nossa linha de visada (Gray & Baliunas 1994), o que facilitaria a determinação e acompanhamento da órbita de um planeta hipotético. Embora Tau ceti seja pobre em metais (Flynn & Morell 1997; Porto de Mello, del Peloso & Ghezzi 2006), o que indicaria uma possibilidade mais baixa de formação planetária (Gonzalez 1997; Fisher & Valenti 2005), o disco de debris descoberto em torno da estrela (Greaves et al. 2004) sugere que houve material suficiente para formação de planetas. E estudos baseados nas descobertas

de candidatos a planetas pelo satélite Kepler sugerem que metalicidade alta não é requisito sine qua non para a formação de planetas rochosos (Buchhave et al. 2012). Finalmente, Tuomi et al. (2013) sugeriram recentemente a existência de cinco planetas ao redor de Tau Ceti, um deles dentro da Zona de Habitabilidade.

Para essa simulação, o semi-eixo maior selecionado para a órbita do Planeta Hipotético (a partir de agora sendo referenciado como PH01), foi de 0,78 UA, o que o coloca dentro da Zona de Habitabilidade, segundo os critérios de Kasting, Whitmire & Reynolds (1993), a uma distância angular máxima de 0,21 arcsec a partir da Terra. O albedo escolhido foi de 0,25, intermediário entre o da Terra e o de Marte.

Os resultados das simulações, para cinco valores de excentricidade e quatro de χ encontram-se na Tabela 17. Todos os resultados de atenuação e atraso de fase têm como base o caso do periastro com PH01 sem atmosfera ($\chi = 0$).

Excentricidade	T_B no periastro com $\chi = 0$	$\chi = 10^4 \text{ mol m}^{-2}$		$\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$		$\chi = 10^6 \text{ mol m}^{-2}$	
		Atraso de fase (h)	Atenuação (K)	Atraso de fase (h)	Atenuação (K)	Atraso de fase (h)	Atenuação (K)
0,050	254,66	15,48	0,64	152,25	2,80	892,95	7,82
0,075	258,08	14,93	0,97	148,60	4,27	888,90	11,89
0,100	261,64	14,38	1,31	144,90	5,79	873,35	15,98
0,200	277,50	12,23	2,80	129,67	12,42	811,58	33,21
0,300	296,67	10,18	4,52	113,73	20,18	774,70	53,27

Tabela 17 - Resultados das simulações para PH01; para transformar χ de mol m^{-2} para cm^{-2} multiplique por $6,02 \times 10^{19}$

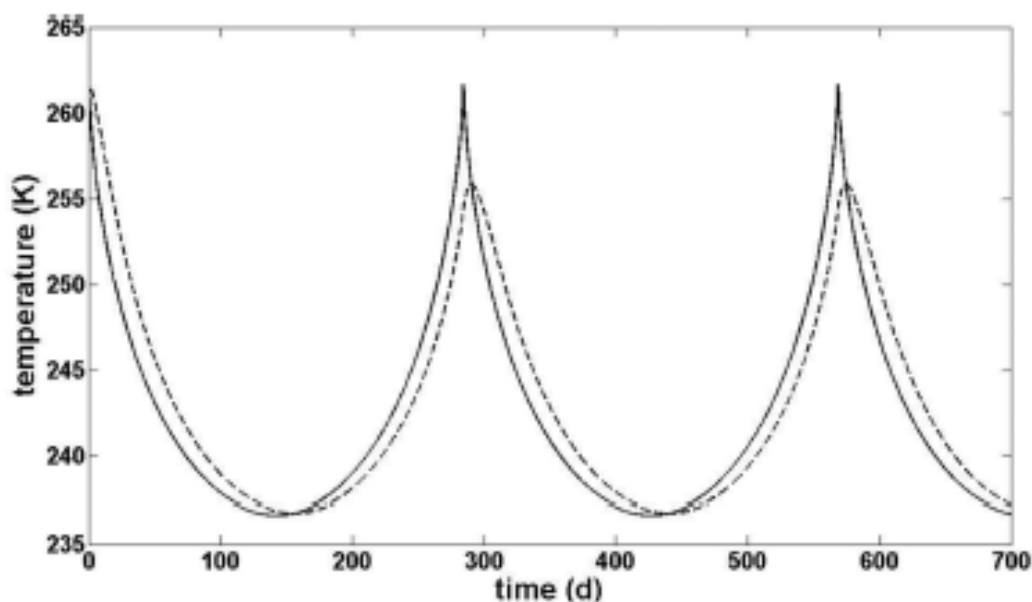


Figura 24 - evolução temporal da temperatura de brilho de PH01 para excentricidade igual a 0,100; linha contínua para o caso sem atmosfera, e linha tracejada para o caso de $\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$. O valor mais alto da temperatura de brilho em $t=0$ refere-se ao valor inicial requerido pelo integrador DASSLC. Fonte: Pinotti (2013)

A Figura 24 mostra, para excentricidade de 0,100, a evolução no tempo da temperatura de brilho de PH01 para $\chi = 0$ e $\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$.

Aqui vale lembrar que, embora a temperatura de brilho tenha valores abaixo do ponto de congelamento da água, ela corresponde à camada radiativa da atmosfera, acima da camada convectiva, onde o efeito estufa fará com que a temperatura na superfície seja mais alto, numa intensidade que dependerá da composição da atmosfera.

A tabela 17 mostra o potencial do método para planetas em torno de estrelas do tipo espectral G; para valores de χ na ordem de 10^5 mol m^{-2} , onde localiza-se a atmosfera da Terra, com $\chi = 3,4 \times 10^5 \text{ mol m}^{-2}$, para a atmosfera toda, e aproximadamente metade desse valor para a região com transferência térmica predominantemente radiativa (De Pater & Lissauer 2001), a atenuação no periastro seria $\Delta T_B > 1\% T_B$, facilmente perceptível para satélites de observação em infra-vermelho que pudessem separar o planeta da estrela, e o atraso de fase, na ordem de centenas de horas também seria facilmente medido.

Para valores de χ na ordem de 10^4 mol m^{-2} a detecção de atenuação só se torna significativa para excentricidades mais altas. No caso de Marte, por exemplo, a atenuação seria menor do que 0,5 K, mas nesse caso entra em jogo também o alto período orbital, que, como veremos na seção de discussão, influencia muito o resultado. No outro extremo, valores de χ na ordem de 10^6 mol m^{-2} são provavelmente irreais do ponto de vista físico, pois o atraso de fase seria bem maior do que a escala de tempo de relaxamento radiativo para atmosfera de planetas rochosos, como será observado na seção de discussão. Contudo, resta uma boa faixa de valores de χ para ser explorada observacionalmente.

A faixa de excentricidade escolhida é conservativa, sob o ponto de vista de habitabilidade, visto que é possível haver condições de habitabilidade para excentricidades até maiores do que 0,3 (Williams & Pollard 2002).

3.2.2 - Planeta Hipotético em torno de Gliese 687

Estrelas da classe espectral M são objeto de inúmeros estudos sobre exoplanetas, pelo simples fato de que são a classe mais numerosa de estrelas da sequência principal. Estudos indicam serem elas abundantes em super-Terras (Bonfils et al. 2011; Delfosse et al. 2012), e também em planetas menores do que a Terra (Lépine & Gaidos 2011).

Como representante da classe M, escolhi a estrela Gliese 687 para as simulações. Sua alta metalicidade, de + 0,11 (Berger et al. 2006), é um bom indício de que houve formação planetária. O semi-eixo maior escolhido de 0,17 UA coloca esse planeta Hipotético, doravante chamado de PH02, dentro da Zona de Habitabilidade (Kasting, Whitmire & Reynolds 1993), sendo que a massa da estrela é suficientemente alta de forma que a Zona de Habitabilidade fica no limiar do raio de influência do efeito de maré. Assim, considere que PH02 possui rotação rápida e portanto a equação (5) permanece válida.

A Tabela 18 mostra os resultados das simulações, para cinco valores de excentricidade e três de χ

Os valores de excentricidade estão de acordo com resultados de simulações de formação de planetas rochosos em torno de estrelas de classe M (Ogihara & Ida 2009). Uma rápida comparação entre as tabelas 17 e 18 mostra que os valores de atenuação para

PH02 são consideravelmente maiores do que os de PH01, sendo que, para excentricidades maiores do que 0,200 e $\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$, a atenuação se torna extremamente forte ($\Delta T_B > 10\% T_B$), e o método torna-se prático mesmo para atmosferas rarefeitas ($\chi = 10^4 \text{ mol m}^{-2}$).

Excentricidade	T_B no periastro com $\chi = 0$	$\chi = 10^4 \text{ mol m}^{-2}$		$\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$	
		Atraso de fase (h)	Atenuação (K)	Atraso de fase (h)	Atenuação (K)
0,050	248,84	16,42	2,30	112,85	7,19
0,075	252,18	15,98	3,50	111,48	10,91
0,100	255,66	15,55	4,75	110,07	14,71
0,200	271,16	13,77	10,17	103,97	30,74
0,300	289,86	11,95	16,49	97,15	49,36

Tabela 18. Resultados das simulações para PH02; para transformar χ de mol m^{-2} para cm^{-2} multiplique por $6,02 \times 10^{19}$

Essa intensificação da atenuação se deve ao fato de que as Zonas Habitáveis em torno de estrelas de classe M são muito mais internas do que no caso de estrelas da classe G. Consequentemente, o período orbital é bem menor em ZH de estrelas M, ou matematicamente, a frequência da perturbação F_{star} aumenta muito, aumentando também a atenuação em T_B . Essa característica será explorada na seção de discussão. A Figura 25 mostra o efeito de atenuação em PH02, para excentricidade igual a 0,100.

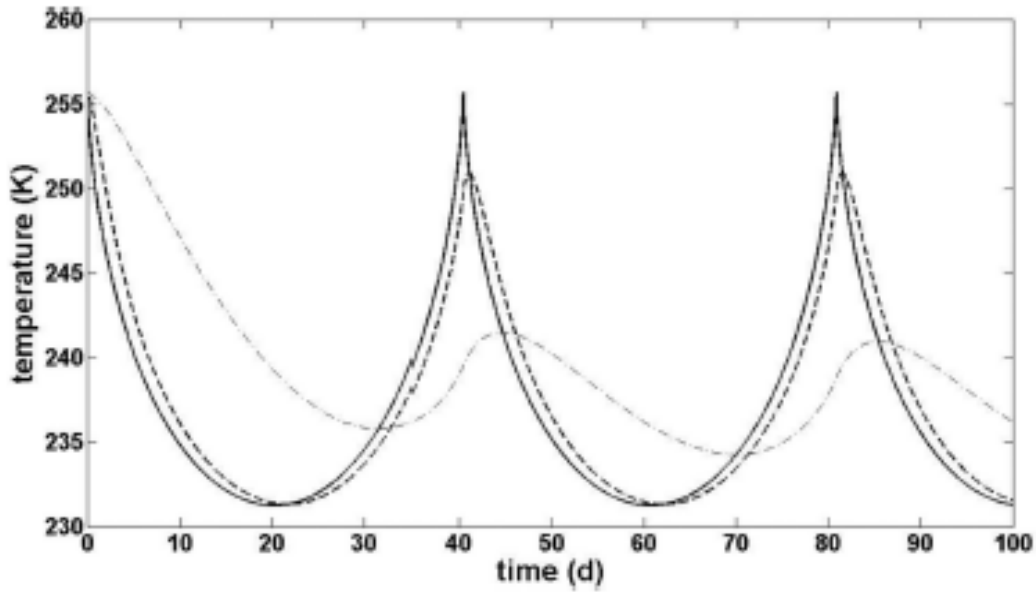


Figura 25. Evolução temporal da temperatura de brilho de PH02 para excentricidade igual a 0,100; linha contínua para o caso sem atmosfera, linha tracejada para o caso de $\chi = 10^4 \text{ mol m}^{-2}$, e linha com traço-ponto para o caso de $\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$. Os valores mais altos da temperatura de brilho em $t=0$ referem-se ao valor inicial requerido pelo integrador DASSLC. Fonte: Pinotti (2013)

3.2.3 - Planeta Hipotético em torno de HD 219134

Como representante de estrela de classe espectral intermediária entre G e M, foi escolhida a estrela próxima HD 219134, da classe espectral K. Mais especificamente, HD 219134 é da classe espectral K3V, de metalicidade elevada (+ 0,11, Heiter & Luck 2003). Além dessas características ela tem baixa atividade cromosférica, o que a torna um alvo preferencial, dentro da amostra de estrelas com distância até 10 pc do Sol, para futuros observatórios espaciais que procurarão por planetas habitáveis (Porto de Mello et al. 2006).

Considerando os critérios de definição de Zona de Habitabilidade definidos por Kasting et al. (1993), inserimos o Planeta Hipotético em torno de HD 219134 (doravante PH03) numa órbita com semi-eixo maior de 0,62 UA, confortavelmente distante da região de influência do efeito de maré.

A Tabela 19 e a Figura 26 mostram os resultados das simulações para PH03 em torno de HD 219134. Como o fluxo estelar e o raio da órbita de PH03 são intermediários entre os valores para PH01 e PH02 em torno de Tau ceti e Gliese 687 respectivamente, os resultados das simulações, em termos de atenuação no periastro e atraso de fase, também o são. Na próxima seção iremos explorar quantitativamente a relação entre período orbital e a intensidade de atenuação, além de tecer considerações sobre limitações e potencialidades do método, no contexto das capacidades observacionais de observatórios espaciais a serem lançados no futuro próximo.

Excentricidade	T_B no periastro com $\chi = 0$	$\chi = 10^4 \text{ mol m}^{-2}$		$\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$	
		Atraso de fase (h)	Atenuação (K)	Atraso de fase (h)	Atenuação (K)
0,050	253,17	15,77	0,83	152,88	3,54
0,075	256,56	15,22	1,26	149,78	5,40
0,100	260,11	14,68	1,70	146,63	7,32
0,200	275,86	12,55	3,62	133,38	15,72
0,300	294,88	10,48	5,82	119,10	25,55

Tabela 19 - Resultados das simulações para PH03; para transformar χ de mol m^{-2} para cm^{-2} multiplique por $6,02 \times 10^{19}$

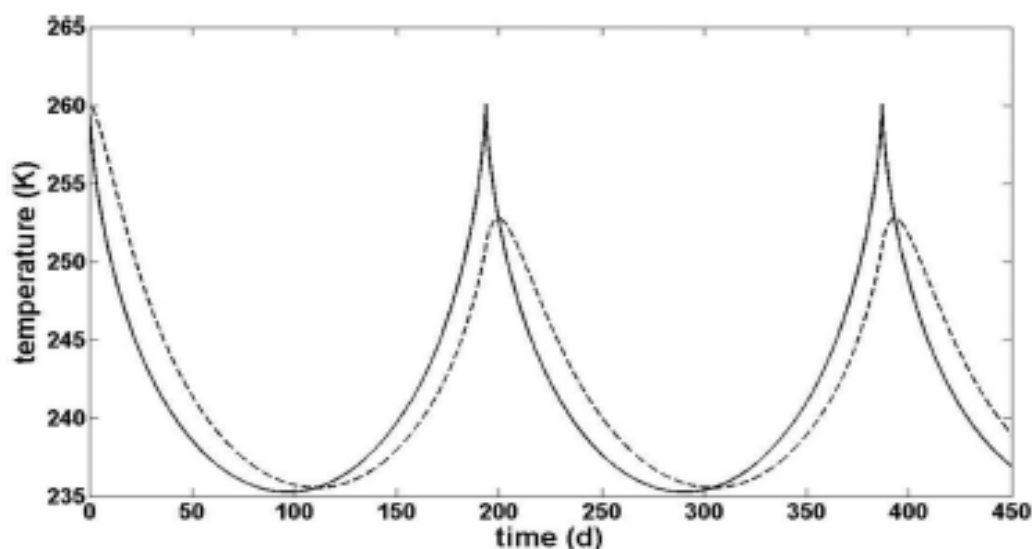


Figura 26 - Evolução temporal da temperatura de brilho de PH03 para excentricidade igual a 0,100; linha contínua para o caso sem atmosfera, linha tracejada para o caso de $\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$. Os valores mais altos da temperatura de brilho em $t=0$ referem-se ao valor inicial requerido pelo integrador DASSLC. Fonte: Pinotti (2013)

3.3 – Discussão e Conclusões

Até o momento, os únicos planetas extrasolares observados diretamente pertencem à classe de Gigantes Gasosos (Neuhäuser & Schmidt 2012; Schneider et al. 2011) e/ou anãs marrons. Essas detecções foram possíveis graças à grande distância desses planetas em relação às suas estrelas, ou à sua pequena idade, que se traduz num brilho próprio em IR incrementado pela liberação de energia gravitacional de seu material, que ainda está em fase de contração.

Para o caso de planetas rochosos a situação é bem mais complicada, porque a luminosidade destes em relação às suas estrelas é menor por um fator da ordem de 10^9 a 10^{10} , e os instrumentos disponíveis no momento não conseguem resolver um contraste tão elevado. Mesmo no infravermelho térmico, que é o foco desse estudo, o fator ainda é muito elevado, da ordem de 10^7 .

Entretanto um número de missões planejadas para o futuro próximo deverá permitir o imageamento direto de planetas rochosos em estrelas próximas, destacando-se o Telescópio Espacial James Webb (Charbonneau & Deming 2007; Catanzarite & Shao 2011), programado para lançamento em 2018, que possuirá capacidade de detecção de planetas rochosos no infra-vermelho térmico, e o E-ELT (Pantin, Salmon & Charnoz 2010; ESO 2011), que poderá resolver um contraste de $1:10^9$ a 0,1 arcsec no infra-vermelho térmico, poderá descobrir super-Terras em estrelas na vizinhança do Sol. Todos os Planetas Hipotéticos criados para as simulações desse presente estudo possuem separações angulares folgadas para a capacidade do E-ELT, e o método descrito nesse trabalho é independente do raio do planeta. A possibilidade de super-Terras possuírem atmosferas muito espessas (Porto de Mello et al. 2006) não restringe a validade do método, apenas o valor mínimo da espessura atmosférica. Já a possibilidade da superfície

dos planetas descobertos serem ricos em voláteis seria um problema para o método, devido à premissa de albedo constante. Mas uma modelagem da variação do albedo com $F_{star}(t)$ poderia compensar o efeito, com a ajuda de dados espectroscópicos de luz refletida (Kitzmann et al. 2011) e dados de composição atmosférica obtidos por espectroscopia de transmissão, caso o planeta em questão transite. Para planetas similares à Terra, modelagens mais sofisticadas seriam necessárias (Cowan, Voigt & Abbot, 2012).

Para fechar a exploração de possibilidades observacionais futuras, vale mencionar que projetos de missões ora em reavaliação ou cancelados, poderiam contribuir substancialmente na área de estudos de planetas habitáveis, e sempre é possível que tais projetos sejam reativados. Entre eles se destacam o Space Interferometry Mission (Catanzarite et al. 2006; Unwin et al. 2008; Goullioud et al. 2008), TPF-I (Seager, Ford & Turner 2002) e Darwin (Kaltenegger & Fridlund 2005).

A técnica de análise de atmosferas desenvolvida nesse trabalho é mais efetiva quanto maior for a excentricidade da órbita e, principalmente, quanto menor for o período da órbita. Para apreciarmos melhor o efeito dessas variáveis, matematicamente, vamos fazer uma simplificação, linearizando a equação (10), que é altamente não-linear, assumindo uma órbita quase-circular. Usando série de Taylor no termo $\mathcal{E}T_B^4$, chegamos a:

$$\mathcal{E}T_B^4 \cong \mathcal{E}[T_B(a)]^4 + 4\mathcal{E}[T_B(a)]^3[T_B - T_B(a)]$$

onde $T_B(a)$ é a temperatura de brilho constante para uma órbita circular de raio a (e igual à temperatura de equilíbrio). O termo F pode ser representado por uma perturbação senoidal:

$$F_{star} \cong F(a) + F(a) \left[\frac{1}{(1-e)^2} - 1 \right] \text{sen}(\omega t) \quad (11)$$

onde $F(a)$ é o fluxo incidente à distância a , e é a excentricidade e ω é a frequência da órbita, que, segundo a Terceira Lei de Kepler, é definida por:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{(m_* G)^{0,5}}{a^{1,5}} \quad (12)$$

onde T é o período da órbita e m_* é a massa da estrela.

Substituindo (11) e (12) em (10), e lembrando que para uma órbita circular

$$\mathcal{E}[T_B(a)]^4 = F(a) \frac{(1-A)}{4}$$

O resultado final será:

$$\overline{F} - 4\mathcal{E}[T_B(a)]^3 \overline{T_B} = \chi c_p \frac{d\overline{T_B}}{dt} \quad (13)$$

onde $\overline{F}$ e $\overline{T}_B$ são variáveis-desvio, calculadas com base no valor steady-state de órbita circular:

$$\overline{T}_B = T_B - T_B(a)$$

$$\overline{F} \cong \frac{(1-A)}{4} F(a) \left[\frac{1}{(1-e)^2 - 1} \right] \text{sen}(\omega t) \cong \Psi \text{sen}(\omega t)$$

A equação linear (8) possui uma constante de tempo dada por :

$$\tau = \chi c_p \left[4\sigma \varepsilon (T_B(a))^3 \right]^{-1}$$

Para uma perturbação senoidal $\overline{F} = \Psi \text{sen}(\omega t)$, o sistema (8) pode ser resolvido analiticamente (Seborg, Edgard & Mellichamp 1989; Skogestad & Postlethwaite 2005), e o resultado também será uma função senoidal:

$$\overline{T}_B = K \Psi (\omega^2 \tau^2 + 1)^{-0.5} \text{sen}(\omega t + \phi)$$

Onde K é o ganho do sistema, e ϕ é o atraso de fase, dados por:

$$K = \left[4\sigma \varepsilon (T_B(a))^3 \right]^{-1}$$

$$\phi = -\tan^{-1}(\omega \tau)$$

Note que as frequências de $\overline{T}_B$ e $\overline{F}$ são a mesma. Pode-se ver também que a Razão de Amplitude entre $\overline{T}_B$ e $\overline{F}$ será

$$RA = \frac{K}{\sqrt{\omega^2 \tau^2 + 1}} \quad (14)$$

Conseqüentemente, a Razão de Atenuação (RA_t), ou seja, a razão entre RA e RA para o caso sem atmosfera ($\tau = 0$) será:

$$RA_t = \frac{1}{\sqrt{\omega^2 \tau^2 + 1}} \quad (15)$$

A equação 15 mostra que a atenuação se intensifica com o aumento de τ e de ω . Particularmente, para o caso em que $\omega \gg 1/\tau$, teremos:

$$RA\tau \cong \frac{1}{\omega\tau} \cong \frac{a^{1,5}}{\tau(m_*G)^{0,5}} \quad (16)$$

As equações 15 e 16 mostram por que o raio da órbita influencia tanto a atenuação. A figura 27 mostra, para $\tau = 8,9 \times 10^5$ s ($T(a) \cong 260$ K e $\chi = 10^5$ mol m⁻²), o impacto do valor de ω na $RA\tau$.

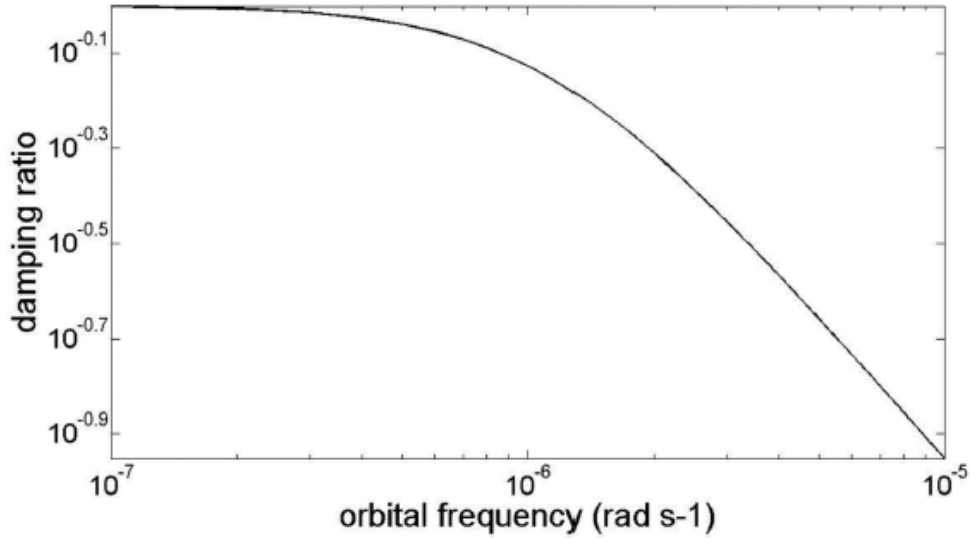


Figura 27 - $\log(RA\tau) \times \log(\omega)$ para $\tau = 8,9 \times 10^5$ s. Fonte: Pinotti 2013

A amplitude da perturbação (Ψ) está diretamente relacionada à excentricidade. Para altas excentricidades, a aproximação linear já não é mais válida, e, embora a grande variação de fluxo radiativo seja em princípio um fator negativo para a habitabilidade, esse estudo (pelo efeito de atenuação) e outros (Williams & Pollard 2002) sugerem que o valor médio do fluxo radiativo é o fator mais importante, pelo menos em muitos casos.

Em termos de habitabilidade, valores muito baixos de raio de órbita geram problemas de efeito maré e maior suscetibilidade a flares estelares, mais comuns em estrelas do tipo M. Além disso, os ventos estelares de estrelas M poderiam erodir substancialmente a atmosfera de planetas na ZH, impondo um limite superior da espessura e consequentemente afetando a habitabilidade (Lammer et al. 2007). Por outro lado, essa erosão poderia colocar a atmosfera de super-Terras em torno de estrelas M dentro do raio de alcance do método (χ na ordem de 10^5 mol m⁻²). Outra possibilidade é que, para estrelas M de massa maior e com idade da ordem de 1 Gyr ou menos, o efeito maré na ZH pode ser fraco o suficiente para que a premissa de rotação planetária rápida seja mantida, e consequentemente mantendo a validade do método. Todas essas possibilidades associadas a estrelas M, aliadas ao seu status de mais numerosas na população de estrelas da sequência principal, justificam o fato de que têm sido

extensamente estudadas no âmbito de alvos de procura por planetas habitáveis (Tarter et al. 2007).

Estrelas do tipo G possuem a ZH bem mais afastada do que estrelas do tipo M, o que elimina o problema de efeito maré, mas a atenuação em temperatura também cai sensivelmente, como mostra a Tabela 20.

As considerações acima apontam para as estrelas do tipo K como os alvos mais apropriados para o método, em termos de planetas habitáveis. Já para planetas fora da ZH, o raio de ação do método se amplia consideravelmente. Por exemplo, para estrelas do tipo espectral G, como o Sol, raios de órbita mais interiores do que o de Vênus permitem a aplicação do método. O mesmo acontece com planetas em órbitas mais exteriores do que a ZH em torno de estrelas M.

Estrela/Planeta	Semi-eixo maior (UA)	Ω ($10^{-6} \text{ rad s}^{-1}$)	Período (d)	RA_t
Sol/Terra	1,00	0,199	365	0,985
Tau Ceti/PH01	0,78	0,256	284	0,975
HD 219134/PH03	0,62	0,377	193	0,948
Gliese 687/PH02	0,17	1,801	40	0,529

Tabela 20 - RA_t para planetas usados nas simulações, no caso da extrapolação linear (equação 11). Para todos os casos a constante de tempo é de $8,9 \times 10^5 \text{ s}$

Considerando que alguns dos planetas rochosos em órbitas excêntricas a serem descobertos no futuro sejam não apenas habitáveis, mas também habitados, o albedo global provavelmente não será constante ao longo da órbita, pois a vegetação presente, por exemplo, poderá reagir à mudança de fluxo estelar, de forma a forçar um estado de homeostase (Watson & Lovelock 1983) ou simplesmente regredindo ou expandindo-se, à medida que as condições climáticas se tornem menos ou mais propícias respectivamente. Novamente, estudos espectroscópicos podem ajudar a modelar a influência do albedo, descontando a sua influência na equação (10) e permitindo a avaliação de χ .

O efeito de atenuação da amplitude da temperatura de brilho já foi mencionado em estudos anteriores (Spiegel et al. 2010), mas *esse é o primeiro trabalho que usa o efeito como um método sistemático de estudo da espessura atmosférica*.

Os efeitos de atenuação descritos nesse trabalho sugerem uma *expansão* da ZH para planetas em órbitas excêntricas, particularmente para planetas em estrelas M, em dois casos:

- planetas que saem temporariamente da ZH ao longo de sua órbita;
- planetas que ficam dentro da ZH ao longo de toda a órbita, mas que são em princípio considerados inabitáveis devido à grande variação de temperatura.

3.4 - Próximos Passos

Um próximo passo será a simulação para planetas rochosos reais, orbitando estrelas próximas o suficiente do Sol, que telescópios da próxima geração possam observar diretamente, obtendo fotometria e talvez espectroscopia suficientemente detalhadas, permitindo o estudo de características atmosféricas, entre as quais estimativas de espessura. Um objeto para simulação futura será o planeta recém-descoberto Proxima b, que orbita a estrela Proxima Centauri (Anglada-Escudé et al. 2016), e que foi descoberto através do método de velocidade radial (ver Figura 28). Com massa mínima de 1,3 massas da Terra e excentricidade que pode chegar a 0,35 (ver Figura 29), o planeta pode ou não ter uma atmosfera rica em voláteis, o que não depende apenas do processo de formação planetária, mas também do histórico da interação entre a radiação estelar e a atmosfera, visto que estrelas tipo M emitem geralmente mais radiação UV e raios-X do que estrelas tipo G, como o Sol, o que poderia ter erodido a atmosfera de um planeta próximo, ou destruído sua reserva de voláteis.

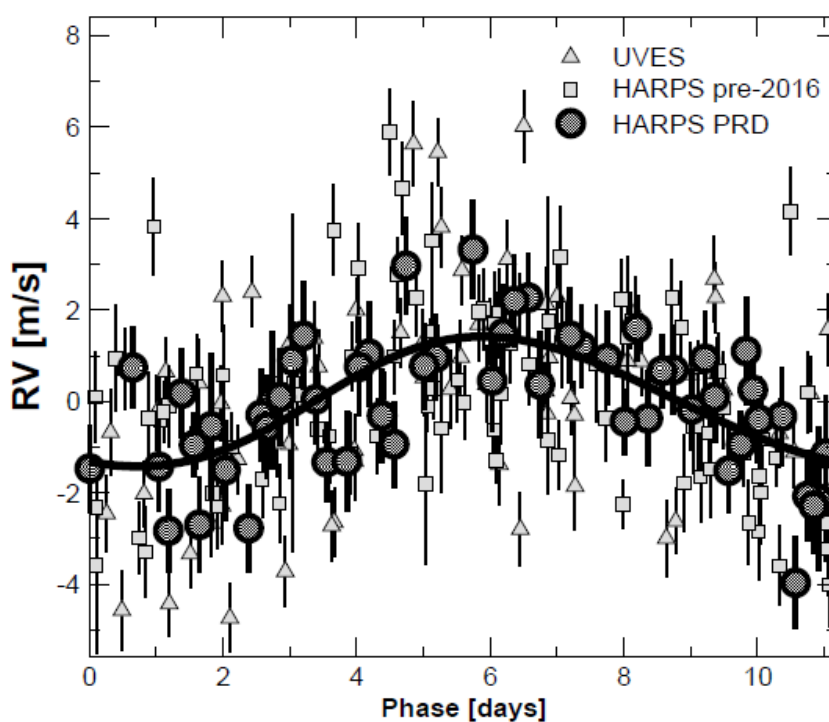


Figura 28 – Dados de velocidade radial que apontam a existência de um planeta em torno de Proxima Centauri.

Fonte: Anglada-Escudé et al. (2016)

Stellar properties	Value	Reference
Spectral type	M5.5V	2
Mass _* /Mass _{Sun}	0.120 [0.105, 0.135]	21
Radius _* /R _{Sun}	0.141 [0.120, 0.162]	2
Luminosity _* /L _{Sun}	0.00155 [0.00149, 0.00161]	2
Effective temperature [K]	3050 [2950, 3150]	2
Rotation period [days]	~ 83	3
Habitable zone range [AU]	~ 0.0423 – 0.0816	22
Habitable zone periods [days]	~ 9.1–24.5	22
Keplerian fit	Proxima b	
Period [days]	11.186 [11.184, 11.187]	
Doppler amplitude [ms ⁻¹]	1.38 [1.17, 1.59]	
Eccentricity [-]	<0.35	
Mean longitude $\lambda = \omega + M_0$ [deg]	110 [102, 118]	
Argument of periastron w_0 [deg]	310 [0, 360]	

Figura 29 – dados de Proxima Centauri e de Proxima b. Fonte: Anglada-Escudé et al. (2016)

Uma sofisticação que pretendemos inserir no programa é a presença de voláteis em quantidade na superfície do planeta, principalmente água. Esse passo torna o problema matemático bem mais complexo, visto que os oceanos absorvem radiação, e produzem vapor d'água, que formam nuvens, que por sua vez alteram o albedo médio do planeta. O processo de formação de nuvens é muito complicado, pois tipos diferentes de nuvens afetam a temperatura da superfície e da atmosfera de modos distintos. Um exemplo da nossa falta de conhecimento nesse aspecto em particular, no que se refere a modelagem computacional, é que os modelos usados para prever o clima futuro da Terra, em função do aquecimento global, possuem uma lacuna de conhecimento sobre como o aumento do ciclo hidrológico decorrente do aquecimento global irá afetar a formação de mais nuvens. Nuvens do tipo cirrus tendem a exacerbar o efeito estufa, pois o efeito estufa das moléculas d'água é preponderante, ao passo que nuvens tipo cumulo-nimbo tendem a conter o efeito estufa, devido à sua alta refletividade, que aumenta o albedo médio do planeta.

Teremos então que, assumir modelos simples de formação de nuvens, sabendo de antemão de sua limitação.

4 – A FORMAÇÃO DE PLANETAS GIGANTES GASOSOS

A formação de planetas gigantes gasosos, que possuem massa de ao menos cerca de um terço da massa de Júpiter, e compostos principalmente de H e He, requer que a escala de tempo do processo seja da mesma ordem de grandeza da existência do disco protoplanetário, que é de $< 10^7$ anos (Roberge & Kamp 2010). A importância do estudo da formação dos gigantes gasosos não reside apenas no entendimento de como essa população de planetas aparece em torno de estrelas, mas também devido à sua influência na formação e características atmosféricas de planetas de outras classes, incluindo os habitáveis, dadas as suas grandes massas e momentos angulares; no caso do nosso Sistema Solar, a massa de Júpiter é maior do que a massa de todos os outros planetas juntos. Júpiter e gigantes gasosos extrassolares influenciaram provavelmente o despacho de voláteis (água, compostos de carbono) para a zona habitável (Chambers & Wetherill 2001). Júpiter pode também ter reduzido a taxa de colisões de corpos menores, como cometas, na Terra (Horner et al. 2010).

Acredita-se que o mecanismo de formação dos planetas gigantes gasosos é diferente do de formação estelar. Observa-se, por exemplo, o chamado “deserto de anãs marrons”, um vale profundo na frequência de objetos com massa entre $\sim 15 M_J$ e $\sim 60 M_J$ orbitando em torno de estrelas similares ao Sol (Grether e Lineweaver, 2006, ver Figura 30), o que sugere um mecanismo diferente de formação desses dois tipos de objeto. Há também o fato bem estabelecido, descrito na introdução desta tese, de que planetas gigantes gasosos formam-se preferencialmente em discos protoplanetários de estrelas de mais alta metalicidade. O Imageamento direto de planetas também aponta core accretion como mecanismo dominante de formação planetária (Janson et al. 2012)

A teoria mais aceita para a formação de planetas gigantes gasosos é a de “core accretion”, ou acreção nuclear, que coloca no mesmo cenário a formação de gigantes gelados e planetas rochosos, pois os estágios iniciais de formação são comuns a todos eles (D’Angelo, Durissen & Lissauer, 2010). Segundo a teoria, a poeira presente no gás

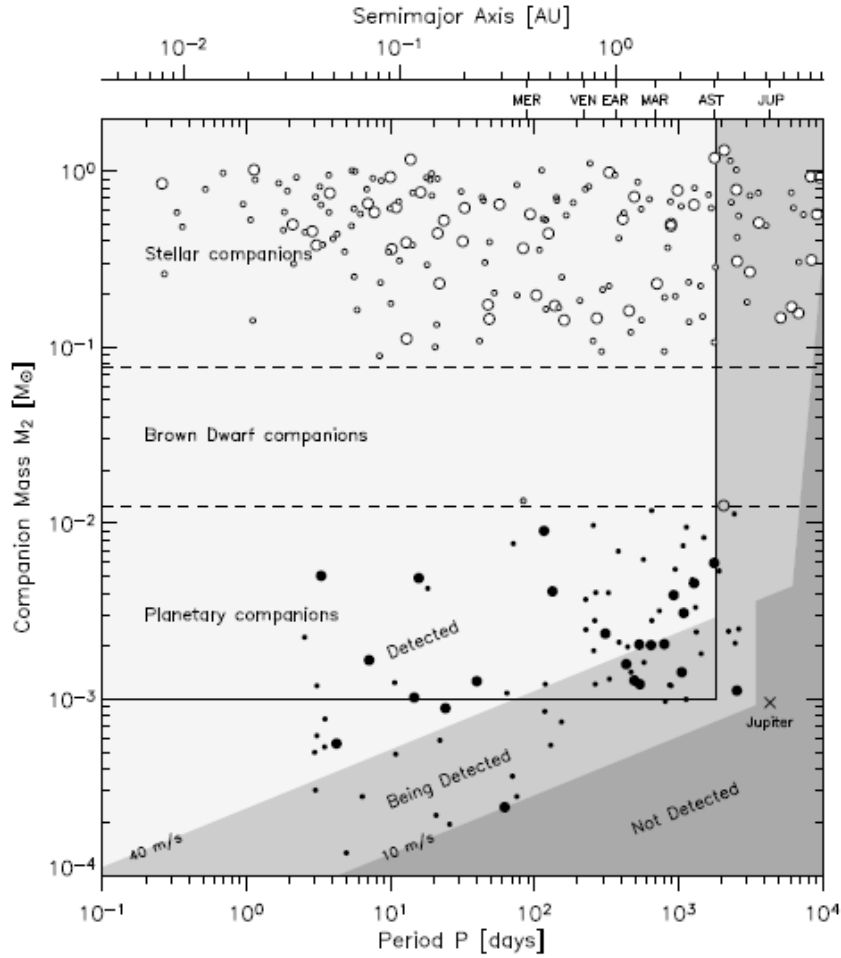


Figura 30 - Exemplo do deserto de anãs marrons, a partir de uma amostra de estrelas do tipo solar na vizinhança solar. Fonte: Grether e Lineweaver, 2006.

que forma o disco protoplanetário, inicialmente com dimensões da ordem de μm e menores, vão se coagulando e formando partículas maiores, que, ao atingirem a ordem de grandeza de cm , passam a migrar para o “midplane” do disco, devido à fricção com o gás; ali, a coagulação continua, até a formação de agregados com ordem de grandeza de km , chamados de planetesimais. A partir desse ponto, a gravidade passa a dominar o processo de coagulação. Os planetesimais se juntam aos pares, até formarem o embrião planetário, cuja taxa de acreção é proporcional à sua massa, de acordo com a fórmula desenvolvida por Safronov (1969):

$$\frac{dM_p}{dt} = \pi R_p^2 v_{rel} \rho_s F_g$$

onde M_p é a massa do planetesimal, R_p é o seu raio, v_{rel} é a velocidade relativa entre dois corpos no impacto, e ρ_s é a densidade de sólidos. O produto $(\pi R_p^2 \rho_s v_{rel})$ é a taxa mássica que atravessa a área frontal do planetesimal. O fator F_g dá conta do aumento da área efetiva de coleta do planetesimal devido à gravidade, e é descrito por

$$F_g = \left(R_{eff} / R \right)^2$$

onde R_{eff} é o raio efetivo de coleta.

Uma forma mais usada da equação de Safronov, que usa a densidade superficial de sólidos é:

$$\frac{dM_p}{dt} = \pi R_p^2 F_g \Omega \sigma_s$$

onde σ_s é a densidade superficial de sólidos e Ω é a velocidade angular dos sólidos ao redor da estrela. Como Ω é, para órbitas keplerianas, proporcional a $r^{-3/2}$, onde r é o raio da órbita, segue-se que a taxa de crescimento de um planetesimal cai com a distância da estrela. Como veremos mais tarde, σ_s também cai com o raio da órbita, o que contribui ainda mais para a queda da taxa.

O embrião acaba absorvendo todos os planetesimais no seu raio de ação, formando o núcleo planetário, ou protoplaneta. Uma vez ganhando massa suficiente, a velocidade de escape do gás no protoplaneta ultrapassa a velocidade térmica do gás no disco protoplanetário, e uma camada de gás começa a se formar em torno dele. Nesse estágio, que dura a maior parte do tempo de formação do gigante gasoso (ver Figura 31), a taxa de acúmulo de gás não é alta, sendo limitada pela capacidade de resfriamento do gás capturado, que é aquecido devido à diferença de potencial gravitacional.

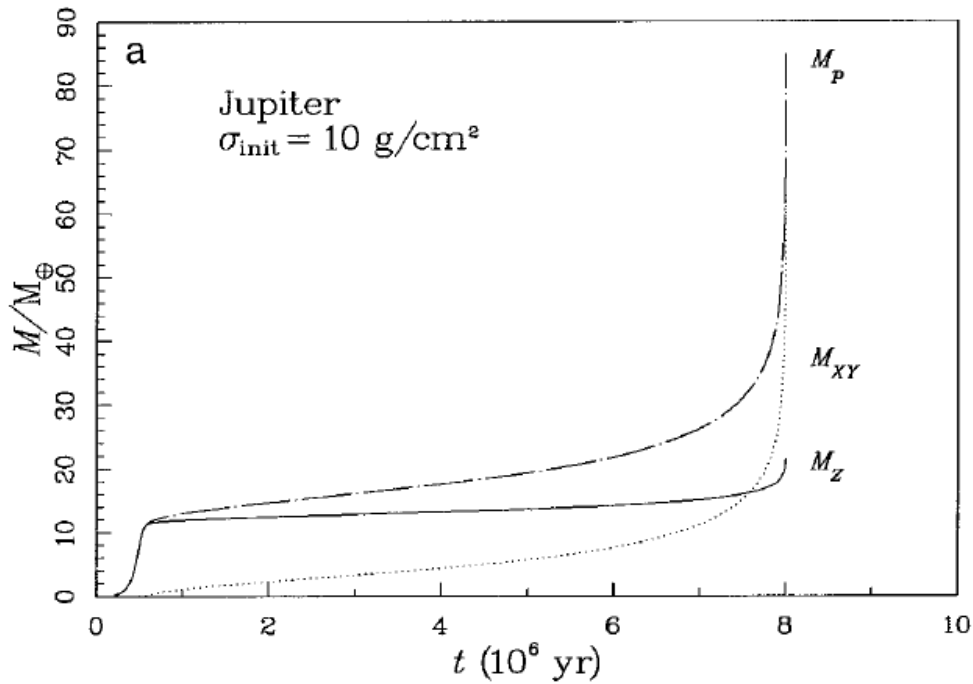


Figura 31 – Simulação da formação de Júpiter. Linha pontilhada representa a massa de gás do planeta; linha contínua representa a massa de sólidos, e a terceira linha representa a massa total do planeta. Fonte: Pollack et al. 1996.

Entretanto, quando a massa do planeta atinge o valor no qual o gradiente de pressão na camada gasosa não suporta mais o potencial gravitacional, esta sofre uma contração rápida, que permite um aumento da taxa de captura, aumentando a massa e consequentemente aumentando ainda mais a taxa, numa fase conhecida como acreção descontrolada de gás. Quando o planeta atinge alguns décimos da massa de Júpiter, a interação gravitacional entre ele e o próprio disco protoplanetário acaba por diminuir a taxa de acreção, até que não haja mais gás disponível no raio de ação do agora planeta gigante gasoso.

Vemos então que a formação de um núcleo rochoso é fundamental para a produção de um planeta gigante gasoso, bem como a disponibilidade de gás no disco protoplanetário para o crescimento do planeta, até que ele alcance uma massa comparável à de Júpiter.

As noções do mecanismo mais aceito de formação de planetas gigantes gasosos, descritas acima, tornam natural a ocorrência de tais objetos preferencialmente em torno de estrelas de metalicidade mais alta, visto que a metalicidade do disco protoplanetário, que se aproxima à da estrela, está diretamente relacionada à formação de partículas sólidas, que, condensando-se, irão formar o núcleo sólido em torno do qual o gigante gasoso irá crescer. Além disso, discos protoplanetários de baixa metalicidade duram menos em relação aos de mais alta (Yasui et al. 2010, Ercolano & Clarke 2010), o que comprometeria a maturação de um planeta gigante gasoso, considerando que o núcleo sólido foi formado.

A ideia que gerou a presente linha original de pesquisa foi a de que a metalicidade não deve afetar apenas a probabilidade de formação de um planeta gigante gasoso, mas também o *locus* mais provável de formação, radialmente, no disco protoplanetário. Na próxima seção será exposto o desenvolvimento teórico dessa hipótese.

4.1 – Desenvolvimento da ZAPO (Zero Age Planetary Orbit)

Um tratamento mais detalhado da hipótese e seu desenvolvimento matemático podem ser encontrados em Pinotti et al. (2005). Considere P como sendo a probabilidade de formação de um planeta gigante gasoso, que é função do raio no disco protoplanetário; podemos assumi-la como sendo proporcional à densidade superficial de poeira σ_s (Lineweaver 2001, Wetherill 1996), já que o processo de formação planetária requer, *a priori*, a formação de um embrião planetário rochoso, cuja taxa de crescimento é diretamente proporcional à densidade superficial de sólidos (Pollack et al. 1996, de Pater & Lissauer, 2001), que, por sua vez, está diretamente relacionada à densidade superficial de poeira quando da formação de planetesimais. P pode também ser considerada inversamente proporcional à temperatura da parte central do disco, T , já que a taxa de captura de gás, que acaba por formar o planeta gigante gasoso, é diretamente proporcional

à densidade do gás na vizinhança do corpo (Pollack et al. 1996), que, por sua vez é, pela lei dos gases perfeitos, é proporcional a $1/T$, considerando o gás em equilíbrio de pressão, pelo menos até o início da fase de captura mais violenta.

Assim, podemos escrever:

$$P \propto (\sigma_S/T) \quad (17)$$

Os perfis radiais de σ_S e T podem ser escritos como:

$$\sigma_S \propto r^{-\alpha} \quad (18)$$

$$T \propto r^{-\beta} + t \quad (19)$$

onde t é uma constante, pelo menos para uma dada massa estelar. Para levarmos em conta a hipótese de que a probabilidade P é função da metalicidade, ou seja, $P=P(r,Z)$, onde $Z=[Fe/H]$, nós assumimos que $\alpha=\alpha(Z)$ e $\beta=\beta(Z)$. Um incremento em Z causa um aumento na densidade superficial de poeira, diminuindo o valor de α , e um aumento na opacidade do disco, diminuindo o gradiente de temperatura (diminuindo também o valor de β). Valores assintóticos de α e β devem também ser alcançados para valores altos de Z , já que condições de contorno envolvendo troca térmica, extensão do disco e migração de partículas requerem sempre perfis radiais decrescentes de T e σ_S . Por outro lado, valores muito negativos de Z resultariam em altos valores de α e β .

O valor ótimo de P é obtido através de:

$$dP = \frac{\partial P}{\partial r} dr + \frac{\partial P}{\partial Z} dZ = 0$$

Consequentemente, temos que $\partial P/\partial r = 0$ e $\partial P/\partial Z = 0$

Usando o termo $\partial P/\partial r = 0$ na equação (17), e considerando as equações (18) e (19), chegamos a:

$$r_{opt}^{\beta} = \left(\frac{\beta-\alpha}{t\alpha} \right) \quad (20)$$

Como esperado, um perfil radial de densidade superficial de poeira mais suave (α menor) irá deslocar o *locus* ótimo de formação planetária para fora. Considerações adicionais em relação ao termo $\partial P/\partial Z = 0$ nos fornece a forma aproximada de $\alpha=\alpha(Z)$ e $\beta=\beta(Z)$:

$$\alpha(Z) = \alpha_a (1 + e^{-\zeta(Z)}) \quad (21)$$

$$\beta(Z) = \beta_a (1 + e^{-\zeta(Z)}) \quad (22)$$

onde α_a e β_a são valores assintóticos para alta metalicidade, e ζ é dado por:

$$\zeta(Z) = c(Z - Z_0)$$

A substituição de Z por $(Z-Z_0)$ leva em consideração o fato de que o valor de $\zeta = 0$ não corresponde necessariamente a metalicidade solar. Usando as equações (21) e (22) em (20) obtemos:

$$r_{opt}(Z) = \left(\frac{\beta_a - \alpha_a}{t\alpha_a} \right)^{1/\beta(Z)} \quad (\text{em unidades arbitrárias}) \quad (23)$$

Portanto, o raio ótimo (que pode ser substituído pelo semi-eixo maior do planeta não migrado) está ligado à metalicidade Z . A população de planetas jovens que ainda não sofreram migração, ou que sofreram de forma pouco significativa, vão tender a seguir uma curva, que batizamos de ZAPO (Zerro Age Planetary Orbits), num gráfico de metalicidade versus semi-eixo maior.

A curva possui dois valores assintóticos:

- 1, para altos valores negativos de Z ;
- $\left(\frac{\beta_a - \alpha_a}{t\alpha_a} \right)^{1/\beta_a}$ para altos valores positivos de Z .

Para transformar a unidade arbitrária em Unidade Astronômica, usamos a relação

$$1 \text{ unidade arbitrária} = \gamma^{-1} \text{ AU}$$

De forma que γ fixa o valor mais provável da distância r_{opt} onde um planeta massivo irá se formar, num disco com metalicidade muito baixa.

O processo de migração, que provavelmente deslocou boa parte da população de planetas gigantes gasosos, será levado em conta, no nosso modelo, através de um fator multiplicativo, n , na curva ZAPO

$$r(Z,n) = nr_{opt}(Z)$$

Cabe aqui notar que a hipótese da curva ZAPO, que dita que planetas em estrelas de baixa metalicidade são formados com menos frequência e em órbitas mais curtas, causa, em si mesma, mais um fator na baixa frequência de planetas nessas estrelas, pois o processo de migração provavelmente foi mais eficaz em destruir tais planetas pela absorção pela estrela, sendo que muitos dos planetas remanescentes acabaram tendo seus envelopes gasosos arrancados pela radiação estelar, acabando como super-Terras ou até mesmo planetas menores (Lundkvist et al. 2016, Valsecchi, Rasio & Steffen 2014).

4.2 - Estatística atual de planetas extrassolares e critérios de filtragem de dados

A Enciclopédia dos Planetas Extrassolares (Schneider et al. 2011) listava, em 12 de maio de 2016, 3406 planetas descobertos, um número que cresce continuamente, à

medida que novas descobertas, numa base quase que semanal, vão aumentando o espaço amostral disponível. O cenário do ano de 2016 representa, em relação a 2005, quando o primeiro artigo sobre ZAPO foi publicado (Pinotti et al. 2005) e quando menos de duzentos planetas tinham sido descobertos, um aumento de duas ordens de grandeza na estatística disponível. Em 2005, o método de velocidade radial era o mais produtivo, e o bias do método para planetas grandes próximos de suas estrelas foi bem ilustrado no fato de que o primeiro planeta extrassolar descoberto ao redor de uma estrela da sequência principal foi o Hot Jupiter 51 Peg (Mayor & Queloz 1995). A prevalência de planetas de alta massa na estatística da época era, em princípio, uma vantagem, dada a natureza do nosso trabalho, mas a profusão de órbitas muito curtas também indicava a alta frequência do fenômeno de migração, que não ajuda na definição da curva ZAPO.

Hoje, o método de trânsito superou as descobertas pelo método de velocidade radial, devido principalmente ao sucesso da missão Kepler (Morton et al. 2016, Lissauer, Dawson & Tremaine 2014), como mostra a Figura 32. Mesmo assim, cerca de 20% dos planetas descobertos caem na categoria de Hot Jupiters, Estudos indicam a presença deles em cerca de 1,2% das estrelas F, G e K na vizinhança solar (Wright et al. 2012), embora essa estimativa ainda não seja bem estabelecida (Wang et al. 2015).

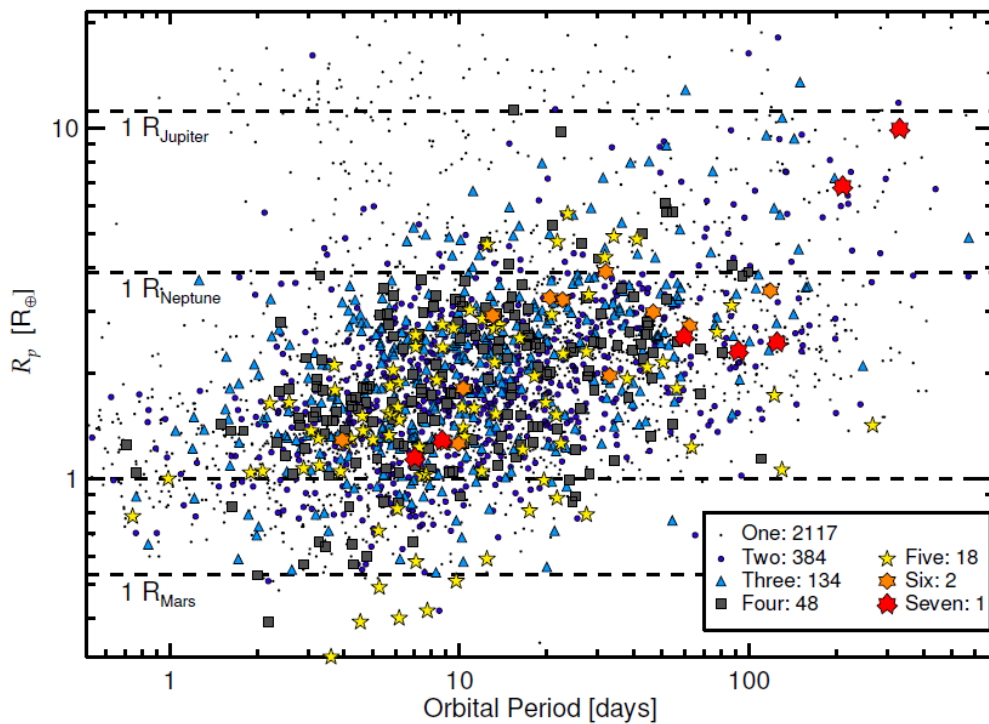


Figura 32 – Período orbital versus raio do planeta para candidatos a planeta na análise dos três primeiros anos dos dados da sonda Kepler. Os números mostrados na legenda representam o número total de sistemas de uma dada multiplicidade no catálogo. Fonte: Lissauer, Dawson & Tremaine, 2014.

Para realizarmos a análise do espaço amostral atual (lista de 3406 planetas) à luz da curva ZAPO, precisamos filtrar os dados de acordo com critérios específicos:

- os planetas precisam ter dados de massa, excentricidade e de raio da órbita, ou semi-eixo maior;
- as estrelas precisam ter informação de metalicidade e massa;
- no caso de sistemas com mais de um planeta, o planeta de maior massa será o escolhido, visto que ele provavelmente se formou no “ponto ótimo”;
- a hipótese da ZAPO foi construída para planetas gigantes gasosos, para os quais a correlação entre frequência e metalicidade estelar é bem estabelecida (Schlaufman and Laughlin, 2011, Sozzetti et al. 2009, Fischer & Valenti, 2005); logo, precisamos definir limites superior e inferior de massa do planeta, para que ele se enquadre dentro dessa categoria. A definição mais aceita na literatura para o limite máximo da massa de um gigante gasoso é de $13 M_J$, acima da qual a fusão de deutério no interior do objeto leva-o a ser classificado como anã marrom. Além disso esse limite consta da definição da IAU (IAU 2003) de massa máxima de $13 M_J$, logo, usaremos esse valor como limite; planetas descobertos por velocidade radial têm massa *mínima* medida, e como para distribuições aleatórias da inclinação da órbita em relação à nossa linha de visada dão uma massa verdadeira média de 1,3 vezes a massa mínima, segue-se que planetas com massa mínima de $10 M_J$ descobertos por velocidade radial se encontram no limite superior; para planetas descobertos por trânsito, o ângulo da órbita do planeta em relação à nossa linha de visada se aproxima de zero, e a massa medida é muito próxima da massa verdadeira; segue-se que para planetas descobertos por trânsito nosso critério será o de $13 M_J$ como limite máximo para a massa medida. Em relação ao limite mínimo de massa para um planeta ser considerado um gigante gasoso, que é uma região mais nebulosa, adotaremos o valor de $0,3 M_J$, que corresponde à massa de Saturno, sendo um valor aceito geralmente pela comunidade (Lissauer, comunicação privada; Brucalassi et al. 2016, D’Angelo, Durisen e Lissauer, 2010). Estamos sendo conservativos nesse valor, visto que muitos planetas extrassolares com massa menor do que $0,3 M_J$ podem ser considerados planetas gigantes gasosos se sua composição é predominantemente de H e He, planetas que foram uma vez planetas gigantes gasosos mas que tiveram parte da sua atmosfera erodida pela radiação estelar, ou planetas rochosos ou com relação (H+He)/rocha menores do que Júpiter e que não tiveram tempo de se transformar em gigantes gasosos devido à dissipação rápida do disco protoplanetário. Seguindo o mesmo raciocínio para os métodos de velocidade radial e de trânsito, os limites inferiores serão de $0,23 M_J$ e $0,3 M_J$ respectivamente;
- a excentricidade da órbita do planeta não deve ser grande demais; altas excentricidades indicam interação planeta-planeta (Brucalassi et al. 2016, Bryan et al. 2016, Jurić & Tremaine 2008, Chatterjee et al. 2008, Adams & Laughlin 2003), e, conseqüentemente, alta chance de que a órbita como um todo, incluindo o semi-eixo maior, tenha sido substancialmente alterada. Esse fenômeno pode ser

mais frequente em estrelas de alta metalicidade (Dawson & Murray-Clay 2013); embora não haja um valor limite estabelecido de excentricidade, além do qual a interação planeta-planeta seja uma causa certa, foi escolhido um valor suficientemente alto, de forma a eliminarmos anomalias quase certas, em relação aos nossos objetivos. Assim, no nosso estudo estipulamos o valor máximo de excentricidade de 0,4.

- Planetas com semi-eixo maior que 12 UA não foram provavelmente originados pelo mecanismo de core accretion, devido à baixa densidade superficial de poeira nessa região, ou então foram deslocados para essas órbitas através de interação planeta-planeta (Scharf & Menou 2009); além disso, evidências observacionais indicam que planetas gigantes gasosos jovens são raros além de 10 UA. (Biller 2014). Visto que Saturno se localiza a 10 UA e não parece ter migrado extensivamente, foi selecionado o limite máximo de 12 UA para o presente estudo;
- planetas orbitando pulsares são excluídos devido à grande alteração de órbita devido à perda de massa estelar no estágio de supernova.

Utilizando esses critérios, chegamos a um espaço amostral de 504 planetas, cujos dados encontram-se no Anexo III.

4.3 - Resultados e Discussão

O modelo da curva ZAPO não é parametrizado por massa estelar, embora essa variável seja importante, pois afeta os perfis de temperatura e densidade superficial de sólidos no disco protoplanetário (Andrews 2015). No primeiro trabalho (Pinotti 2005) o espaço amostral era pequeno, e a curva ZAPO foi calibrada para uma seleção de 72 planetas orbitando estrelas com massa entre 1,2 e 0,8 M_{SOL} . Júpiter foi usado nessa calibração, como exemplo de planeta que migrou pouco. O resultado pode ser visto na Figura 33. A figura 34 mostra o resultado da modelagem da curva ZAPO, e os parâmetros usados.

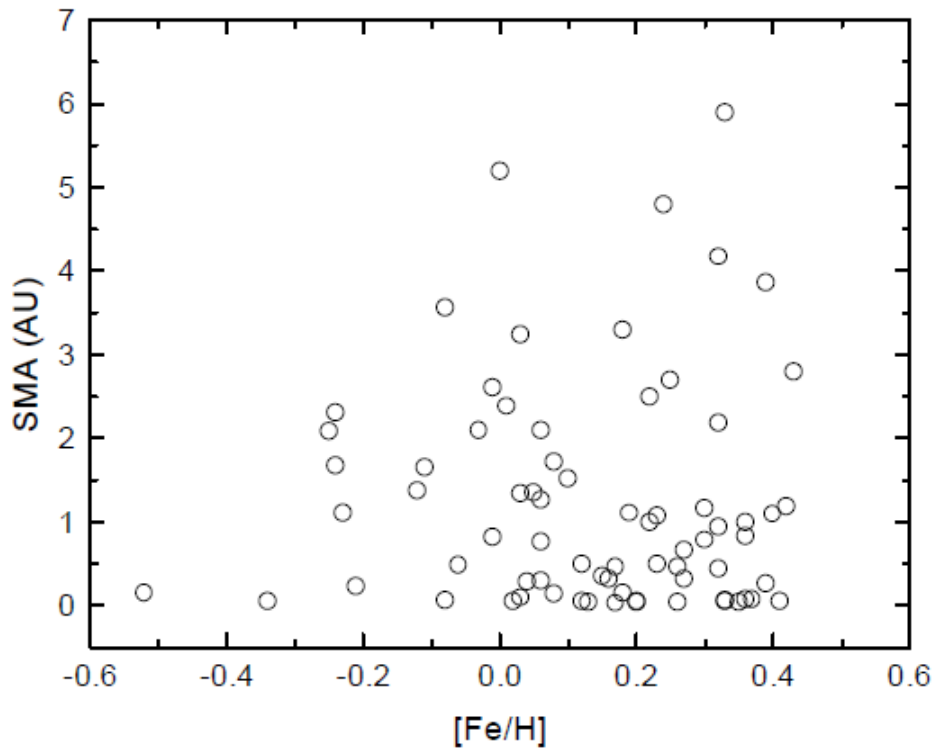


Figura 33 – Amostragem de planetas usados em Pinotti et al. 2005 para a parametrização da curva ZAPO, num gráfico de metalicidade versus semi-eixo maior. Todos os 72 planetas orbitam estrelas com 1.0 ± 0.2 massas solares.

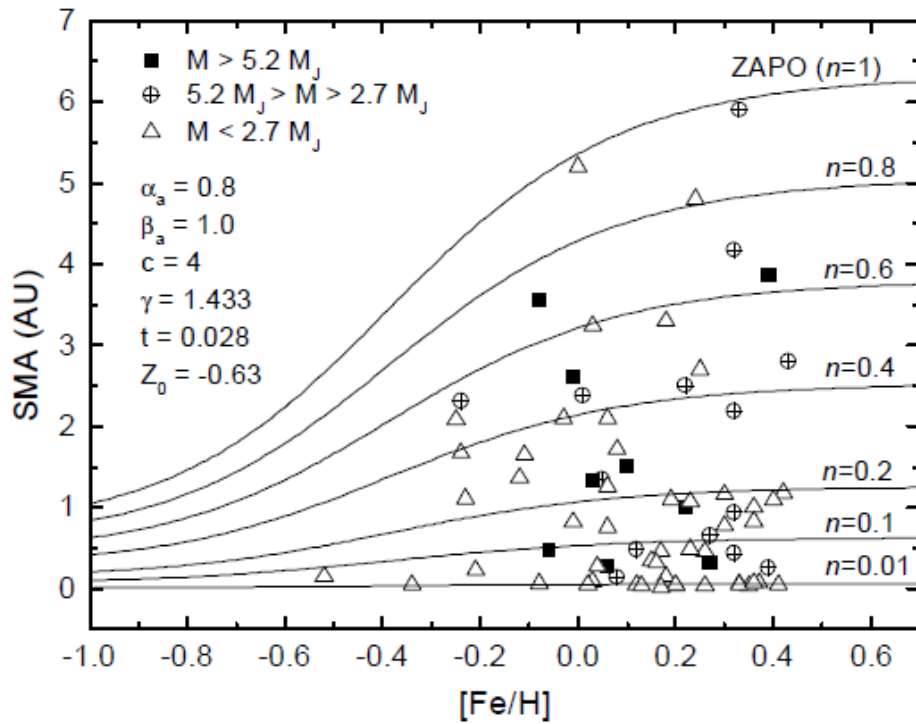


Figura 34 – Parametrização da curva ZAPO e de curvas para populações de planetas migrados.

Já para a amostra de 504 planetas obtidos na continuação do trabalho de pesquisa, que gerou um segundo paper (Pinotti, Boechat-Roberty & Porto de Melo 2017, que também consta do Anexo IV), foi possível explorar mais de uma faixa de massa estelar. A Figura 35 mostra o resultado para a sub-categoria de 282 planetas (mais Júpiter) que giram em torno de estrelas com massa entre 0,8 e 1,2 massas solares, a mesma faixa de massas da Figura 34. A mesma curva ZAPO com os parâmetros gerados em 2005 aparece na figura, bem como curvas para populações migradas.

Os dois grupos de planetas apresentam o mesmo comportamento geral, ou seja, maior dispersão em semi-eixo maior para planetas em estrelas com mais alta metalicidade, e menores valores de dispersão e média de SMA para planetas em torno de estrelas de baixa metalicidade. O segundo grupo de características em estrelas de baixa metalicidade são uma previsão do trabalho de 2005 que continuam valendo 11 anos depois: os poucos planetas em estrelas de baixa metalicidade são mais próximos de suas estrelas, e além disso são poucos não apenas devido à menor probabilidade de formação (que a teoria de core accretion por si só já prevê), mas também porque o processo de migração foi mais efetivo na eliminação de parte deles.

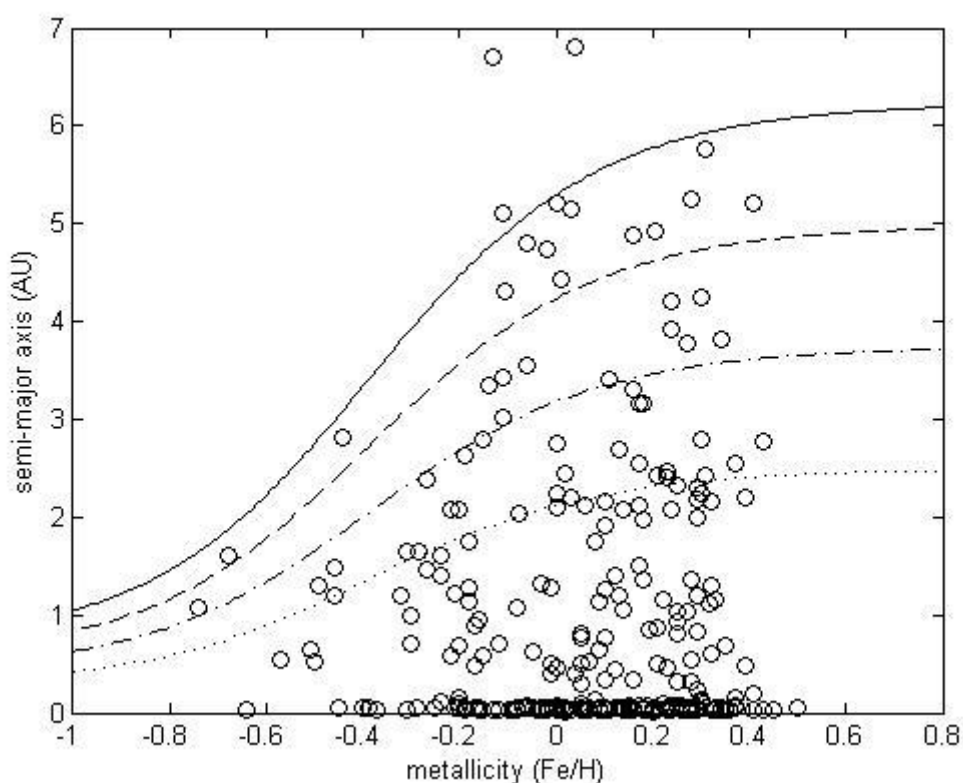


Figura 35 - Metalicidade versus semi-eixo maior do sub-grupo de 282 planetas (mais Júpiter) oriundo da seleção, e curva ZAPO (linha cheia), além de curvas para $n=0,8$ (linha tracejada), $n=0,6$ (traço-ponto) e $n=0,4$ (linha de pontos)

A curva ZAPO, que indica o ponto ótimo de formação de planetas gigantes gasosos, também pode ser interpretada, à luz do processo de migração, como um limite

superior de SMA para cada metalicidade estelar, considerando também que apenas migrações para raios de órbita menores são relevantes. Assim, espera-se que toda a população de planetas esteja próxima ou abaixo da curva, num diagrama de metalicidade estelar versus SMA. E, conforme mostra a Figura 35, a grande maioria dos 282 planetas do grupo de planetas em estrelas com faixa de massa igual à da usada em Pinotti et al. (2005) está de fato próxima ou abaixo da curva ZAPO, o que dá crédito à hipótese. Em especial, os planetas HD 47536 b ($\text{Fe}/\text{H} = -0,68$, $\text{SMA} = 1,61 \text{ AU}$) e HD 11755 b ($\text{Fe}/\text{H} = -0,74$, $\text{SMA} = 1,08 \text{ UA}$), em estrelas com metalicidade muito baixa, e desconhecidos em 2005, estão localizados abaixo da curva ZAPO.

Os dois únicos planetas que não são compatíveis com o cenário da curva ZAPO são HD 150706 b ($\text{Fe}/\text{H} = -0,13$, $\text{SMA} = 6,7 \text{ AU}$) e HD 142 c ($\text{Fe}/\text{H} = 0,04$, $\text{SMA} = 6,8 \text{ UA}$). Entretanto, a excentricidade da órbita de HD 150706 b é 0,38, muito próxima do limite estipulado nesse estudo, logo sua órbita pode ter sido alterada substancialmente por interação entre planetas. A estrela HD 142 possui dois planetas gigantes, e possivelmente um terceiro (Wittenmyer et al. 2012), e interações entre eles pode também ser uma explicação para a órbita de HD 142 c.

Com o objetivo de estudarmos a validade da curva ZAPO para faixas diferentes de massa estelar, selecionamos, da amostra de 504 planetas, 138 que giram em torno de estrelas com massa maior que 1,2 e menor ou igual a 1,6 massas solares. O resultado é mostrado na Figura 36.

As mesmas características do grupo para estrelas com $0,8 \leq M_{\text{Sol}} \leq 1,2$ estão presentes nesse gráfico e a curva original ZAPO ainda se constitui num limite superior, embora a média de SMA dos planetas seja menor nesse caso. Essa diferença entre os grupos pode ser explicada pela diferença da massa do disco protoplanetário, que é maior para estrelas mais massivas. Um disco mais massivo favorece a migração tipo I (Lubow & Ida 2010), e o protoplaneta migraria mais extensamente antes de se tornar suficientemente massivo para abrir um gap no disco e iniciar o processo de migração tipo II, mais brando.

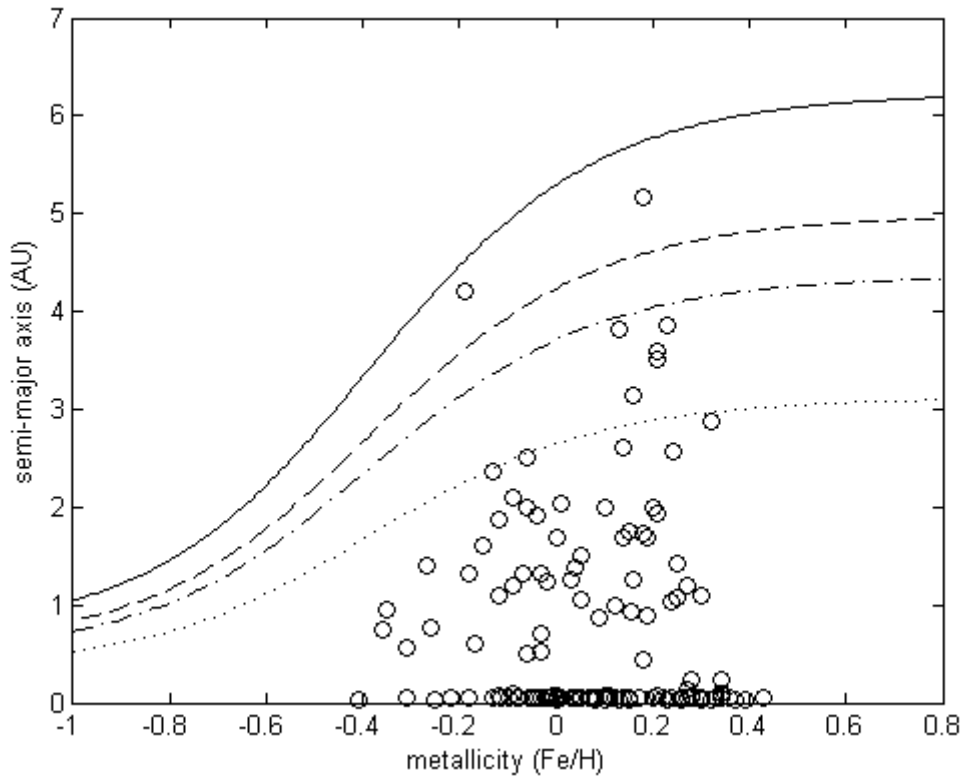


Figura 36. Semi-eixo maior em função de metalicidade (Fe/H) para o grupo de planetas em estrelas com massa entre 1,2 e 1,6 M_{Sol} . Curva ZAPO ($n=1$, linha cheia), $0.8 \cdot \text{ZAPO}$ (linha tracejada), $0.7 \cdot \text{ZAPO}$ (linha-traço) and $0.5 \cdot \text{ZAPO}$ (linha de pontos)

O grupo de planetas em estrelas mais massivas exibe um comportamento diferente. A Figura 37 mostra os 46 planetas em estrelas com massa maior que 1,6 M_{Sol} , no mesmo gráfico de metalicidade versus SMA. Duas características são únicas, relativamente aos grupos anteriores. Em primeiro lugar, não parece haver preferência por estrelas de alta metalicidade, pois os planetas estão mais ou menos bem distribuídos ao longo do eixo de metalicidade. Além disso, há uma evidente falta de Júpiteres quentes nesse grupo, ou seja, planetas com SMA $< 0,1$ UA, e a média de SMA é maior

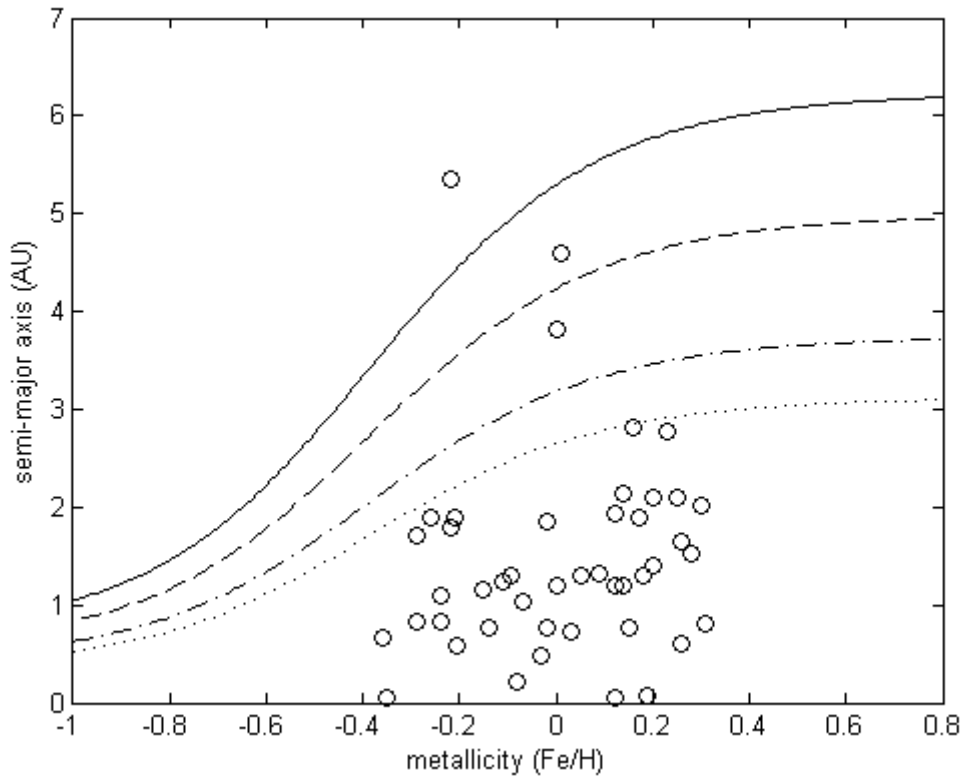


Figura 37 – Resultados para o grupo de estrelas com massa maior do que $1,6 M_{\text{Sol}}$

que a de outros grupos. Tais características já foram notadas antes (Haywood 2009, Pasquini et al. 2008). Embora o número de planetas nesse grupo seja pequeno demais para chegarmos a conclusões definitivas, tais características podem ser explicadas a partir de propriedades básicas de estrelas e seus discos protoplanetários. Estrelas de alta massa tendem a possuir discos de alta massa (Andrews 2015, Ansdell et al. 2016, Osorio et al. 2016, Mohanty et al. 2013), ver Figura 38, de forma que uma grande quantidade de poeira se assenta na parte central do disco independentemente da metalicidade, consequentemente descaracterizando o gradiente radial de densidade superficial de sólidos, e inibindo a relação entre a metalicidade e o locus ótimo de formação.

Ansdell et al. (2016) observaram, através do ALMA, 89 discos protoplanetários no complexo de Lupus, através do contínuo em $890 \mu\text{m}$ – para medição de poeira - e em linhas de ^{13}CO e C^{18}O – para medição de gás, obtendo uma correlação positiva entre a massa de poeira e a massa estelar, além de obterem pela primeira vez uma correlação observacional positiva entre a massa de gás e a massa estelar. A Figura 39 mostra as imagens obtidas nesse estudo, para dois discos protoplanetários.

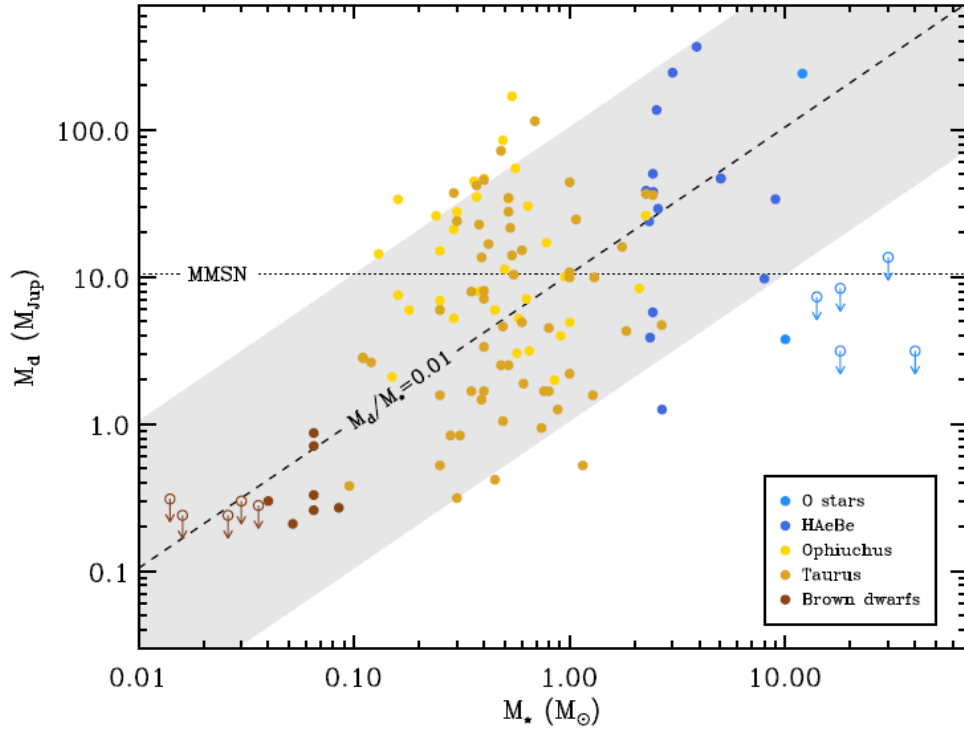


Figura 38 – Relação entre massa estelar e massa do disco protoplanetário. Fonte: Williams & Cieza 2011

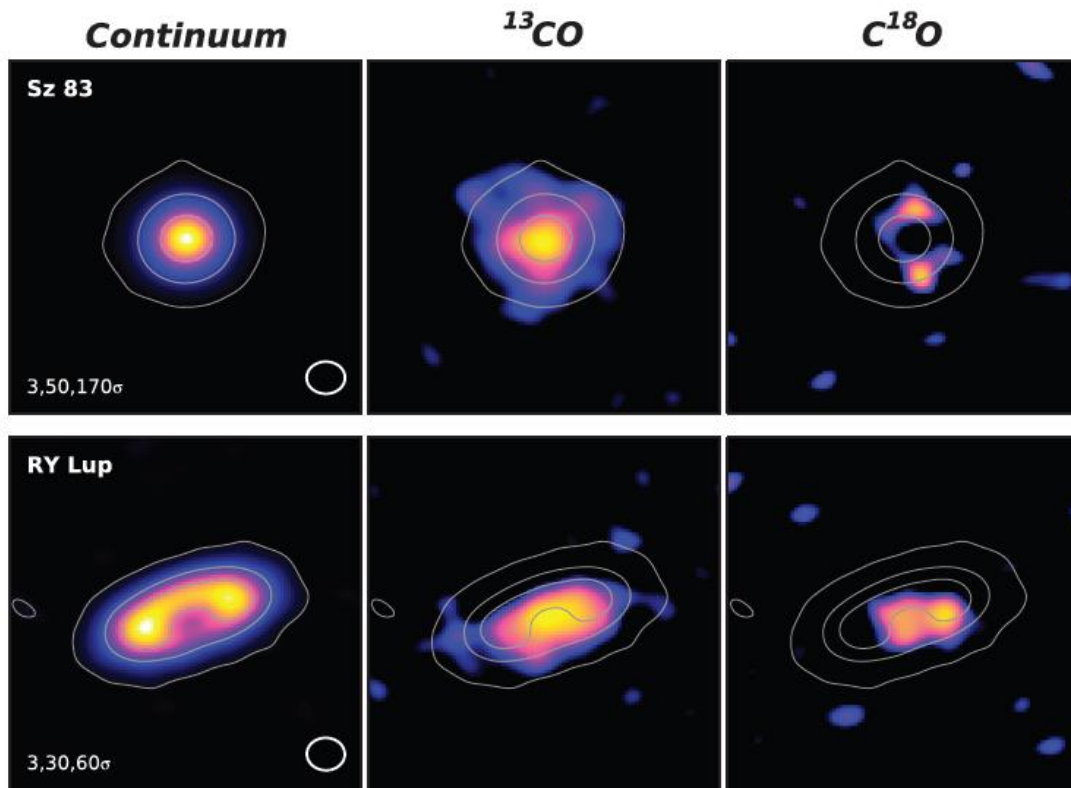


Figura 39 – Imagens de dois discos protoplanetários no Complexo de Lupus. Fonte: Ansdell et al. (2016)

Mesmo que o gradiente radial não seja afetado, a maior concentração de poeira iria levar a maiores taxas de coagulação (Brauer, Dullemond & Henning 2008), de forma que o tamanho médio das partículas de poeira seria alto o suficiente para que o efeito da metalicidade seja enfraquecido. Adicionando a esse cenário circunstâncias estocásticas como a turbulência no disco, é possível que não haja mais um locus ótimo de formação. Tal cenário, acredito, é mais plausível do que a possibilidade de que a correlação entre metalicidade estelar e frequência de planetas gigantes não esteja relacionada ao processo de formação planetária (Haywood 2009)

O número escasso de planetas próximos de suas estrelas (apenas 3 dos 46 têm SMA menor do que 0,1 UA) é possivelmente causada pela rápida fotoevaporação da parte interna do disco protoplanetário, devido à radiação XUV intensa da estrela. A lacuna interna do disco evitaria migração extensa, já que os principais processos requerem a interação do planeta com o disco de gás e poeira (Lubow e Ida 2010). A maioria dos planetas desse grupo se situa abaixo da curva $0,5 \cdot Z_{APO}$, o que indica ou um ponto ótimo mais próximo da estrela ou um processo mais intenso de migração (até no máximo a suposta borda externa da lacuna do disco). A segunda hipótese seria causada pela grande massa do disco.

Finalmente, o pequeno grupo de 38 planetas orbitando estrelas de baixa massa ($< 0,8 M_{Sol}$), mostrado na Figura 40, é pequeno demais para tirarmos conclusões, além do fato de que todos os planetas estão abaixo da curva ZAPO. A baixa frequência de planetas gigantes orbitando estrelas de baixa massa é um fato observacional documentado (Johnson et al. 2010) e uma provável consequência da correlação entre massa estelar e massa do disco, mencionada anteriormente.

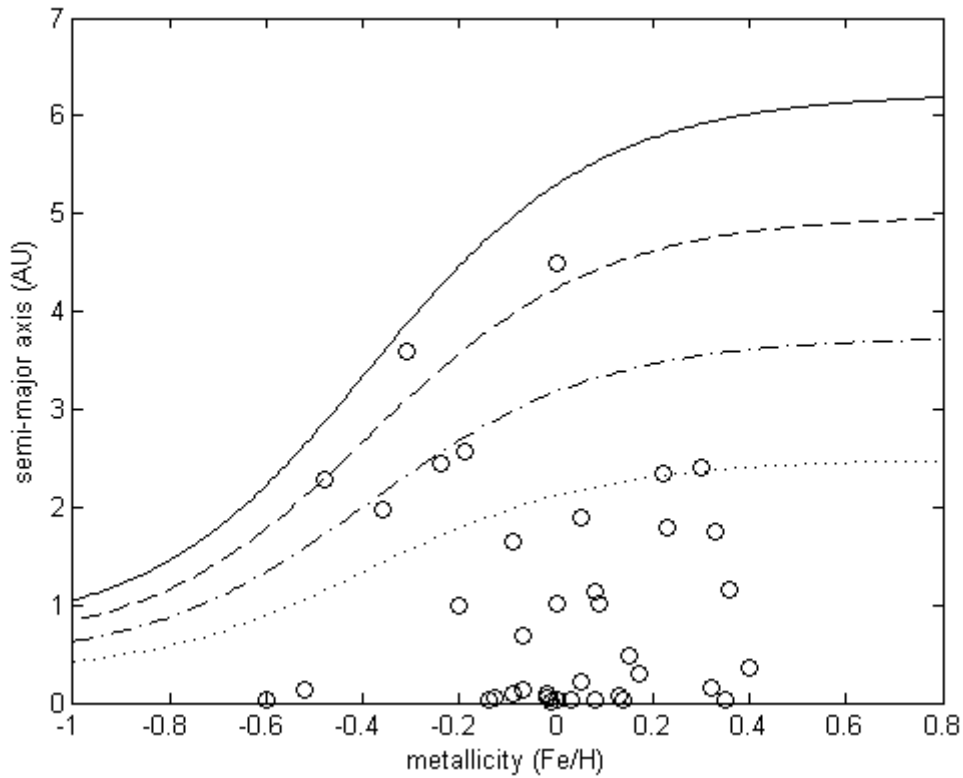


Figura 40 – Resultados para a população de estrelas com massa menor do que $0,8 M_{\text{Sol}}$

Embora os perfis de densidade superficial de sólidos e da temperatura do disco, na forma de leis de potência com o raio, sejam bem estabelecidos (Roberge and Kamp 2010, Brauer, Dullemond & Henning 2008), os valores dos índices têm uma variabilidade (Miguel, Guilera & Brunini 2011). Além disso, o processo de migração rápida de partículas de poeira, mais a fração de colisões de partículas que resulta em fragmentação e não coagulação, ainda são um desafio, do ponto de vista teórico, ao processo de coagulação que leva à formação de corpos maiores, menos vulneráveis à migração e próprios à criação de embriões planetários (Brauer, Dullemond & Henning 2008). Assim, a formação de planetesimais a partir de partículas de poeira é uma etapa não resolvida, apesar de avanços em simulações numéricas e em estudos experimentais de laboratório (Youdin 2010). É provável que a eficiência de coagulação seja afetada pela composição dos sólidos, visto que há estudos indicando a correlação entre o processo de aglomeração com a metalicidade estelar (Johansen, Youdin & Mac Low, 2009) e com o teor de água nos discos protoplanetários (Gundlach and Blum 2015). Essas correlações mostram também a importância da investigação de abundâncias relativas de elementos em estrelas com planetas (Schuler et al. 2011). Uma questão mais específica a esse respeito é a polêmica sobre a formação de “planetas de carbono” em torno de estrelas com alta relação C/O, já discutida na seção 2.3. Os resultados de análises de abundâncias têm sido

controversos e alguns autores desmentem resultados de valores altos de C/O (Teske 2013).

Um argumento contra a hipótese da curva ZAPO é a chamada “Linha de Gelo” (Snow Line) uma distância da estrela no disco protoplanetário onde a temperatura permite a condensação de água e de outros voláteis de alta abundância como CO – cada volátil tem sua linha de gelo - , que aumentaria acentuadamente a densidade superficial de sólidos; a consequente descontinuidade no perfil radial de densidade de sólidos faria da(s) linha(s) de gelo possíveis locus ótimo para a formação de planetas gigantes (Martin and Livio 2012, Zhang et al. 2013). Entretanto, observações do satélite Spitzer indicam migração para fora de grãos de silicato cristalino em discos de estrelas T-Tauri e em outros aglomerados estelares de idades diferentes (Oliveira et al. 2011, Olofsson et al. 2009). Essa evidência de forças com sentido para fora dos discos, aliadas a turbulência (Owen 2014, Hubbard 2016), podem dispersar esse ponto de máximo no perfil radial de sólidos.

Para a obtenção dos parâmetros da curva ZAPO o planeta Júpiter foi usado como exemplo de planeta que não sofreu migração, ou que sofreu migração leve (Franklin & Soper 2003). Entretanto, trabalhos recentes de simulação, notadamente o Modelo Grand Tack ou Grande Virada (Walsh et al. 2011) conclui que Júpiter se formou a aproximadamente 3,5 UA (ver Figura 41), tendo subsequentemente migrado para dentro e para fora, antes de atingir uma órbita estável em 5,2 UA. Esse modelo tem feito sucesso porque explica o tamanho de Marte, um problema antigo e não resolvido nas simulações de formação dos planetas do Sistema Solar.

Por outro lado, o modelo Grand Tack também possui problemas (Raymond & Morbidelli 2014) e a curva ZAPO manteve a sua validade após 11 anos de acréscimo substancial na estatística de planetas, o que dá peso ao modelo. Além disso, o estudo de gêmeos de Júpiter e de gigantes gasosos de longo período indica uma população considerável com órbitas suficientemente longas, com frequência de 6,2% de planetas gigantes orbitando estrelas do tipo solar a distâncias entre 3 e 7 UA (Wittenmyer et al. 2016), implicando formação in situ (Bryan et al. 2016, Rowan et al. Wittenmyer et al. 2011). Além disso, vale lembrar que o local escolhido de formação de Júpiter a 3,5 AU por Walsh et al. (2011) é justamente na snow line, cuja importância como ponto ótimo de formação tem também seus problemas, discutidos acima. No futuro, desenvolvimentos em simulação e uma amostra maior de planetas extrassolares deverá indicar com mais segurança se a hipótese de Júpiter com pouco ou nenhuma migração é razoável ou não.

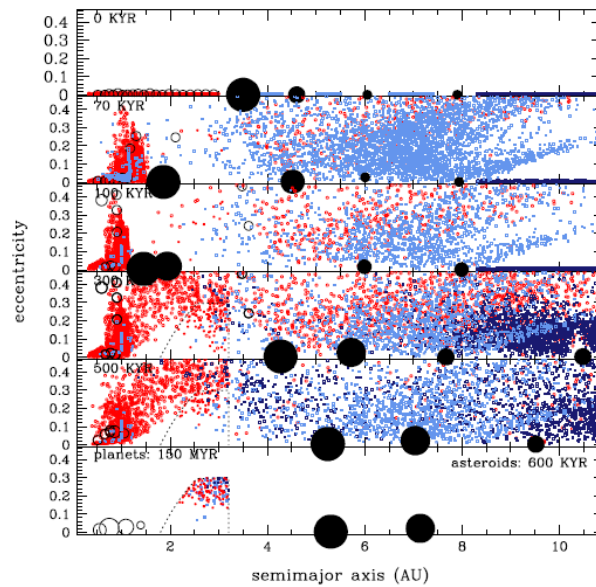


Figura 41. Evolução da órbita dos planetas gigantes do sistema solar e sua influência na formação dos planetas rochosos. Fonte Walsh et al. 2011

A nossa amostragem filtrada de 504 planetas possui 14 planetas em sistemas de múltiplas estrelas, sendo que um deles é circumbinário (Kepler-16 (AB) b). Apesar da possibilidade de que a frequência de planetas nesse tipo de configuração possa ser afetada pela interação de disco protoplanetário com a(s) estrela(s) companheira(s), o processo de formação planetária é o mesmo que ocorre em estrelas isoladas, e decidimos não excluir planetas em estrelas múltiplas de nossa amostragem.

4.4 – Próximos Passos

A possibilidade de que a formação de gigantes gasosos pode atrapalhar a formação de outros planetas, principalmente devido a migração extensiva, tem respaldo no fato, confirmado pelos dados da sonda Kepler, de que planetas gigantes não são geralmente encontrados em sistemas com mais de um planeta (Lissauer, Dawson & Tremaine 2014, Latham et al. 2011). A Figura 42 mostra os resultados de Latham et al. (2011).

Assim, é possível que estrelas com gigantes gasosos próximos da curva ZAPO, que migraram pouco ou não migraram, contenham planetas rochosos com um histórico similar aos dos planetas rochosos do Sistema Solar, e, consequentemente, com mais chance de habitabilidade. Por exemplo, a presença de um planeta gigante gasoso numa órbita externa, como Júpiter, pode ter ajudado a Terra no que diz respeito à proteção contra detritos da formação planetária, e no quesito de fornecimento indireto de água, como já mencionado anteriormente.

Assim, pretendemos fazer um estudo detalhado das estrelas com planetas próximos da ZAPO, com o intuito de selecionar candidatos para observação, seja com métodos de velocidade radial, seja com futura observação direta, com JWST ou E-ELT por exemplo, para o caso de estrelas próximas.

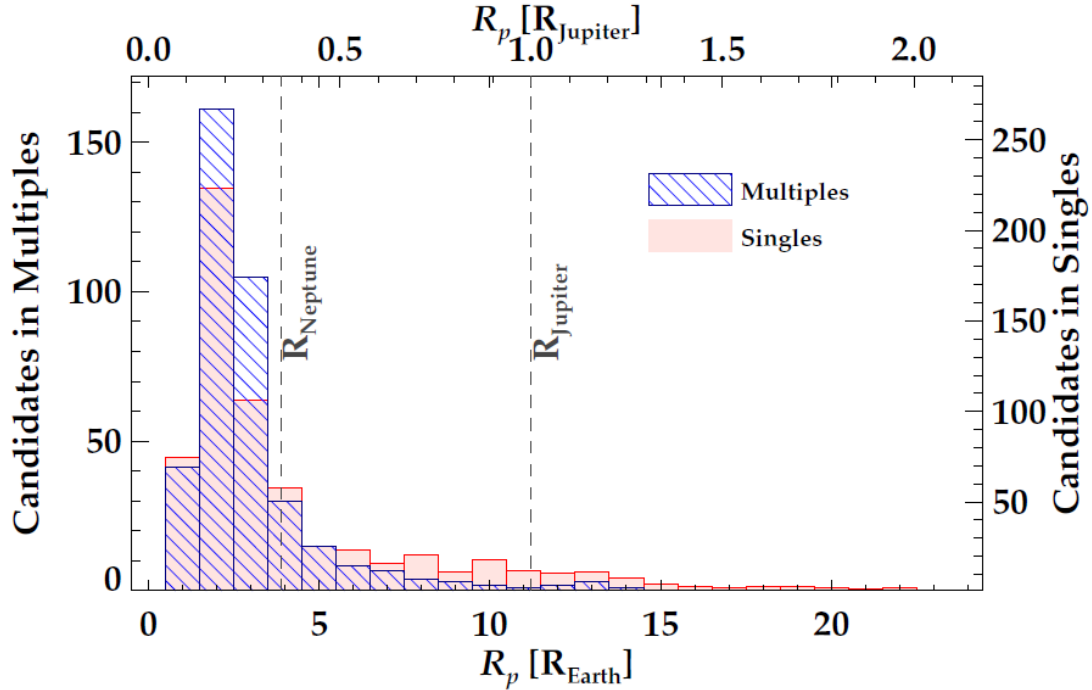


Figura 42 – Resultados de distribuição, por tamanho, de planetas em sistemas múltiplos e simples. Fonte: Latham et al. (2011)

O efeito da química do disco protoplanetário na curva ZAPO também será objeto de future estudo. A metalicidade, expressa pelo logaritmo da razão de átomos de ferro em relação aos de hidrogênio, é uma boa aproximação da abundância de metais no disco protoplanetário, mas detalhes das abundâncias dos metais, como as abundâncias relativas de carbono, oxigênio e outros elementos, têm provavelmente um papel no processo de formação planetária (Bitsch & Johansen 2016, Santos et al. 2015), e podem afetar os valores dos parâmetros α_a , β_a e t , que, junto com a metalicidade, definem o raio orbital ótimo de formação na curva ZAPO.

5 – CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS

Desde o descobrimento do primeiro planeta em outra estrela da sequência principal, em 1995, a pesquisa de planetas extrassolares experimentou um crescimento explosivo, sendo que hoje a taxa de artigos relacionados ao tema, depositados na página astro-ph, fica atualmente, em média, entre 4 e 6 *por dia*. Descobertas de planetas, particularmente planetas rochosos na zona habitável, ganham rotineiramente as manchetes de jornais, e, de fato, enquanto escrevo essas palavras, um artigo publicado na Nature (Anglada-Escudé et al. 2016) anuncia a descoberta de um planeta pouco maior do que a Terra, na zona habitável da estrela mais próxima de nós, Próxima Centauri.

Essas considerações têm por objetivo evidenciar o atual estado de crescimento da área, que se apresenta, ao mesmo tempo, como uma oportunidade e um desafio ao pesquisador dedicado ao estudo da planetologia: a oportunidade de uma época que oferece grande quantidade de novos dados observacionais, e o desafio de manter-se razoavelmente atualizado ante o fluxo intenso de artigos em várias sub-áreas como formação planetária, atmosferas planetárias, habitabilidade, e outras.

No início da década de 1980, quando planetas extrassolares eram só uma conjectura saboreada por cientistas teóricos e escritores de ficção científica, Carl Sagan, em seu programa de TV Cosmos, expôs o seu sonho de um dia termos à nossa disposição a “Enciclopédia Galáctica”, um compêndio sobre milhões de mundos habitados na nossa Galáxia, com informações preciosas de cada um, como características físicas, da biologia, e do grau de evolução da civilização. Embora estejamos ainda longe disso, e é possível que nunca cheguemos a esse estágio, já possuímos, apenas 35 anos após a série Cosmos, informações básicas sobre milhares de planetas em estrelas na vizinhança do Sol, incluindo alguns classificados como “habitáveis”. Aprendemos que a arquitetura de sistemas planetários exhibe uma variabilidade muito maior do que a que se supunha possível, que certos tipos de planetas não encontrados no Sistema Solar são muito comuns.

Mas novos desenvolvimentos tecnológicos, materializados no JWST e no E-ELT, por exemplo, prometem, em um horizonte de tempo de menos de uma década, um salto qualitativo e quantitativo no estudo de planetas extrassolares, a saber, a obtenção de imagens (pontuais) de planetas em estrelas próximas, alguns talvez da magnitude de planetas rochosos, cujo estudo espectroscópico pode nos dar indicação da composição atmosférica, e, conseqüentemente, indicação sobre se há atividade biológica.

Esse trabalho de doutoramento foi composto de três estudos. A pesquisa sobre reações químicas na perda de massa atmosférica do planeta HD 209458 b rendeu alguns resultados interessantes, como a possibilidade de formação de moléculas pequenas com oxigênio e hidrogênio, particularmente o OH^+ , com densidade de coluna total estimada em 10^7 cm^{-2} , e um programa que pode ser utilizado e expandido para o estudo, através de simulações, do ambiente de perda de massa atmosférica de outros planetas, onde moléculas mais complexas e com maior abundância, talvez moléculas de cadeia de

carbono, possam ser formadas devido ao fluxo radiativo UV menos intenso. O trabalho sobre a atmosfera de planetas rochosos em órbitas excêntricas mostrou um método para a estimativa de um batente inferior para a espessura atmosférica, que pode vir a se tornar útil observacionalmente, quando telescópios mais poderosos forem inaugurados, permitindo a observação direta de planetas do porte da Terra em torno de estrelas próximas. Finalmente, o trabalho sobre a hipótese do local ótimo de formação de planetas gigantes gasosos, que foi iniciado em 2005, mostrou estar ainda válido atualmente, com um incremento de duas ordens de grandeza no número de planetas descobertos desde então, o que dá bastante crédito à nossa suposição de que os planetas gigantes gasosos se formam ao longo de uma curva (ZAPO – Zero Age Planetary Orbit) num gráfico de metalicidade estelar versus raio da órbita. Pudemos também constatar a sua validade para uma faixa razoável de massas estelares. Dada a notória influência dos planetas gigantes gasosos na evolução e habitabilidade de planetas rochosos na Zona Habitável, segue-se que os resultados desse trabalho possuem desdobramentos astrobiológicos.

O futuro da área de planetas extrassolares é promissor, e tenho a felicidade de poder ter dado uma pequena contribuição, através de três linhas teóricas de pesquisa, todas independentes umas das outras, todas com ideias originais, e todas publicadas.

6 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Adams, F. C.; Laughlin, G. Migration and dynamical relaxation in crowded systems of giant planets. **Icarus**, v. 163, p. 290-306, jun. 2003.
- Allamandola, L. J.; Tielens, A. G. G. M.; Barker, J. R. Polycyclic aromatic hydrocarbons and the unidentified infrared emission bands - Auto exhaust along the Milky Way. **The Astrophysical Journal**, v. 290, p. L25-L28, mar. 1985.
- Anderson, D. R. et al. WASP-17: an ultra-low density planet in a probable retrograde orbit. **The Astrophysical Journal**, v. 709, p. 159-167, 2010
- Andrews, S. Observations of Solids in Protoplanetary Disks. **Publications of the Astronomical Society of Pacific**, v. 127, p. 961-993, oct. 2015
- Anglada-Escudé, G. et al. A terrestrial planet candidate in a temperate orbit around Proxima Centauri. *Nature*, in press, 2016
- Ansdell, M. et al. ALMA Survey of Lupus Protoplanetary Disks I: Dust and Gas Masses. eprint arXiv:1604.05719, apr. 2016
- Bast, J. E.; Lahuis, F.; van Dishoeck, E. F.; Tielens, A. G. G. M. Exploring organic chemistry in planet-forming zones. **Astronomy & Astrophysics**, v. 551, A118, mar. 2013
- Batalha, N. M. et al. Kepler's first rocky planet: Kepler-10b. **The Astrophysical Journal**, v. 729, mar. 2011
- Berger, D. H. et al. First Results from the CHARA Array. IV. The Interferometric Radii of Low-Mass Stars. **The Astrophysical Journal**, v. 644, p. 475-483, jun. 2006.
- Bézard, B.; Drossart, P.; Encrenaz, T.; Feuchtgruber, H.; Benzene on the Giant Planets. **Icarus**, v. 154, p. 492-500, dec. 2001.
- Biller, B. Detecting and Characterizing Exoplanets with Direct Imaging: Past, Present, and Future. Exploring the Formation and Evolution of Planetary Systems, Proceedings of the **International Astronomical Union**, IAU Symposium, v. 299, p. 1-11, jan. 2014
- Boechat-Roberty, H. M. Astroquímica – A Formação, a destruição e a busca de moléculas prebióticas no espaço. Em Douglas Galante, Evandro P. Silva, Fábio Rodrigues, Jorge E. Horvath, Márcio G. B. Avellar, editores, *Astrobiologia, uma Ciência Emergente*. IAG/USP, pp. 61-74, 2016
- Boechat-Roberty, H. M.; Neves, R.; Pilling, S.; Lago, A. F.; de Souza, G. G. B.; Dissociation of the benzene molecule by ultraviolet and soft X-rays in circumstellar environment. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 394, p. 810-817, apr. 2009.

- Bonfils, X. et al. The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXI. The M-dwarf sample. **Astronomy & Astrophysics**, v. 549, A109, jan. 2013.
- Borucki, W. J. et al. Kepler-62: a five-planet system with planets of 1.4 and 1.6 Earth radii in the habitable zone. *Science*, v. 340, p. 587-590, may 2013
- Boss, A. *The Crowded Universe*, Basic Books, New York, 2009.
- Bouchy, F. et al.; ELODIE metallicity-biased search for transiting Hot Jupiters. II. A very hot Jupiter transiting the bright K star HD 189733. **Astronomy & Astrophysics**, v. 444, p. L15-L19, dec. 2005.
- Boulanger, F. Small Dust Particles in the ISM. In: L. d'Hendecour, C. Joblin, & A. Jones (Ed.), *Solid State Matter: The ISO Revolution*, **New York Springer**, p. 19, 1999.
- Bourrier, V., Ehrenreich, D., Lecavelier des Etangs, A. Radiative braking in the extended atmosphere of GJ 436 b. *Astronomy & Astrophysics*, v. 582, A65, oct 2015
- Bourrier, V.; Lecavelier des Etangs, A.; Vidal-Madjar, A. Modeling magnesium escape from HD 209458b atmosphere. *Astronomy & Astrophysics*, v. 565, p. 105-119, may 2014.
- Bourrier, V., Lecavelier des Etangs, A.; 3D model of hydrogen atmospheric escape from HD 209458b and HD 189733b: radiative blow-out and stellar wind interactions. *Astronomy & Astrophysics*, v. 557, sep. 2013.
- Brauer, F., Dullemond, C. P., Henning Th. Coagulation, fragmentation and radial motion of solid particles in protoplanetary disks. **Astronomy & Astrophysics**, v. 480, p. 859-877, mar. 2008
- Brucalassi, A. et al. Search for giant planets in M67. III. Excess of hot Jupiters in dense open clusters. **Astronomy & Astrophysics**, v. 592, L1, jul. 2016
- Bryan, M. L. et al. Statistics of Long Period Gas Giant Planets in Known Planetary Systems. **The Astrophysical Journal**, v. 821, 89, apr. 2016
- Burrows, A.; Orton, G. Giant Planet Atmospheres and Spectra. In Seager, S., ed, *Exoplanets*, The University of Arizona Press, Tucson, p. 319-346, 2010
- Burrows, A.; Ibgui, L.; Hubeny, I. Optical albedo theory of strongly irradiated giant planets: the case of HD 209458b. *The Astrophysical Journal*, v. 682, p. 1277-1282, 2008
- Cabrera, J. et al. The Planetary System to KIC 11442793: A Compact Analogue to the Solar System. **The Astrophysical Journal**, v. 781, article id. 18, 13 pp, jan. 2014
- Cami, J.; Bernard-Salas, J.; Peeters, E., Malek, S. E. Detection of C₆₀ and C₇₀ in a Young Planetary Nebula. **Science**, v. 329, p. 1180-, sep. 2010.

Carter, J. A. et al. Kepler-36: a pair of planets with neighboring orbits and dissimilar densities. *Science*, v. 337, p. 556-559, aug. 2012

Catanzarite, J.; Shao M. Exo-Earth/Super-Earth Yield of JWST Plus a Starshade External Occulter. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 123, p. 171-178, 2011

Catanzarite, J. ; Shao, M.; Tanner, A.; Unwin, A.; Yu ; J. Astrometric Detection of Terrestrial Planets in the Habitable Zones of Nearby Stars with SIM PlanetQuest. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 118, p. 1319-1339, sep. 2006

Cernicharo, J.; Heras, A. M.; Tielens, A. G. G. M.; et al. Infrared Space Observatory's Discovery of C₄H₂, C₆H₂, and Benzene in CRL 618. **The Astrophysical Journal**, v. 546, p. L123-L126, jan. 2001

Chambers, J. E., Wetherill, G. W. Planets in the asteroid belt. **Meteoritics and Planetary Science**, v. 36, p. 381-399, 2001

Charbonneau, D.; Brown, T. M.; Noyes, R. W.; Gilliland, R. L. Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere. *The Astrophysical Journal*, v. 568, p. 377-384, mar. 2002.

Charbonneau, D.; Deming, D.; The Dynamics-Based Approach to Studying Terrestrial Exoplanets. e-print (arXiv:0706.1047)

Chatterjee, S.; Ford, E. B.; Matsumura, S.; Rasio, F. A. Dynamical Outcomes of Planet-Planet Scattering. **The Astrophysical Journal**, v. 686, p. 580-602, oct. 2008

Cherchneff, I., in Joblin C., Tielens A. G. G. M. eds, PAHs and the Universe, EAS Publications Series, 46, p. 3, 2011

Coustenis, A.; Salama, A.; Schulz, B.; Ott, S.; Lellouch, E.; Encrenaz, T.; Gautier, D.; Feuchtgruber, H. Titan's atmosphere from ISO mid-infrared spectroscopy. **Icarus**, v. 161, p. 383-403, fev. 2003.

Cowan N. B., Voigt A., Abbot, D. S. Thermal Phases of Earth-like Planets: Estimating Thermal Inertia from Eccentricity, Obliquity, and Diurnal Forcing. **The Astrophysical Journal**, v. 757, article id. 80, 13 pp, sep. 2012

Cowan, N. B.; Agol, E. A Model for Thermal Phase Variations of Circular and Eccentric Exoplanets. **The Astrophysical Journal**, v. 726, article id. 82, 12 pp., jan. 2011

Cridland, A. J.; Pudritz, R. E.; Alessi, M. Composition of early planetary atmospheres - I. Connecting disc astrochemistry to the formation of planetary atmospheres. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 461, p. 3274-3295, sep. 2016

D'Angelo, G., Durisen, R. H., Lissauer, J. J.. In Seager, S., ed, Exoplanets, The University of Arizona Press, Tucson, p. 319-346, 2010

Dawson, R. I.; Murray-Clay, R. A. Giant Planets Orbiting Metal-rich Stars Show Signatures of Planet-Planet Interactions. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 767, L24, apr. 2013

Delfosse, X. et al. The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXIII. Super-Earths around the M-dwarf neighbors Gl 433 and Gl 667C. **Astronomy & Astrophysics**, v. 553, id.A8, 15 pp., may 2013

De Buizer, James M. 2013, Early Science Results from SOFIA, the World's Largest Airborne Observatory. e-print arXiv :1302.5042

de Kok, R. J.; Brogi, M.; Snellen, I. A. G.; Birkby, J.; Albrecht, S.; de Mooij, E. J. W.. Detection of carbon monoxide in the high-resolution day-side spectrum of the exoplanet HD 189733b. **Astronomy & Astrophysics**, v. 554, p. A82, jun. 2013.

De Pater, I. ; Lissauer, J. J. Planetary Science. **Cambridge Univ. Press**, Cambridge, 2001

Diamond-Lowe H., Stevenson K. B., Bean J. L., Line M. R., Fortney J. J., New Analysis Indicates No Thermal Inversion in the Atmosphere of HD 209458b. **The Astrophysical Journal**, v. 796, p. 66, nov. 2014.

Doyle, L. R. et al. Kepler-16: a transiting circumbinary planet. *Science*, v. 333, p. 1602-1606, sep. 2011

Dressing, C. D.; Spiegel, D. S.; Scharf, C. A.; Menou, K.; Raymond, S. N. Habitable Climates: The Influence of Eccentricity. **The Astrophysical Journal**, v. 721, p. 1295-1307, oct. 2010

Ehrenreich, D. et al. A giant comet-like cloud of hydrogen escaping the warm Neptune-mass exoplanet GJ 436b. *Nature*, v. 522, p. 459-461, jun. 2015

Ehrenreich, D. et al. Hint of a transiting extended atmosphere on 55 Cancri b. **Astronomy & Astrophysics**, v. 547, p. A18, nov. 2012

Ercolano, B.; Clarke, C. J. Metallicity, planet formation and disc lifetimes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 402, p. 2735-2743, mar. 2010

ESO, The E-ELT Construction Proposal. (available at <http://www.eso.org/sci/facilities/eelt/>), 2011

Fisher, D. A. et al. Five Planets Orbiting 55 Cancri. **The Astrophysical Journal**, v. 675, p. 790-801, mar. 2008

Fisher, D. A.; Valenti, J. The Planet-Metallicity Correlation. **The Astrophysical Journal**, v. 622, p.1102-1117, apr. 2005

Flynn, C.; Morell O. Metallicities and kinematics of G and K dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 286, p. 617-625, apr. 1997

France, K.; Stocke, J. T.; Yang, H.; Linsky, J. L.; Wolven, B. C.; Froning, C. S.; Green, J. C.; Osterman, S. N. Searching for Far-ultraviolet Auroral/Dayglow Emission from HD 209458b. **The Astrophysical Journal**, v. 712, p. 1277-1286, mar. 2010

Franklin, F. A.; Soper, P. R. Some Effects of Mean Motion Resonance Passage on the Relative Migration of Jupiter and Saturn. **The Astronomical Journal**, v. 125, p. 2678-2691, may 2003

Fressin, F. et al. Two Earth-sized planets orbiting Kepler-20. **Nature**, v. 482, p. 195-198, feb. 2012

García-Hernández D. A., Villaver E., García-Lario, P., Acosta-Pulido, J. A., Manchado A., Stanghellini L., Shaw R. A., Cataldo F., Infrared Study of Fullerene Planetary Nebulae. **The Astrophysical Journal**, v. 760, p. 107, dec. 2012.

Garcia Muñoz, A. Physical and chemical aeronomy of HD 209458b, **Planetary and Space Science**, v. 55, p. 1426-1455, jul. 2007

Ghezzi, L.; Cunha, K.; Smith, V. V.; de Araújo, F. X.; Schuler, S. C.; de la Reza R. Stellar Parameters and Metallicities of Stars Hosting Jovian and Neptunian Mass Planets: A Possible Dependence of Planetary Mass on Metallicity. **The Astrophysical Journal**, v. 720, p. 1290-1302, sep. 2010.

Grether, D.; Lineweaver, C. H. How Dry is the Brown Dwarf Desert? Quantifying the Relative Number of Planets, Brown Dwarfs, and Stellar Companions around Nearby Sun-like Stars. **The Astrophysical Journal**, v. 640, p. 1051-1062, apr. 2006.

Gonzalez, G. The stellar metallicity-giant planet connection. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 285, p. 403-412, feb. 1997

Goullioud, R.; Catanzarite, J. H.; Dekens, F. G.; Shao, M.; Marr IV, J. C. in Schöller M., Danchi W. C., Delplanck F., eds, Proc. SPIE Optical and Infrared Interferometry. SPIE, Bellingham, v. 7013, p. 70134T, 2008

Gray, D. F.; Baliunas, S. F. The activity cycle of tau Ceti. **The Astrophysical Journal**, v. 427, p. 1042-1047, jun. 1994

Greaves, J. S.; Wyatt, M. C.; Holland, W. S.; Dent, W. R. F. The debris disc around τ Ceti: a massive analogue to the Kuiper Belt. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 351, p. L54-L-58, jul. 2004

Gundlach, B.; Blum, J. The Stickiness of Micrometer-sized Water-ice Particles. **The Astrophysical Journal**, v. 798, 34, jan. 2015

Guo, J. H., Escaping Particle Fluxes in the Atmospheres of Close-in Exoplanets. II. Reduced Mass-loss Rates and Anisotropic Winds. **The Astrophysical Journal**, v. 766, p. 102, apr. 2013

Guo, J. H., Escaping Particle Fluxes in the Atmospheres of Close-in Exoplanets. I. Model of Hydrogen. **The Astrophysical Journal**, v. 733, p. 98, jun. 2011.

Hamberg, M. et al., in Joblin C., Tielens A. G. G. M. eds, **PAHs and the Universe**, EAS Publications Series, 46, p. 241, 2011.

Haywood, M. On the Correlation Between Metallicity and the Presence of Giant Planets. **The Astrophysical Journal**, v. 698, p. L1-L5, jun. 2009.

Heiter, U. ; Luck, R. E. Abundance Analysis of Planetary Host Stars. I. Differential Iron Abundances. *The Astronomical Journal*, v. 126, p. 2015-2036, oct. 2003

Heng, K. Why does Nature form Exoplanets Easily ? **American Scientist**, v. 101, p. 184-187, 2013 eprint arXiv:1304.6104

Herter, T. L. et al. First Science Observations with SOFIA/FORCAST: The FORCAST Mid-infrared Camera. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 749, L18-L23, apr. 2012 preprint (arXiv:1202.5021)

Holman, M. J. et al. Kepler-9 : a system of multiple planets transiting a Sun-like star, confirmed by timing variations. *Science*, v. 330, p. 51-54, oct. 2010

Horner, J. ; Jones, B. W. ; Chambers, J. Jupiter – friend or foe ? III : the Oort cloud comets. *International Journal of Astrobiology*, v. 9, p. 1-10, 2010

Hubbard, A. Turbulent thermal diffusion: a way to concentrate dust in protoplanetary discs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 456, p.3079-3089, mar. 2016

Hudgins, D. M. ; Bauschlicher Jr, C. W. ; Allamandola, L. J. Variations in the Peak Position of the 6.2 μm Interstellar Emission Feature: A Tracer of N in the Interstellar Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Population. **The Astrophysical Journal**, v. 632, p. 316-332, oct. 2005.

IAU, 2003, IAU Working Group on Extrasolar Planets : position statement on the definition of a planet. www.dtm.ciw.edu/boss/definition.html

Ida S., Lin D. N. C. Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. II. The Formation and Retention of Gas Giant Planets around Stars with a Range of Metallicities. **The Astrophysical Journal**, v. 616, p. 567-572, nov. 2004

- Iglesias-Groth, S.; González Hernández, J. I.; Manchado, A. A search for naphthalene in diffuse interstellar clouds. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 420, p. 2785-2792, mar. 2012
- Janson M. et al. How do Most Planets Form?—Constraints on Disk Instability from Direct Imaging. **The Astrophysical Journal**, v. 745, id. 4, jan. 2012
- Johansen, A.; Youdin, A.; Mac Low, Mordecai-Mark; Particle Clumping and Planetesimal Formation Depend Strongly on Metallicity. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 704, p. L75-L79, oct. 2009
- Johnson, T. V.; Mousis, O.; Lunine, J. I.; Madhusudhan, N. Planetesimal Compositions in Exoplanet Systems. **The Astrophysical Journal**, v. 757, 192, oct. 2012
- Johnson, J. A.; Aller, K. M.; Howard, A. W.; Crepp, J. R. Giant Planet Occurrence in the Stellar Mass-Metallicity Plane. **Publications of the Astronomical Society of Pacific**, v. 122, p. 905-915, aug. 2010.
- Jurić, M.; Tremaine, S. Dynamical Origin of Extrasolar Planet Eccentricity Distribution. **The Astrophysical Journal**, v. 686, p. 603-620, oct. 2008
- Kaltenegger, L.; Fridlund, L. The Darwin mission: Search for extra-solar planets. **Advances in Space Research**, v. 36, p. 1114-1122, 2005
- Kane, S. R.; Gelino, D. M. Detectability of Exoplanet Periastron Passage in the Infrared **The Astrophysical Journal**, v. 741, 52, nov. 2011
- Kane, S. R.; Gelino, D. M. The Habitable Zone Gallery. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 124, p. 323-328, apr. 2012
- Kasting, J. F.; Whitmire, D. P.; Reynolds, R. T. Habitable Zones around Main Sequence Stars. **Icarus**, v. 101, p. 108-128, jan. 1993
- Kim, S.J.; Caldwell, J.; Rivolo, A. R.; Wagener, R.; Orton, G.S. Infrared polar brightening on Jupiter. III - Spectrometry from the Voyager 1 IRIS experiment. **Icarus**, v. 64, p. 233-248, nov. 1985
- Kita, R.; Rasio, F.; Takeda, G. Pervasive Orbital Eccentricities Dictate the Habitability of Extrasolar Earths. **Astrobiology**, v. 10, p. 733-741, sep. 2010
- Kitzmann, D.; Patzer, A. B. C.; von Paris, C.; Godolt, M.; Rauer, H. Clouds in the atmospheres of extrasolar planets. III. Impact of low and high-level clouds on the reflection spectra of Earth-like planets. **Astronomy & Astrophysics**, v. 534, p. 63-72, oct. 2011
- Koskinen T. T., Yelle R. V., Lavvas P., Y-K Cho J., Electrodynamics on Extrasolar Giant Planets. **The Astrophysical Journal**, v. 796, p. 16, nov. 2014.

Kwok, S.; Zhang Y. Unidentified Infrared Emission Bands: PAHs or MAONs? **The Astrophysical Journal**, v. 771, p. 5, jul. 2013.

Koskinen, T. T.; Harris, M. J.; Yelle, R. V.; Lavvas, P. The escape of heavy atoms from the ionosphere of HD209458b. I. A photochemical-dynamical model of the thermosphere, **Icarus**, v. 226, p. 1678-1694, fev. 2013.

Koskinen, T. T.; Harris, M. J.; Yelle, R. V.; Lavvas, P. The escape of heavy atoms from the ionosphere of HD209458b. II. Interpretation of the observations, **Icarus**, v. 226, p. 1695-1708, nov. 2013.

Lammer, H. et al. Coronal Mass Ejection (CME) Activity of Low Mass M Stars as An Important Factor for The Habitability of Terrestrial Exoplanets. II. CME-Induced Ion Pick Up of Earth-like Exoplanets in Close-In Habitable Zones. **Astrobiology**, v. 7, p. 185-207, feb. 2007

Lammer, H., et al. Atmospheric Loss of Exoplanets Resulting from Stellar X-Ray and Extreme-Ultraviolet Heating. **The Astrophysical Journal**, v. 598, p. L121-L124, dec. 2003

Lanza A. F., Star-planet magnetic interaction and evaporation of planetary atmospheres. **Astronomy & Astrophysics**, v. 557, p. A31, sep. 2013.

Latham, D. W. et al. A First Comparison of Kepler Planet Candidates in Single and Multiple Systems. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 732, L24, may 2011

Latham, D. W. et al. Kepler-7b: a transiting planet with unusually low density. **The Astrophysical Journal**, v. 713, L140-L144, 2010

Lecavelier des Etangs, A. et al. Evaporation of the planet HD 189733b observed in H I Lyman- α . **Astronomy & Astrophysics**, v. 514, p. A72, may 2010.

Lecavelier des Etangs, A.; Vidal-Madjar, A.; Desert, J. -M. The origin of hydrogen around HD 209458b. *Nature*, 456, p. E1, nov. 2008

Léger, A. ; Puget, J. L. Identification of the 'unidentified' IR emission features of interstellar dust? **Astronomy & Astrophysics**, v. 137, p. L5-L8, aug. 1984

Lépine, S.; Gaidos, E. An All-sky Catalog of Bright M Dwarfs. **The Astronomical Journal**, v. 142, p. 138-153, oct. 2011

Li, Shu-lin; Miller, N.; Lin, D. N. C.; Fortney, J. J. WASP-12b as a prolate, inflated and disrupting planet from tidal dissipation. **Nature**, v. 463, p. 1054-1056, fev. 2010

Line M. R., Knutson H., Wolf A., Yung Yuk L., A Systematic Retrieval Analysis of Secondary Eclipse Spectra. II. A Uniform Analysis of Nine Planets and their C to O Ratios. **The Astrophysical Journal**, v. 783, 70, mar. 2014.

- Lineweaver, C. H. An Estimate of the Age Distribution of Terrestrial Planets in the Universe. Quantifying Metallicity as a Selection Effect. *Icarus*, v. 151, p. 307-313, jun. 2001
- Linsky, J. L. et al. Observations of mass loss from the transiting exoplanet HD 209458b. **The Astrophysical Journal**, v. 717, p. 1291-1299, jul. 2010.
- Lissauer, J. J., Dawson, R. I., Tremaine, S. Advances in Exoplanet Science from Kepler. *Nature*, v. 513, p. 336-344, sep. 2014
- Lissauer, J. J. et al. All six planets known to orbit Kepler-11 have low densities. **The Astrophysical Journal**, v. 770. id. 131, 15 pp., jun. 2013
- Lissauer, J. J. et al. A closely packed system of low-mass, low-density planets transiting Kepler-11. **Nature**, v. 470, p. 53-58, feb. 2011
- Lissauer, J. J. Planets Formed in Habitable Zones of M Dwarf Stars Probably Are Deficient in Volatiles. **The Astrophysical Journal**, v. 660, p. L149-L152, may 2007
- Lowell, P. Mars and its Canals. **The Macmillan Company**, New York, 1906
- Lubow, S. H., Ida, S., Planet Migration, in **Exoplanets**, 347-371, The University of Arizona Press, 2010
- Lundkvist M. S. et al. Hot super-Earths stripped by their host stars. *Nature Communications*, v. 7, 11201, apr. 2016.
- Maaskant, K. M.; Min, M.; Waters, L. B. F. M.; Tielens, A. G. G. M. Polycyclic aromatic hydrocarbon ionization as a tracer of gas flows through protoplanetary disk gaps. **Astronomy and Astrophysics**, v. 563, p. A78-A94, mar. 2014.
- Maciejewski, G.; Errmann, R.; Raetz, St.; Seeliger, M.; Spaleniak, I.; Neuhäuser, R. High-precision photometry of WASP-12 b transits. **Astronomy & Astrophysics**, v. 528, p. A65, apr. 2011.
- Madhusudhan, N.; Knutson, H.; Fortney, J. J.; Barman, T. Exoplanetary Atmospheres. Protostars and Planets VI, Henrik Beuther, Ralf S. Klessen, Cornelis P. Dullemond, and Thomas Henning (eds.), University of Arizona Press, Tucson, p.739-762, 2014
- Madhusudhan, N. C/O Ratio as a Dimension for Characterizing Exoplanetary Atmospheres. **The Astrophysical Journal**, v. 758, p. 36, oct. 2012
- Madhusudhan, N.; Lee, K. K. M.; Mousis, O. A Possible Carbon-rich Interior in Super-Earth 55 Cancri e. **The Astrophysical Journal**, v. 759, p. L40, nov. 2012.
- Madhusudhan, N. et al. A high C/O ratio and weak thermal inversion in the atmosphere of exoplanet WASP-12b. **Nature**, v. 469, p. 64-67, jan. 2011.

- Mandell, A. M.; Raymond, S. M.; Sigurdsson, S. Formation of Earth-like Planets During and After Giant Planet Migration. **The Astrophysical Journal**, v. 660, p. 823-844, may 2007
- Mandushev, G. et al. TrES-4 : a transiting Hot Jupiter of very low density. **The Astrophysical Journal**, v. 667, p. L195-L198, 2007
- Marois, C. ; Zuckerman, B. ; Konopacky, Q. M.; Macintosh, B. ; Barman, T. Images of a fourth planet orbiting HR8799. **Nature**, v. 468, p. 1080-1083, december 2010.
- Marois, C. ; Macintosh, B. ; Barman, T. ; Zuckerman, B. ; Song, I. ; Patience, J. ; Lafrenière, D. ; Doyon, R. Direct imaging of multiple planets orbiting the star HR 8799. **Science**, v. 322, p. 1348-, november 2008.
- Martin, R. G.; Livio, M. On the evolution of the snow line in protoplanetary discs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 425, p. L6-L9, sep. 2012
- Mayor, M.; Yves, F. P. New Worlds in the Cosmos – The Discovery of Exoplanets, **Cambridge University Press**, 2003
- Mayor, M.; Queloz, D. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. **Nature**, v. 378, p. 355-359, nov. 1995
- McElroy, D.; Walsh, C.; Markwick, A. J.; Cordiner, M. A.; Smith, K.; Millar, T. J. The UMIST database for astrochemistry 2012. **Astronomy & Astrophysics**, v. 550, p. A36-A49, 2013.
- McKay, D. S. et al. Search for Past Life on Mars: Possible Relic Biogenic Activity in Martian Meteorite ALH84001. **Science**, v. 273, p. 924-930, aug. 1996
- Meléndez J., Asplund M., Gustafsson B., Yong D. The Peculiar Solar Composition and Its Possible Relation to Planet Formation. **The Astrophysical Journal**, v. 704, p. L66-L70, oct. 2009.
- Miguel, Y.; Guilera, O. M. ; Brunini, A. The role of the initial surface density profiles of the disc on giant planet formation: comparing with observations. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 412, p. 2113-2124, apr. 2011
- Mohanty, S. et al. Protoplanetary Disk Masses from Stars to Brown Dwarfs. **The Astrophysical Journal**, v. 773, 168, aug. 2013.
- Mortier A., Santos N. C., Sozzetti A., Mayor M., Latham D., Bonfils X., Udry S. The frequency of giant planets around metal-poor stars. **Astronomy & Astrophysics**, v. 543, A45, jul. 2012
- Morton T. D. et al. False Positive Probabilities for all Kepler Objects of Interest: 1284 Newly Validated Planets and 428 Likely False Positives. **The Astrophysical Journal**, v. 822, 86, may 2016

- Moses, J. I. et al. Disequilibrium Carbon, Oxygen, and Nitrogen Chemistry in the Atmospheres of HD 189733b and HD 209458b. **The Astrophysical Journal**, v. 737, p. 15, aug. 2011.
- Mousis, O.; Lunine, J. I.; Madhusudhan, N.; Johnson, T. V. Nebular Water Depletion as the Cause of Jupiter's Low Oxygen Abundance. **The Astrophysical Journal**, v. 751, p. L7-L12, may 2012.
- Nelson, B. E. et al. The 55 Cancri planetary system: fully self-consistent N-body constraints and a dynamical analysis. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 441, p. 442-451, jun. 2014
- Neuhäuser, R. ; Schmidt, T. O. B. ; Direct Imaging of Extra-solar Planets - Homogeneous Comparison of Detected Planets and Candidates, e-print arXiv:1201.3537, 2012.
- Nissen, P. E. The carbon-to-oxygen ratio in stars with planets. **Astronomy & Astrophysics**, v. 552, p. A73, apr. 2013
- Öberg, K. I.; Murray-Clay, R.; Bergin, E. A. The Effects of Snowlines on C/O in Planetary Atmospheres. **The Astrophysical Journal** , v. 743, p. L16, dec. 2011
- Ogihara, M.; Ida, S. N-Body Simulations of Planetary Accretion Around M Dwarf Stars. **The Astrophysical Journal**. V. 699, p. 824-838, jul. 2009
- Oliveira, I. ; Olofsson, J. ; Pontoppidan, K. M. ; van Dishoeck, E. F. ; Augereau, J. ; Merín, B. On the Evolution of Dust Mineralogy, from Protoplanetary Disks to Planetary Systems. **The Astrophysical Journal**, v. 734, 51, jun. 2011
- Olofsson, J. et al. C2D Spitzer-IRS spectra of disks around T Tauri stars. IV. Crystalline silicates. **Astronomy and Astrophysics**, Volume 507, p.327-345, nov. 2009
- Osorio, M. et al. A Dwarf Transitional Protoplanetary Disk around XZ Tau B. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 825, L10, jul. 2016
- Osorio, M. et al. Imaging the Inner and Outer Gaps of the Pre-transitional Disk of HD 169142 at 7 mm. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 791, L36, aug. 2014
- Owen, J. E. Snow Lines as Probes of Turbulent Diffusion in Protoplanetary Disks. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 790, L7, jul. 2014
- Pantin, E.; Salmon, J.; Charnoz S. in Boccaletti, A., ed., Proceedings of the conference In the Spirit of Lyot 2010: Direct Detection of Exoplanets and Circumstellar Disks, Univ. of Paris Diderot, Paris, France, p. 80, oct 2010.
- Pepe, F. et al. The HARPS search for Earth-like planets in the habitable zone. I. Very low-mass planets around HD 20794, HD 85512, and HD 192310, **Astronomy & Astrophysics**, v. 534, p. A58, oct. 2011.

Penz, T. et al. Mass loss from “Hot Jupiters”—Implications for CoRoT discoveries, Part II: Long time thermal atmospheric evaporation modeling . **Planetary and Space Science**, v. 56, p. 1260-1272, jul. 2008.

Perry, R. H.; Green, D.W.; Maloney, J. O. Perry’s Chemical Engineer’s Handbook, 7th edn. McGraw-Hill, New York, 1997

Perryman, M. The Exoplanet Handbook. Cambridge University Press, 2011.

Pinotti, R.; Boechat-Roberty, H.M.; Porto de Mello, G. F. Zero Age Planetary Orbit of Giant Planets Revisited: Reinforcement of the Link with Stellar Metallicity. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 464, p. 3309-3314, jan. 2017

Pinotti, R.; Boecht-Roberty, H. M. Molecular formation along the atmospheric mass loss of HD 209458b and similar Hot Jupiters. **Planetary and Space Science**, v. 121, p. 83-93, 2016

Pinotti, R. The most common habitable planets - atmospheric characterization of the subgroup of fast rotators. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 429, p. 3619-3626, mar. 2013.

Pinotti, R.; Arany-Prado, L.; Lyra, W.; Porto de Mello, G. F. A link between the semimajor axis of extrasolar gas giant planets and stellar metallicity . **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 364, p. 29-36, nov. 2005.

Pinotti, R. Excitação Eletrônica e Fragmentação de Hidrocarbonetos Policíclicos Aromáticos Utilizando Elétrons e Radiação Ultravioleta. Tese de Mestrado, Departamento de Físico-Química, Instituto de Química, Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2003

Pollack J. B., Hubickyj O., Bodenheimer P., Lissauer J. J., Podolak M., Greenzweig Y., Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. **Icarus**, v. 124, p. 62-85, nov. 1996.

Porto de Mello, G.; Del Peloso, E. F.; Ghezzi, L. Astrobiologically Interesting Stars Within 10 Parsecs of the Sun. **Astrobiology**, v. 6, p. 308-331, apr. 2006.

Putzig, N. E.; Mellon, M. T. Thermal behavior of horizontally mixed surfaces on Mars. **Icarus**, v. 191, p. 52-67, nov. 2007.

Raymond, S. N. ; Morbidelli, A. in Knezevic, Z. ; Lemaitre, A., eds., Complex Planetary Systems, **Proc. IAU Symp.** 310, Cambridge University Press, Cambridge, p. 194, 2014

Richardson, L. J.; Deming, D.; Horning, K.; Seager, S.; Harrington, J. A spectrum of an extrasolar planet. *Nature*, v. 445, p. 892-895, 2007

Roberge, A.; Kamp, I. Protoplanetary and Debris Disks. In Seager, S., ed, **Exoplanets**, The University of Arizona Press, Tucson, p. 269-295, 2010

- Ros, K.; Johansen, A. Ice condensation as a planet formation mechanism. **Astronomy & Astrophysics**, v. 552, A137, apr. 2013.
- Rowan, D. et al. The Lick-Carnegie Exoplanet Survey: HD 32963—A New Jupiter Analog Orbiting a Sun-like Star. **The Astrophysical Journal**, v. 817, 104, feb. 2016
- Safronov, V. S. Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the Earth and planets. Moscow, Nauka Press, 1969. Englis translation: NASA TTF-677, 1972
- Santos, N. C.; Israelian, G.; Garcia López, R. J.; Mayor, M.; Rebolo, R.; Randich, S.; Ecuivillon, A.; Domingues Cerdeña, C. Are beryllium abundances anomalous in stars with giant planets? **Astronomy & Astrophysics**, v. 427, p. 1085-1096, dec. 2004.
- Sanz-Forcada, J.; Micela, G.; Ribas, I.; Pollock, A. M. T.; Eiroa, C.; Velasco, A.; Solano, E.; García-Álvarez, D. Estimation of the XUV radiation onto close planets and their evaporation, **Astronomy & Astrophysics**, v. 532, p. A6, aug. 2011.
- Scharf, C; Menou, K. Long-Period Exoplanets From Dynamical Relaxation. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 693, p. L113-L117, mar. 2009.
- Schlaufman, K. C.; Laughlin, G. Kepler Exoplanet Candidate Host Stars Are Preferentially Metal Rich. **The Astrophysical Journal**, v. 738, sep 2011.
- Schneider, J.; Dedieu, C.; Le Sidaner, P.; Savalle, R.; Zolotukhin, I. Defining and cataloging exoplanets: the exoplanet.eu database. **Astronomy & Astrophysics**, v. 532, A79, 2011
- Schuler, S. C.; Flateau, D.; Cunha, K.; King, J. R.; Ghezzi, L.; Smith, V. V. Abundances of Stars with Planets: Trends with Condensation Temperature. **The Astrophysical Journal**, v. 732, 55, may 2011
- Schwarz, H.; Brogi, M.; de Kok, R.; Birkby, J.; Snellen, I. Evidence against a strong thermal inversion in HD 209458 b from high-dispersion spectroscopy. eprint arXiv:1502.04713, 2015.
- Scott, E. R. D.; Yamaguchi, A.; Krot, A. N. Petrological evidence for shock melting of carbonates in the martian meteorite ALH84001. **Nature**, v. 387, p. 377-379, may 1997.
- Seager, S.; Ford, E. B.; Turner, E. L. in Dressler A. M., ed., Proc. SPIE v. 4835, Future Research Direction and Visions for Astronomy. SPIE, Bellingham, p. 79, 2002
- Seborg, D. E.; Edgard, T. F.; Mellichamp, D. A. Process Dynamics and Control, John Wiley & Sons, New York, 1989.
- Secchi A. R., 2010, DASSLC: User's Manual Version 3.7. PEQ/COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Brazil
(<http://www.enq.ufrgs.br/enqlib/numeric/numeric.html>)

Simon, A.; Rapacioli, M.; Spiegelman, F.; Joblin, C. $[\text{FePAH}]^+$ Complexes and $[\text{Fe}_x\text{PAH}_y]^+$ clusters in the Interstellar Medium: Stability and Spectroscopy. in Joblin C., Tielens A. G. G. M. eds, PAHs and the Universe, EAS Publications Series, 46, p. 441, 2011

Skogestad, S.; Postlethwaite, I. Multivariable Feedback Control. John Wiley & Sons, New York, 2005.

Sloan, G. C.; Hayward, T. L.; Allamandola, L. J.; Bregman, J. D.; DeVito, B.; Hudgins, D. M. Direct Spectroscopic Evidence for Ionized Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in the Interstellar Medium. **The Astrophysical Journal**, v. 513, p. L65, mar. 1999.

Snellen, I. A. G.; de Kok, R. J.; de Mooij, E. J. W.; Albrecht, S. The orbital motion, absolute mass and high-altitude winds of exoplanet HD209458b. **Nature**, v. 465, p. 1049-1051, jun. 2010.

Sozzetti, A. et al. A Keck HIRES Doppler Search for Planets Orbiting Metal-Poor Dwarfs. II. On the Frequency of Giant Planets in the Metal-Poor Regime. **The Astrophysical Journal**, v. 697, p. 544-556, may 2009

Spencer, J. R. A rough-surface thermophysical model for airless planets. **Icarus**, v. 83, p. 27-38, jan. 1990.

Spiegel, D. S.; Raymond, S. N.; Dressing, C. D.; Scharf, C. A.; Mitchell, J. L. Generalized Milankovitch Cycles and Long-Term Climatic Habitability. **The Astrophysical Journal**, v. 721, p. 1308-1318, oct. 2010.

Spiegel, D. S. Extreme Climate Variations from Milankovitch-like Eccentricity Oscillations in Extrasolar Planetary Systems. eprint arXiv:1010.2197, 2010.

Spiegel, D. S.; Menou, K.; Scharf, C. A. Habitable Climates. **The Astrophysical Journal**, v. 681, p. 1609-1623, jul. 2008.

Stevenson, D. J.; Lunine, J. I. Rapid formation of Jupiter by diffuse redistribution of water vapor in the solar nebula. **Icarus**, v. 75, p. 146-155, jul. 1988.

Strugarek, A.; Brun, A. S.; Matt, S. P.; Réville, V. On the diversity of magnetic interactions in close-in star-planet systems. **The Astrophysical Journal**, v. 795, p. 86, nov. 2014.

Swain, M. R. et al. Water, Methane, and Carbon Dioxide Present in the Dayside Spectrum of the Exoplanet HD 209458b., **The Astrophysical Journal**, v. 704, p. 1616-1621, oct. 2009.

Swain, M. R.; Vasisht, G.; Tinetti, G. The presence of methane in the atmosphere of an extrasolar planet. **Nature**, v. 452, p. 329-331, mar. 2008

- Swift, J. J. et al. Characterizing the Cool KOIs. IV. Kepler-32 as a Prototype for the Formation of Compact Planetary Systems throughout the Galaxy. **The Astrophysical Journal**, v. 764, p. 105, feb. 2013
- Tanaka, Y. A.; Suzuki, T. K.; Inutzuka, Shu-Ichiro. Atmospheric Escape by Magnetically Driven Wind from Gaseous Planets, **The Astrophysical Journal**, v. 792, p. 18, aug. 2014.
- Tarter J. C. et al. A Reappraisal of The Habitability of Planets around M Dwarf Stars. **Astrobiology**, v. 7, p. 30-65, mar. 2007.
- Teixeira, T. C. et al., Solar-like oscillations in the G8 V star τ Ceti. **Astronomy & Astrophysics**, v. 494, p. 237-242, jan. 2009.
- Teske, J. K.; Cunha, K.; Smith, V. V.; Schuler, S. C.; Griffith, C. A. C/O Ratios of Stars with Transiting Hot Jupiter Exoplanets. **The Astrophysical Journal**, v. 788, p. 39, jun. 2014
- Teske, J. K.; Cunha, K.; Schuler, S. C.; Griffith, C. A.; Smith, V. V. Carbon and Oxygen Abundances in Cool Metal-rich Exoplanet Hosts: A Case Study of the C/O Ratio of 55 Cancri. **The Astrophysical Journal**, v. 778, p. 132, dec. 2013.
- Tielens, A. G. G. M. 25 Years of the PAH Hypothesis. PAHs and the Universe, C. Joblin and A. G. G. M. Tielens (eds), EAS Publications Series, v. 46, p. 3-10, 2011
- Tielens, A. G. G. M. The physics and chemistry of the interstellar medium. Cambridge University Press, Cambridge, p. 85-116, 2006
- Tinetti, G. et al. Water vapour in the atmosphere of a transiting extrasolar planet. **Nature**, v. 448, p. 169-171, jul. 2007.
- Tuomi, M. et al. Signals embedded in the radial velocity noise. Periodic variations in the τ Ceti velocities. **Astronomy & Astrophysics**, v. 551, p. A79, mar. 2013.
- Unwin, S. C. et al. Taking the Measure of the Universe: Precision Astrometry with SIM PlanetQuest. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 120, p. 38-88, jan. 2008.
- Valsecchi, F.; Rasio, F. A.; Steffen, J. H. From Hot Jupiters to Super-Earths via Roche Lobe Overflow. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 793, L3, sep. 2014.
- van Dishoeck, E. F. Astrochemistry of dust, ice and gas: introduction and overview. **Faraday Discussions**, v. 168, p. 9, 2014
- Venot, O.; Agúndez, M. Chemical modeling of exoplanet atmospheres. *Experimental Astronomy*, v. 40, p. 469-480, dec. 2015

Vidal-Madjar, A.; Huitson, C. M.; Bourrier, V.; Désert, J. –M.; Ballester, G.; Lecavelier des Etangs, A.; Sing, D. K.; Ehrenreich, D.; Ferlet, R.; Hébrard, G.; McConnell, J. C.; Magnesium in the atmosphere of the planet HD 209458 b: observations of the thermosphere-exosphere transition region. *Astronomy and Astrophysics*, v. 560, A54, 2013

Vidal-Madjar, A. et al. Detection of Oxygen and Carbon in the Hydrodynamically Escaping Atmosphere of the Extrasolar Planet HD 209458b. **The Astrophysical Journal**, v. 604, p. L69-L72, mar. 2004.

Vidal-Madjar, A., et al. An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b. **Nature**, v. 422, p. 143-146, mar. 2003.

Vijh, U. P.; Witt, A. N.; Gordon, K. D. Discovery of Blue Luminescence in the Red Rectangle: Possible Fluorescence from Neutral Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Molecules? **The Astrophysical Journal**, v. 606, p. L65-L68, may 2004.

Vinatier, S. et al. Vertical abundance profiles of hydrocarbons in Titan's atmosphere at 15° S and 80° N retrieved from Cassini/CIRS spectra. **Icarus**, v. 188, p. 120-138, may 2007.

Vogt, S. S.; Butler, R. P.; Rivera, E. J.; Haghighipour, N.; Henry, G. W.; Williamson, M. H. The Lick-Carnegie Exoplanet Survey: A 3.1 M_J Planet in the Habitable Zone of the Nearby M3V Star Gliese 581. **The Astrophysical Journal**, v. 723, 954-965, nov. 2010.

von Braun et al. 55 Cancri: Stellar Astrophysical Parameters, a Planet in the Habitable Zone, and Implications for the Radius of a Transiting Super-Earth. **The Astrophysical Journal**, v. 740, p. 49, oct. 2011.

Vuitton, V. ; Yelle, R. ; Cui, J. ; **Journal of Geophysical Research**, 113, E05007, 2008

Zhang, K.; Pontoppidan, K. M.; Salyk, C.; Blake, G. A. Evidence for a Snow Line beyond the Transitional Radius in the TW Hya Protoplanetary Disk. **The Astrophysical Journal**, v. 766, 82, apr. 2013

Yasui, C. ; Kobayashi, N. ; Tokunaga, A. T. ; Saito, M. ; Tokoku, C. Short Lifetime of Protoplanetary Disks in Low-metallicity Environments. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 723, p. L113-L116, nov. 2010

Youdin, A. N.; From Grains to Planetesimals. **EAS Publications Series**, v. 41, p.187-207, jan. 2010

Walsh, K. J.; Morbidelli, A.; Raymond, S. N.; O'Brien, D. P.; Mandell, A. M. A low mass for Mars from Jupiter's early gas-driven migration. **Nature**, v. 475, p. 206-209, jul. 2011

Wang D. ; Gierasch, P. ; Lunine, J.; Mousis O. New insights on Jupiter's deep water abundance from disequilibrium species. **Icarus**, v. 250, p. 154-164, apr. 2015.

- Wang J., Fisher D. A., Horch E. P., Huang X., On the Occurrence Rate of Hot Jupiters in Different Stellar Environments. **The Astrophysical Journal**, v. 799, p. 229, feb. 2015.
- Wang, D. ; Lunine, J. I. Chemical Constraints on the Oxygen Abundances in Jupiter and Saturn. eprint arXiv:1205.5621, 2012
- Watson, A.; Lovelock, J. Biological homeostasis of the global environment: the parable of Daisyworld. **Tellus**, v. 35B, p.284-289, 1983
- Wetherill, G. W. The Formation and Habitability of Extra-Solar Planets. **Icarus**, v. 119, p. 219-238, jan. 1996
- Williams, J. P.; Cieza, L. A. Protoplanetary disks and their evolution. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 49, p. 67-117, sep. 2011
- Williams, D. M.; Pollard D. Earth-like worlds on eccentric orbits: excursions beyond the habitable zone. **International Journal of astrobiology**, v. 1, p.61-69, jan. 2002
- Wittenmyer, R. A. et al. The Anglo-Australian Planet Search XXIV: The Frequency of Jupiter Analogs. **The Astrophysical Journal**, v. 819, 28, mar. 2016
- Wittenmyer, R. A. et al. The Anglo-Australian Planet Search. XXII. Two New Multi-planet Systems. **The Astrophysical Journal**, v. 753, 169, sep. 2012
- Wittenmyer, R. A. ; Tinney, C. G. ; O'Toole, S. J. ; Jones, H. R. A. ; Butler, R. P. ; Carter, B. D. ; Bailey, J. On the Frequency of Jupiter Analogs. **The Astrophysical Journal**, v. 727, 102, feb. 2011
- Wolszczan, A; Frail, D. A. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12 1992. **Nature**, v. 355, p. 145-147, jan. 1992.
- Wordsworth, R. D.; Forget, F.; Selsis, F.; Millour, E.; Charnav, B.; Jean-Baptiste, M. Gliese 581d is the First Discovered Terrestrial-mass Exoplanet in the Habitable Zone. **The Astrophysical Journal**, v. 733, p. L48-L53, jun. 2011.
- Wright J. T., Marcy G. W., Howard A. W., Johnson J. A., Morton T. D., Fischer D. A. The Frequency of Hot Jupiters Orbiting nearby Solar-type Stars. **The Astrophysical Journal**, v. 753, p. 160- 165, jul. 2012.

ANEXO I – Programas MATLAB/DASSLC de reações químicas e fotoquímicas ao longo da perda de massa atmosférica de Hot Jupiter

Obs: a lista de k foi abreviada até k_{30} , e a lista de balanços individuais até $y(10)$, para não haver folhas impressas demais, visto que o objetivo aqui é mostrar a estrutura do programa

```
% Program AstroReactionsPAHUMIST

% Calculates the radial profile of several species along the mass loss
of
% Hot Jupiters

% Uses the UMIST Rate12 database

% Uses DASSLC to integrate the set of differential equations

% Units according to UMIST ( s, #, cm )

% Temperature, density and velocity of mass loss according to Penz et
al. (2008)

% requires file ReactionEquationsPAHUMIST.m

Length = input('entre com a dimensão da região de reação, em km')

% transformando Length em cm:

Length = Length*1e5;

y0 = zeros(1,53)';

% benzeno --> y(1)
% c-C6H7+ --> y(2)
% C6H5+ --> y(3)
% C4H3+ --> y(4)
% C2H2 --> y(5)
% C2H3+ --> y(6)
% HCO+ --> y(7)
% CO --> y(8)
% HCO --> y(9)
% H2+ --> y(10)
% H+ --> y(11)
% C0+ --> y(12)
% C2H2+ --> y(13)
% H2O --> y(14)
% H2O+ --> y(15)
% OH --> y(16)
% O --> y(17)
% C3H3+ --> Y(18)
% OH+ --> Y(19)
% He+ --> y(20)
% CH4 --> y(21)
% CH4+ --> y(22)
```

```

% C+      --> y(23)
% H2CO    --> y(24)
% CH3     --> y(25)
% C2H4    --> y(26)
% C2H4+   --> y(27)
% CH3+    --> y(28)
% H3+     --> y(29)
% C4H2+   --> y(30)
% C2H3    --> y(31)
% C2H+    --> y(32)
% C       --> y(33)
% C3H4+   --> y(34)
% C3H3    --> y(35)
% O+      --> y(36)
% CO2     --> y(37)
% CO2+    --> y(38)
% C-      --> y(39)
% CH2     --> y(40)
% H-      --> y(41)
% C2H     --> y(42)
% C2H-    --> y(43)
% O-      --> y(44)
% OH-     --> y(45)
% C5H3+   --> y(46)
% CH-     --> y(47)
% CH      --> y(48)
% C3H2    --> y(49)
% CH+     --> y(50)
% H3O+    --> y(51)
% CH2+    --> y(52)
% C6H6+   --> y(53)

```

```

% Initial values of abundances for the main components:
% for C/O = 0.54

```

```

% fator de metalicidade M
% para Fe/H =0.3, M=1.995

```

```

M = 1.0;

```

```

% O
y0(17) = M*5.4e-4
% C
y0(33) = M*1.75e-4
% C+
y0(23) = M*7e-4
% O+
y0(36) = M*1.08e-3
% H+
y0(11) = 1.5
% He+
y0(20) = 2e-1

```

```

% Initial and final values for temperature, density and velocity of
the
% escaping hydrogen flux

```

```

%Tini = input('entre com o valor da temperatura no início da região de
reação, em K')
Tini = 2000

%Tfini = input('entre com o valor da temperatura no final da região de
reação, em K')
Tfini = 500

%Denini = input('entre com o valor da densidade no início da região de
reação, em #/cm3')
Denini = 4.5e5;
% #/cm3 foi transformado em #/km3

%Denfini = input('entre com o valor da densidade no final da região de
reação, em #/cm3')
Denfini = 1e4;

%Vini = input('entre com o valor da velocidade no início da região de
reação, em km/s')
Vini = 13;

Vini = Vini*1e5;

%Vfini = input('entre com o valor da temperatura no final da região de
reação, em Km/s')
Vfini = 40;

Vfini = Vfini*1e5;

% defiiition of the radial step for the integration of the differential
equations

tspan = [0:2e5:Length];

%rtol = 1e-6;
%atol = 1e-10;

rpar = [ Tini  Tfini Denini  Denfini  Vini  Vfini  Length ];

[t,y] = dasslc('ReactionEquationsPAHUMIST559v3',tspan,y0,[],rpar);

plot(t,y(:,19),'b')

function[res,ires]= ReactionEquationsPAHUMIST559v3(t,y,yp,rpar)

% criando uma evolução linear para a densidade:
% Versão 27 02 13 - inserção da reação R326 e R268 e R7

%DENS = rpar(3) - [ (rpar(3) - rpar(4))/rpar(7) ]*t;

%criando um perfil nao linear para a densidade:

DENS = 4.5e5;

```



```

% ./[ [ t*2.9/2e11 + ones(size(t)) ].^2.8 ];

% criando uma evolução linear para a velocidade:

VEL = rpar(5) + [ (rpar(6) - rpar(5))/rpar(7) ]*t;

% criando uma evolução linear para a temperatura:

%TEMP = rpar(1) - [ (rpar(1) - rpar(2))/rpar(7) ]*t;

% criando um perfil nao linear para temperatura
X=(2/3)*2e11;
TEMP = 2000*X./[t + X*ones(size(t))];

%-----

% DEFINIÇÃO DAS REAÇÕES SEGUNDO O BANCO DE DADOS UMIST

eletr = 1e-3;
H = 1;
He = 0.05;

% fazendo uma gradação linear para H2,
H2ini = 1e-1;
H2fini = 1e-2;
H2 = H2ini + [ (H2fini - H2ini)/rpar(7) ]*t;

% Fator multiplicativo para as reações fotoquímicas devido a
proximidade
% com a estrela

P = 1e9;

% P é para a distancia estrela/planeta, e não para estrela/região do
início
% da simulação

% Criando um vetor de ator multiplicativo que cai com o quadrado da
% distância:

F0 = P*0.841;

% o valor de 0.803 corrige para a distancia radial do inicio da
simulação,
% a 9 Rp

AU = 1.5e13;
% valor de 1 AU em cm

F = F0*[0.0518./(0.0518 + t./AU)].^2;

%F corrige para 9 Rp ate 20 Rp

```

% REAÇÕES PRINCIPAIS BASEADO NO ARTIGO DO WOODS (2002)

% formação de benzeno

```
% (1) c-C6H7+ + e- --> c-C6H6 + H
% y(1) = c-C6H6
% y(2) = c-C6H7+
% e- = cte = eletr
% H = cte = H
a1= 5e-7;
b1=-0.5;
g1=0;
k1 = a1*(TEMP./300).^b1.*exp(-g1./TEMP);
```

% formação de c-C6H7+

```
% (2) C6H5+ + H2 --> c-C6H7+ + photon
% y(3) = C6H5+
% H2 = cte = H2
a2= 6e-11;
b2= 0;
g2= 0;
k2 = a2*(TEMP./300).^b2.*exp(-g2./TEMP);
```

% formação de C6H5+

```
% (3) C4H3+ + C2H2 --> C6H5+ + photon
% y(4) = C4H3+
% y(5) = C2H2
a3= 2e-10;
b3= 0;
g3= 0;
k3 = a3*(TEMP./300).^b3.*exp(-g3./TEMP);
```

% formação de C4H3+

```
% (4) C2H3+ + C2H2 --> C4H3+ + H2
% y(6) = C2H3+
a4= 7.2e-10;
b4= 0;
g4= 0;
k4 = a4*(TEMP./300).^b4.*exp(-g4./TEMP);
```

% formação de C2H3+

```
% (5) HCO+ + C2H2 --> C2H3+ + CO
% y(7) = HCO+
% Y(8) = CO
a5= 1.4e-9
b5= 0;
g5= 0;
k5 = a5*(TEMP./300).^b5.*exp(-g5./TEMP);
```

% -----

% REAÇÕES DOS INTERMEDIARIOS

% --> descrição das reações encontra-se nos cadernos # 2-5 Projeto PAH/OSIRIS

a6= 1e-9;
b6= -0.5;
g6= 0;
k6 = a6*(TEMP./300).^b6.*exp(-g6./TEMP);

a7= 9.4e-10;
b7= -0.5;
g7= 0;
k7 = a7*(TEMP./300).^b7.*exp(-g7./TEMP);

a8= 7.4e-10;
b8= -0.5;
g8= 0;
k8 = a8*(TEMP./300).^b8.*exp(-g8./TEMP);

a9= 5e-10;
b9= -0.5;
g9= 0;
k9 = a9*(TEMP./300).^b9.*exp(-g9./TEMP);

a10= 2.8e-10;
b10= -0.5;
g10= 0;
k10 = a10*(TEMP./300).^b10.*exp(-g10./TEMP);

a11= 2.8e-10;
b11= -0.5;
g11= 0;
k11 = a11*(TEMP./300).^b11.*exp(-g11./TEMP);

a12= 2.8e-10;
b12= -0.5;
g12= 0;
k12 = a12*(TEMP./300).^b12.*exp(-g12./TEMP);

a13= 8.8e-10;
b13= -0.5;
g13= 0;
k13 = a13*(TEMP./300).^b13.*exp(-g13./TEMP);

a14= 8.5e-11;
b14= 0;
g14= 0;
k14 = a14*(TEMP./300).^b14.*exp(-g14./TEMP);

a15= 8.5e-11;
b15= 0;
g15= 0;
k15 = a15*(TEMP./300).^b15.*exp(-g15./TEMP);

a16= 1e-9;
b16= 0;
g16= 0;
k16 = a16*(TEMP./300).^b16.*exp(-g16./TEMP);

```

a17= 3e-10;
b17= -0.5;
g17= 0;
k17 = a17*(TEMP./300).^b17.*exp(-g17./TEMP);

a18= 9.4e-10;
b18= -0.5;
g18= 0;
k18 = a18*(TEMP./300).^b18.*exp(-g18./TEMP);

a19= 7.2e-15;
b19= 0;
g19= 0;
k19 = a19*(TEMP./300).^b19.*exp(-g19./TEMP);

a20= 7.5e-10;
b20= 0;
g20= 0;
k20 = a20*(TEMP./300).^b20.*exp(-g20./TEMP);

a21= 6.4e-10;
b21= 0;
g21= 0;
k21 = a21*(TEMP./300).^b21.*exp(-g21./TEMP);

a23= 4.8e-10;
b23= 0;
g23= 0;
k23 = a23*(TEMP./300).^b23.*exp(-g23./TEMP);

a26= 6.4e-10;
b26= 0;
g26= 0;
k26 = a26*(TEMP./300).^b26.*exp(-g26./TEMP);

a30= 6.9e-9;
b30= -0.5;
g30= 0;
k30 = a30*(TEMP./300).^b30.*exp(-g30./TEMP);

---
---
---
%-----

% BALANÇOS INDIVIDUAIS

% acúmulo de benzeno --> y(1)

res(1) = VEL*yp(1) - k1.*DENS*y(2)*eletr + k96.*DENS*y(29)*y(1) +
k97.*DENS*y(1)*y(20) + k151.*DENS*y(1)*y(6) + k203.*DENS*y(1)*y(23) +
k523.*y(1) + k609.*y(1)

% acúmulo de c-C6H7+ --> y(2)

```

```

res(2) = VEL*yp(2) + k1.*DENS*y(2)*eletr - k2.*DENS*y(3)*H2 -
k95.*DENS*y(3)*y(26) - k96.*DENS*y(29)*y(1) - k151.*DENS*y(1)*y(6)

% acumulo de C6H5+ --> y(3)

res(3) = VEL*yp(3) + k2.*DENS*y(3)*H2 - k3.*DENS*y(4)*y(5) +
k95.*DENS*y(3)*y(26) - k97.*DENS*y(1)*y(20) - k98.*DENS*y(26)*y(30) -
k99.*DENS*y(31)*y(4) + k610.*DENS*y(53)*H

% acumulo de C4H3+ --> y(4)

res(4) = VEL*yp(4) + k3.*DENS*y(4)*y(5) - k4.*DENS*y(6)*y(5) -
k85.*DENS*y(13)*y(5) - k86.*DENS*y(28)*y(5) + k99.*DENS*y(31)*y(4) -
k136.*DENS*y(13)*y(31) - k137.*DENS*y(5)*y(6) - k138.*DENS*y(30)*H -
k139.*DENS*y(33)*y(34) - k329.*DENS*y(6)*y(42) - k330.*DENS*y(27)*y(42) -
k449.*DENS*y(28)*y(49)

% acumulo de C2H3+ --> y(6)

res(5) = VEL*yp(6) + k4.*DENS*y(6)*y(5) - k5.*DENS*y(7)*y(5) -
k46.*DENS*y(23)*y(21) - k47.*DENS*y(9)*y(13) - k48.*DENS*y(7)*y(5) -
k49.*DENS*y(5)*y(22) - k50.*DENS*y(5)*y(10) - k51.*DENS*y(13)*H2 -
k76.*DENS*y(26)*y(23) + k77.*DENS*y(26)*y(6) - k79.*DENS*y(26)*y(11) -
k81.*DENS*y(26)*y(10) - k82.*DENS*y(26)*y(20) + k128.*DENS*y(35)*y(6) -
k132.*DENS*y(11)*y(35) + k133.*DENS*y(35)*y(6) +
k137.*DENS*y(5)*y(6) - k141.*DENS*y(13)*y(31) - k142.*DENS*y(27)*y(31) -
k143.*DENS*y(28)*y(31) - k145.*DENS*y(5)*y(29) -
k146.*DENS*y(26)*y(29) + k150.*DENS*y(6)*eletr + k151.*DENS*y(1)*y(6) +
k173.*DENS*y(6)*H + k204.*DENS*y(6)*y(39) + k205.*DENS*y(47)*y(6) +
k206.*DENS*y(6)*y(44) + k207.*DENS*y(6)*y(45) + k278.*DENS*y(6)*eletr -
k310.*DENS*y(26)*y(36) + k329.*DENS*y(6)*y(42) -
k332.*DENS*y(11)*y(31) - k333.*DENS*y(23)*y(26) -
k334.*DENS*y(21)*y(50) - k335.*DENS*y(40)*y(28) -
k336.*DENS*y(28)*y(26) + k337.*DENS*y(6)*eletr + k338.*DENS*y(6)*eletr +
k339.*DENS*y(6)*y(43) + k340.*DENS*y(6)*y(41) +
k392.*DENS*y(6)*y(31) - k446.*DENS*y(27)*H + k465.*DENS*y(42)*y(6) +
k480.*DENS*y(6)*eletr - k576*y(31) - k578.*y(31)

% acumulo de C2H2 --> y(5)

res(6) = VEL*yp(5) + k3.*DENS*y(4)*y(5) + k4.*DENS*y(6)*y(5) +
k5.*DENS*y(7)*y(5) - k9.*DENS*y(9)*y(13) - k15.*DENS*y(18)*y(17) +
k33.*DENS*y(5)*y(22) + k34.*DENS*y(5)*y(11) + k35.*DENS*y(5)*y(10) +
k48.*DENS*y(7)*y(5) + k49.*DENS*y(5)*y(22) + k50.*DENS*y(5)*y(10) +
k66.*DENS*y(5)*y(27) - k77.*DENS*y(26)*y(6) + k85.*DENS*y(13)*y(5) +
k86.*DENS*y(28)*y(5) - k91.*DENS*y(14)*y(6) - k92.*DENS*y(6)*eletr -
k93.*DENS*y(13)*y(26) - k95.*DENS*y(3)*y(26) + k103.*DENS*y(5)*y(32) +
k104.*DENS*y(5)*y(13) + k109.*DENS*y(5)*y(20) - k128.*DENS*y(35)*y(6) -
k133.*DENS*y(35)*y(6) + k137.*DENS*y(5)*y(6) -
k141.*DENS*y(13)*y(31) + k145.*DENS*y(5)*y(29) - k150.*DENS*y(6)*eletr -
k151.*DENS*y(1)*y(6) + k167.*DENS*y(5)*y(15) + k168.*DENS*y(5)*y(20) +
k169.*DENS*y(5)*y(36) + k184.*DENS*y(5)*y(38) -
k188.*DENS*y(39)*y(40) - k189.*DENS*y(41)*y(42) - k190.*DENS*y(43)*H -
k191.*DENS*y(39)*y(13) - k192.*DENS*y(41)*y(13) -
k193.*DENS*y(44)*y(13) - k194.*DENS*y(45)*y(13) -
k195.*DENS*y(33)*y(25) - k196.*DENS*y(40)*y(40) -
k197.*DENS*y(40)*y(40) - k198.*DENS*y(25)*y(31) - k199.*DENS*y(42)*H2 -
k200.*DENS*y(31) - k201.*DENS*y(31)*y(16) - k217.*DENS*y(29)*y(42)

```

```

- k219*DENS*y(47)*y(13) + k234.*DENS*y(5)*y(17) + k241.*DENS*y(5)*H +
k325.*DENS*y(5)*y(16) + k326.*DENS*y(5)*y(16) - k331.*DENS*y(13)*y(43)
+ k381.*DENS*y(16)*y(5) + k466.*DENS*y(33)*y(6) -
k469.*DENS*y(11)*y(31) + k524*y(5) + k525*y(5) + k526.*y(5) +
k527.*y(5) - k571*y(26) - k573.*y(26) - k575*y(31) - k577.*y(31) -
3*k611.*DENS*y(53)*eletr

```

% acumulo de HCO+ --> y(7)

```

res(7) = VEL*yp(7) + k5.*DENS*y(7)*y(5) - k6.*DENS*y(9)*y(10) -
k7.*DENS*y(9)*y(11) - k8.*DENS*y(9)*y(12) - k9.*DENS*y(9)*y(13) -
k10.*DENS*y(9)*y(15) - k11.*DENS*y(12)*H2 - k12.*DENS*y(8)*y(15) -
k13.*DENS*y(12)*y(14) - k14.*DENS*y(17)*y(13) - k15.*DENS*y(18)*y(17)
- k16.*DENS*y(8)*y(19) - k17.*DENS*y(12)*y(16) + k48.*DENS*y(7)*y(5)
- k61.*DENS*y(24)*y(12) - k71.*DENS*y(12)*y(21) -
k116.*DENS*y(23)*y(9) + k127.*DENS*y(35)*y(7) - k130.*DENS*y(17)*y(34)
- k148.*DENS*y(8)*y(29) - k160.*DENS*y(9)*y(19) -
k162.*DENS*y(8)*y(19) - k180.*DENS*y(37)*y(11) + k212.*DENS*y(42)*y(7)
+ k239.*DENS*y(7)*y(43) - k255.*DENS*y(8)*y(22) -
k274.*DENS*y(9)*y(50) - k290.*DENS*y(17)*y(48) + k314.*DENS*y(7)*y(45)
- k341.*DENS*y(9)*y(50) - k342.*DENS*y(9)*y(28) -
k343.*DENS*y(9)*y(36) - k344.*DENS*y(14)*y(23) -
k345.*DENS*y(50)*y(37) - k346.*DENS*y(50)*y(14) -
k347.*DENS*y(52)*y(17) - k348.*DENS*y(40)*y(12) -
k349.*DENS*y(28)*y(17) - k350.*DENS*y(48)*y(12) - k351.*DENS*y(38)*H +
k352.*DENS*y(31)*y(7) + k353.*DENS*y(33)*y(7) + k354.*DENS*y(40)*y(7)
+ k355.*DENS*y(48)*y(7) + k356.*DENS*y(14)*y(7) +
k357.*DENS*y(16)*y(7) + k358.*DENS*y(39)*y(7) + k359.*DENS*y(41)*y(7)
+ k360.*DENS*y(7)*y(39) + k361.*DENS*y(44)*y(7) +
k395.*DENS*y(7)*y(49) - k425.*DENS*y(23)*y(24) -
k427.*DENS*y(50)*y(24) - k428.*DENS*y(24)*y(52) -
k430.*DENS*y(24)*y(28) - k431.*DENS*y(24)*y(11) -
k432.*DENS*y(24)*y(10) - k433.*DENS*y(24)*y(36) -
k437.*DENS*y(17)*y(26) - k447.*DENS*y(17)*y(27) -
k477.*DENS*y(17)*y(32) - k482.*DENS*y(48)*y(8) -
k484.*DENS*y(33)*y(51) + k528.*y(7) - k533*y(9) - k535.*y(9) -
k564.*y(24)

```

% acumulo de CO --> y(8)

```

res(8) = VEL*yp(8) - k5.*DENS*y(7)*y(5) - k8.*DENS*y(9)*y(12) -
k18.*DENS*y(9)*y(11) - k20.*DENS*y(12)*H + k26.*DENS*y(8)*y(10) -
k32.*DENS*y(12)*y(14) + k44.*DENS*y(20)*y(8) - k47.*DENS*y(9)*y(13) -
k48.*DENS*y(7)*y(5) - k54.*DENS*y(9)*y(11) - k56.*DENS*y(21)*y(12) -
k102.*DENS*y(10)*y(9) - k121.*DENS*y(33)*y(12) - k127.*DENS*y(35)*y(7)
+ k148.*DENS*y(8)*y(29) - k154.*DENS*y(12)*y(16) +
k162.*DENS*y(8)*y(19) - k158.*DENS*y(9)*y(36) - k164.*DENS*y(12)*y(17)
- k175.*DENS*y(37)*y(12) - k178.*DENS*y(37)*y(23) -
k182.*DENS*y(37)*y(20) + k187.*DENS*y(8)*y(16) - k212.*
DENS*y(42)*y(7) - k234.*DENS*y(5)*y(17) + k255.*DENS*y(8)*y(22) -
k262.*DENS*y(17)*y(39) - k262.*DENS*y(33)*y(44) -
k264.*DENS*y(17)*y(33) - k286.*DENS*y(17)*y(42) -
k294.*DENS*y(12)*y(48) - k300.*DENS*y(17)*y(43) -
k326.*DENS*y(5)*y(16) - k345.*DENS*y(50)*y(37) + k352.*DENS*y(31)*y(7)
- k353.*DENS*y(33)*y(7) - k354.*DENS*y(40)*y(7) -
k355.*DENS*y(48)*y(7) - k356.*DENS*y(14)*y(7) - k357.*DENS*y(16)*y(7)
- k359.*DENS*y(41)*y(7) + k363.*DENS*y(41)*y(8) +
k374.*DENS*y(36)*y(8) - k391.*DENS*y(37)*H - k395.*DENS*y(7)*y(49) -
k402.*DENS*y(19)*y(9) + k410.*DENS*y(20)*y(8) - k423.*DENS*y(9)*y(9) -

```

```

k424.*DENS*y(23)*y(24) - k426.*DENS*y(50)*y(24) -
k442.*DENS*y(40)*y(9) - k450.*DENS*y(28)*y(9) - k453.*DENS*y(52)*y(9)
- k470.*DENS*y(42)*y(12) - k172.*DENS*y(9)*y(32) +
k482.*DENS*y(48)*y(8) + k491.*DENS*y(8)*y(44) -
2*k493.*DENS*y(39)*y(37) - k515.*DENS*y(40)*y(12) + k529*y(8) +
k530*y(8) + k531.*y(8) - k532*y(9) - k534.*y(9) - k561*y(24) -
k562.*y(24) - k563.*y(24) - k582*y(37) - k583.*y(37)

```

```

% acumulo de HCO --> y(9)

```

```

res(9) = VEL*yp(9) + k6.*DENS*y(9)*y(10) + k7.*DENS*y(9)*y(11) +
k8.*DENS*y(9)*y(12) + k9.*DENS*y(9)*y(13) + k10.*DENS*y(9)*y(15) +
k18.*DENS*y(9)*y(11) + k47.*DENS*y(9)*y(13) + k54.*DENS*y(9)*y(11) -
k61.*DENS*y(24)*y(12) - k62.*DENS*y(24)*H - k63.*DENS*y(24)*y(17) +
k102.*DENS*y(10)*y(9) + k116.*DENS*y(23)*y(9) + k160.*DENS*y(9)*y(19)
+ k158.*DENS*y(9)*y(36) + k172.*DENS*y(9)*y(32) + k233.*DENS*y(9)*H -
k239.*DENS*y(7)*y(43) + k269.*DENS*y(9)*y(20) + k274.*DENS*y(9)*y(50)
- k289.*DENS*y(44)*y(48) - k314.*DENS*y(7)*y(45) -
k319.*DENS*y(16)*y(39) + k341.*DENS*y(9)*y(50) + k342.*DENS*y(9)*y(28)
+ k343.*DENS*y(9)*y(36) - k358.*DENS*y(39)*y(7) -
k360.*DENS*y(7)*y(39) - k361.*DENS*y(44)*y(7) -
k362.*DENS.*y(33)*y(44) - k363.*DENS*y(41)*y(8) -
k364.*DENS*y(17)*y(27) - k365.*DENS*y(40)*y(17) +
k402.*DENS*y(19)*y(9) + 2*k423.*DENS*y(9)*y(9) -
k431.*DENS*y(24)*y(11) - k434.*DENS*y(24)*y(25) -
k435.*DENS*y(16)*y(24) + k442.*DENS*y(40)*y(9) + k450.*DENS*y(28)*y(9)
+ k453.*DENS*y(52)*y(9) + k492.*DENS*y(17)*y(9) -
k498.*DENS*y(40)*y(24) + k532*y(9) + k533*y(9) + k534.*y(9) +
k535.*y(9)

```

```

% acumulo de H2+ --> y(10)

```

```

res(10) = VEL*yp(10) + k6.*DENS*y(9)*y(10) - k18.*DENS*y(9)*y(11) -
k19.*DENS*y(20)*H2 + k21.*DENS*y(10)*H + k26.*DENS*y(8)*y(10) +
k31.*DENS*y(10)*y(14) + k35.*DENS*y(5)*y(10) + k50.*DENS*y(5)*y(10) -
k52.*DENS*y(20)*H2 - k54.*DENS*y(9)*y(11) - k55.*DENS*y(11)*H +
k58.*DENS*y(21)*y(10) + k75.*DENS*y(26)*y(10) + k80.*DENS*y(26)*y(10)
+ k81.*DENS*y(26)*y(10) + k90.*DENS*y(21)*y(10) + k101.*DENS*y(10)*H2
+ k102.*DENS*y(10)*y(9) + k214.*DENS*y(10)*y(42) +
k305.*DENS*y(10)*y(17) + k322.*DENS*y(10)*y(16) +
k367.*DENS*y(10)*y(33) + k368.*DENS*y(10)*y(40) +
k369.*DENS*y(10)*y(48) + k432.*DENS*y(24)*y(10) +
k472.*DENS*y(42)*y(10) + k508.*DENS*y(10)*y(14) +
k516.*DENS*y(40)*y(10) + k536.*y(10) - k537*H2

```

```

---
---
---

```

```

ires = 0;

```

ANEXO II – Programas MATLAB/DASSLC de cálculo da Temperatura de Brilho de planeta rochoso ao longo de órbita kepleriana excêntrica

Programa Planetaryrad (parâmetros de acordo com a simulação para PP01 em torno de Tau Ceti)

```
% This program calculates the evolution of the Brightness Temperature  
% of a rocky planet under an eccentric keplerian orbit around a generic  
star
```

```
% requires file equations.m
```

```
% premise: at t = 0 planet is at perihelion
```

```
%exc = input('enter value of eccentricity')
```

```
exc =0.100;
```

```
%a = input('enter value of semi-major axis in AU')
```

```
a = 0.78;
```

```
%Mstar = input('enter value of stellar mass, relative to solar')
```

```
Mstar=0.783;
```

```
%Tstar = input('enter value of stellar surface temperature, in K')
```

```
Tstar = 5344;
```

```
%Rstar = input('enter value of stellar radius, relative to solar')
```

```
Rstar = 0.793;
```

```
%A = input('enter value of planetary albedo')
```

```
A=0.25;
```

```
X = input('enter estimate of planetary atmospheric column density in  
gmol m-2')
```

```
% X para Marte: 174 kg/m2 => X = 174*1000/44 = 3955 gmol/m2
```

```
%Constante de Stefan-Boltzmann em W m2 K-4:
```

```
sigma = 5.6704e-8;
```

```
% heat capacity of CO2 = 30 J gmol-1 K-1
```

```
cp = 32;
```

```
% emissivity in IR = 0.9
```

```
em = 0.9;
```

```
rpar=[exc a Mstar Tstar Rstar A X sigma cp em];
```



```

%days = input('enter time since aphelion, in days');
days=700;
% transforming days into a vector of seconds, with 1 minute increment

tspan = [0:60:(days*24*3600)];

% calculating an estimate of y0 = T0 in aphelion

T0 = rpar(4)*[(1-rpar(6))/(4*rpar(10))]^0.25*[
rpar(5)*6.955e8/(rpar(2)*1.496e11*(1-rpar(1))) ]^0.5;

y0 = [T0];

[t,y]=dassl('equations',tspan,y0,[],rpar);

plot(t,y)

```

Programa equations

```

function[res,ires] = equations(t,y,yp,rpar)

% FIRST STEP: calculation of the orbit

% calculating the orbit period

P = [ ( (rpar(2)*1.496e11)^3 ) *4*pi^2 / (rpar(3)*1.9889e30*6.674e-11)
]^0.5;

% calculating the mean anomaly

M = 2*pi*t/P;

% calculating the eccentric anomaly

E0 = M;

tam = length(M);

res = zeros(tam,1);

fun = @(E,M) E - sin(E) - M;

%for f=1:tam
%    c = M(f);
%    res(f) = fzero(@(x) fun(x,c),E0(f));
%end

```

```

res = fzero(@(x) fun(x,M),E0);

% res is the value of the eccentric anomaly

% calculating the true anomaly

q = tan(res/2);

theta = 2*atan(q*[((1+rpar(1))/(1-rpar(1)))^0.5]);

% calculating r

r = rpar(2)*(1 - (rpar(1))^2)./(1+rpar(1)*cos(theta));

% plotting the orbit

%rx = r.*cos(theta);

%ry = r.*sin(theta);

%plot(rx,ry)

% SECOND STEP: calculus of the integral radiative flux

rad = 4*pi*(rpar(5)*6.955e8)^2*(rpar(4))^4*rpar(8);

aux = ones(length(r),1);

F = rad*aux;

r2 = r.*r*(1.496e11)^2;

% Fluxo em W m-2

F = (F./r2)/(4*pi);

% Plotando fluxo e r no tempo; r multiplicado por 1000 para ficar na
% mesma escala de F

%r = r*10e3;

%S = [F,r];

%plot(t,S);

% radiative balance equation to be solved by dasslc

res(1) = F*(1-rpar(6))/4 - rpar(8)*rpar(10)*(y(1))^4 -
rpar(7)*rpar(9)*yp(1)

```

ires = 0;

ANEXO III – Planetas selecionados da Enciclopédia de Planetas Extrassolares (exoplanet/eu) – maio 2016

Nome do planeta	massa (Mj)	Semi-eixo maior (UA)	Excentricidad e da órbita	Metalicidad e estelar (Fe/H)	Massa estelar (Msol)
14 And b	5,33	0,83	0	-0,24	2,2
14 Her b	4,64	2,77	0,369	0,43	0,9
24 Sex b	1,99	1.333	0,09	-0,03	1,54
30 Ari B b	9,88	0,995	0,289	0,12	1,22
42 Dra b	3,88	1,19	0,38	-0,46	0,98
47 Uma b	2,53	2,1	0,032	0	1,03
51 Peg b	0,47	0,052	0,0069	0,2	1,11
55 Cnc d	4.802	5,76	0,025	0,31	0,905
7 CMa b	2,46	1,93	0,22	0,21	1,52
8 Umi b	1,5	0,49	0,06	-0,03	1,8
81 Cet b	5,3	2,5	0,206	-0,06	2,4
91 Aqr b	3,2	0,7	0,027	-0,03	1,4
Aldebaran b	6,47	1,46	0,1	-0,27	1,13
BD+14 4559 b	1,47	0,777	0,29	0,1	0,86
BD+15 2375 b	1,06	0,576	0,001	-0,22	1,08
BD+15 2940 b	1,11	0,539	0,26	0,28	1,1
BD+48 738 b	0,91	1	0,2	-0,2	0,74
BD+49 828 b	1,6	4,2	0,35	-0,19	1,52
BD-08 2823 c	0,33	0,68	0,19	-0,07	0,74
BD-10 3166 b	0,46	0,046	0,0104	0,5	0,99
BD-11 4672 b	0,53	2,28	0,05	-0,48	0,571
CoRoT-1 b	1,03	0,0254	0	0,06	0,95
CoRoT-11 b	2,33	0,04351	0	0,04	1,27
CoRoT-12 b	0,917	0,04016	0,07	0,16	1.078
CoRoT-13 b	1.308	0,051	0	0,01	1,09
CoRoT-14 b	7,6	0,027	0	0,05	1,13
CoRoT-16 b	0,535	0,0618	0,33	0,19	1.098
CoRoT-17 b	2,43	0,0461	0	0	1,04
CoRoT-18 b	3,47	0,0295	0,08	-0,1	0,95
CoRoT-19 b	1,11	0,0518	0,047	-0,02	1,21
CoRoT-2 b	3,31	0,0281	0	-0,04	0,97
CoRoT-21 b	2,26	0,0417	0	0	1,29
CoRoT-23 b	2,8	0,0477	0,16	0,05	1,14
CoRoT-26 b	0,52	0,0526	0	0,01	1,09

CoRoT-27 b	10,39	0,0476	0,065	0,1	1,05
CoRoT-28 b	0,484	0,059	0,047	0,15	1,01
CoRoT-29 b	0,85	0,039	0,082	0,2	0,976
CoRoT-4 b	0,72	0,09	0	0,05	1,1
CoRoT-5 b	0,467	0,04947	0,09	-0,25	1
CoRoT-6 b	2,96	0,0855	0,1	-0,2	1.055
CoRoT-9 b	0,84	0,407	0,11	-0,01	0,99
EPIC 318 b	0,624	0,04986	0,027	0,136	0,984
EPIC 888 b	1,78	0,04419	0	0,24	1.281
GJ 179 b	0,82	2,41	0,21	0,3	0,357
GJ 317 b	2,56	1.148	0,11	0,36	0,42
GJ 328 b	2,3	4,5	0,37	0	0,69
GJ 3341 b	0,35717	0,089	0,31	-0,09	0,47
GJ 649 b	0,328	1.135	0,3	0,08	0,54
GJ 676 A b	4,95	1,8	0,328	0,23	0,71
GJ 832 b	0,6890476	3,6	0,08	-0,31	0,45
GJ 849 b	0,9	2,35	0,012	0,22	0,49
GJ 86 A b	4,01	0,11	0,046	-0,24	0,8
GJ 876 b	1.938	0,208317	0	0,05	0,334
HAT-P-1 b	0,525	0,05561	0,067	0,13	1.151
HAT-P-13 b	0,85	0,0426	0,0142	0,43	1,22
HAT-P-14 b	2,2	0,0594	0,095	0,11	1.386
HAT-P-15 b	1.946	0,0964	0,19	0,22	1.013
HAT-P-16 b	4.193	0,0413	0,036	0,17	1.218
HAT-P-17 c	1,4	2,75	0,1	0	0,857
HAT-P-20 b	7.246	0,0361	0,015	0,35	0,756
HAT-P-21 b	4.063	0,0494	0,228	0,01	0,947
HAT-P-22 b	2.147	0,0414	0,016	0,24	0,916
HAT-P-23 b	2,09	0,0232	0,106	0,16	1,13
HAT-P-24 b	0,685	0,0465	0,067	-0,16	1.191
HAT-P-25 b	0,567	0,0466	0,032	0,31	1,01
HAT-P-27- WASP-40 b	0,66	0,0403	0,078	0,29	0,945
HAT-P-28 b	0,626	0,0434	0,051	0,12	1.025
HAT-P-29 b	0,778	0,0667	0,095	0,21	1.207
HAT-P-3 b	0,591	0,03866	0	0,41	0,917
HAT-P-30- WASP-51 b	0,711	0,0419	0,035	-0,08	1,18
HAT-P-31 b	2.171	0,055	0,245	0,15	1.218
HAT-P-32 b	0,941	0,0344	0,163	-0,16	1.176
HAT-P-33 b	0,763	0,0503	0,148	0,05	1.403
HAT-P-35 b	1.054	0,0498	0,025	0,11	1.236
HAT-P-36 b	1.832	0,0238	0,063	0,26	1.022
HAT-P-37 b	1.169	0,0379	0,058	0,03	0,929
HAT-P-4 b	0,68	0,0446	0	0,2	1,26

HAT-P-42 b	0,975	0,0575	0	0,27	1.179
HAT-P-43 b	0,66	0,0443	0	0,23	1.048
HAT-P-44 b	0,392	0,0507	0,072	0,33	0,939
HAT-P-45 b	0,892	0,0452	0,049	0,07	1.259
HAT-P-46 b	0,493	0,0577	0,123	0,3	1.284
HAT-P-49 b	1,73	0,0438	0	0,074	1.543
HAT-P-5 b	1,06	0,04079	0	0,24	1.163
HAT-P-50 b	1,36	0,0453	0,115	-0,18	1.273
HAT-P-51 b	0,309	0,05069	0,123	0,27	0,976
HAT-P-52 b	0,819	0,03694	0,047	0,28	0,887
HAT-P-53 b	1.487	0,03159	0,134	0	1.093
HAT-P-54 b	0,76	0,04117	0,074	-0,127	0,645
HAT-P-55 b	0,582	0,04604	0,139	-0,03	1.013
HAT-P-56 b	2,2	0,0423	0,246	-0,077	1.296
HAT-P-57 b	1,85	0,0406	0	-0,25	1,47
HAT-P-6 b	1.057	0,05235	0	-0,13	1,29
HAT-P-7 b	1.741	0,0379	0	0,13	1,51
HAT-P-8 b	1,34	0,0449	0	0,01	1,28
HAT-P-9 b	0,67	0,053	0	0,12	1,28
HATS-1 b	1.855	0,0444	0,12	-0,06	0,986
HATS-11 b	0,85	0,04614	0,34	-0,39	1
HATS-12 b	2,4	0,04795	0,085	-0,1	1,49
HATS-13 b	0,543	0,04057	0,18	0,05	0,962
HATS-14 b	1.071	0,03815	0,142	0,33	0,967
HATS-15 b	2,17	0,02712	0	0	0,871
HATS-16 b	3,27	0,03744	0	0,1	0,97
HATS-17 b	1.338	0,1308	0,029	0,3	1.131
HATS-2 b	1.345	0,023	0	0,15	0,882
HATS-4 b	1.323	0,0362	0,013	0,43	1.001
HATS-9 b	0,839	0,03048	0,129	0,34	1,03
HD 4732 c	2,37	4,6	0,23	0,01	1,74
HD 100655 b	1,7	0,76	0,085	0,15	2,4
HD 100777 b	1,16	1,03	0,36	0,27	1
HD 101930 b	0,3	0,302	0,11	0,17	0,74
HD 102195 b	0,45	0,049	0	0,05	0,926
HD 102272 b	5,9	0,614	0,05	0,26	1,9
HD 102329 b	5,9	2,01	0,211	0,3	1,95
HD 102956 b	0,96	0,081	0,048	0,19	1,68
HD 103720 b	0,62	0,0498	0,086	-0,02	0,794
HD 103774 b	0,367	0,07	0,09	0,28	1.335
HD 104985 b	8,3	0,95	0,09	-0,35	1,6
HD 10647 b	0,93	2,03	0,1	-0,078	1,1
HD 10697 b	6,83	2,16	0,1	0,1	1,15
HD 108863 b	2,6	1,4	0,1	0,2	1,85

HD 108874 b	1,36	1.051	0,07	0,14	1
HD 109246 b	0,77	0,33	0,12	0,1	1,01
HD 109749 b	0,28	0,0635	0,0451	0,25	1,2
HD 111232 b	6,8	1,97	0,2	-0,36	0,78
HD 113538 c	0,93	2,44	0,2	-0,24	0,585
HD 114386 b	1,24	1,02	0,23	0	0,75
HD 114613 b	0,48	5,16	0,25	0,18	1.364
HD 114729 b	0,84	2,08	0,32	-0,22	0,93
HD 114783 b	6,3	1,16	0,144	0,33	0,92
HD 11506 b	3,44	2,43	0,22	0,31	1,19
HD 116029 b	2,1	1,73	0,21	0,18	1,58
HD 117207 b	2,06	3,78	0,16	0,27	1,07
HD 11755 b	6,5	1,08	0,19	-0,74	0,9
HD 118203 b	2,14	0,07	0,2943	0,1	1,23
HD 11964 b	0,622	3,16	0,041	0,17	1.125
HD 11977 b	6,29	1,89	0,4	-0,21	1,91
HD 121504 b	1,22	0,33	0,03	0,16	1,18
HD 12484 b	2,98	0,297	0,07	0,05	1,01
HD 125612 d	7,2	4,2	0,28	0,24	1,1
HD 12648 b	2,9	0,54	0,04	-0,57	1,2
HD 12661 b	2,3	0,83	0,377	0,29	1,07
HD 128311 c	4,19	1,76	0,17	0,08	0,84
HD 130322 b	1,05	0,088	0,044	-0,02	0,79
HD 131496 b	2,2	2,09	0,163	0,25	1,61
HD 132406 b	5,61	1,98	0,34	0,18	1,09
HD 132563 B b	1,49	2,62	0,22	-0,19	1,01
HD 134987 b	1,59	0,81	0,233	0,25	1,07
HD 136418 b	2	1,32	0,255	-0,07	1,33
HD 13908 c	5,13	2,03	0,12	0,01	1,29
HD 13931 b	1,88	5,15	0,02	0,03	1,02
HD 139357 b	9,76	2,36	0,1	-0,13	1,35
HD 141399 c	1,33	0,689	0,048	0,35	1,07
HD 142 c	5,3	6,8	0,21	0,04	1,1
HD 142245 b	1,9	2,77	0,32	0,23	1,69
HD 143105 b	1,21	0,0379	0,07	0,15	1,51
HD 143361 b	3,12	2	0,15	0,29	0,95
HD 145377 b	5,76	0,45	0,307	0,12	1,12
HD 145457 b	2,9	0,76	0,112	-0,14	1,9
HD 147018 c	6,56	1.922	0,133	0,1	0,927
HD 147513 b	1,21	1,32	0,26	-0,03	0,92
HD 147873 b	5,14	0,522	0,207	-0,03	1,38
HD 148427 b	0,96	0,93	0,16	0,154	1,45
HD 149026 b	0,357	0,04288	0	0,36	1,3
HD 149143 b	1,33	0,052	0,0123	0,26	1,1

HD 1502 b	3,1	1,31	0,101	0,09	1,61
HD 150706 b	2,71	6,7	0,38	-0,13	0,94
HD 152581 b	1,5	1,48	0,22	-0,46	0,927
HD 153950 b	2,73	1,28	0,34	-0,01	1,12
HD 154345 b	1,3	4,3	0,26	-0,105	0,88
HD 154857 c	2,58	5,36	0,06	-0,22	1,718
HD 155233 b	2,6	2	0,04	0,1	1,5
HD 155358 b	0,85	0,64	0,17	-0,51	0,92
HD 156411 b	0,74	1,88	0,22	-0,12	1,25
HD 158038 b	1,8	1,52	0,291	0,28	1,65
HD 159243 c	1,9	0,8	0,075	0,05	1,125
HD 159868 b	2,1	2,25	0,01	0	1,09
HD 1605 c	3,48	3,52	0,098	0,21	1,31
HD 162004 b	1,53	4,43	0,4	0,01	1,19
HD 163607 c	2,29	2,42	0,12	0,21	1,09
HD 164509 b	0,48	0,875	0,26	0,21	1,13
HD 164604 b	2,7	1,13	0,24	-0,18	0,8
HD 164922 b	0,36	2,11	0,05	0,17	0,94
HD 165155 b	2,89	1,13	0,2	0,09	1,02
HD 167042 b	1,6	1,3	0,03	0,05	1,64
HD 168746 b	0,23	0,065	0,081	-0,06	0,88
HD 169830 c	4,04	3,6	0,33	0,21	1,4
HD 170469 b	0,67	2,24	0,11	0,3	1,14
HD 17092 b	4,6	1,29	0,166	0,18	2,3
HD 171238 b	2,6	2,54	0,4	0,17	0,943
HD 175541 b	0,61	1,03	0,33	-0,07	1,65
HD 178911 B b	6.292	0,32	0,1243	0,28	1,07
HD 179949 b	0,92	0,045	0,0104	0,22	1,28
HD 180902 b	1,6	1,39	0,09	0,04	1,52
HD 181342 b	2,9	1,65	0,1	0,26	1,84
HD 181433 c	0,64	1,76	0,28	0,33	0,78
HD 183263 c	3,82	4,25	0,253	0,3	1,17
HD 185269 b	0,94	0,077	0,3	0,11	1,28
HD 187123 c	1,99	4,89	0,252	0,16	1,06
HD 18742 b	2,7	1,92	0,23	-0,04	1,6
HD 188015 b	1,26	1,19	0,15	0,29	1,09
HD 189733 b	1.142	0,03142	0,0041	-0,03	0,8
HD 190360 b	1.495	3,92	0,343	0,24	1,04
HD 190647 b	1,9	2,07	0,18	0,24	1,1
HD 191806 b	8,52	2,8	0,259	0,3	1,14
HD 192263 b	0,733	0,15312	0,008	-0,2	0,81
HD 192699 b	2,5	1,16	0,149	-0,15	1,68
HD 195019 b	3,7	0,1388	0,014	0,08	1,06
HD 196050 b	2,83	2,47	0,21	0,23	1,17

HD 197037 b	0,79	2,07	0,22	-0,2	1,11
HD 19994 b	1,68	1,42	0,3	0,25	1,34
HD 200964 b	1,85	1.601	0,04	-0,15	1,44
HD 202206 c	2,44	2,55	0,267	0,37	1,13
HD 20367 b	1,07	1,25	0,23	0,1	1,04
HD 204313 b	4,28	3.167	0,0946	0,18	1.045
HD 204941 b	0,266	2,56	0,37	-0,19	0,74
HD 205739 b	1,37	0,896	0,27	0,19	1,22
HD 206610 b	2,2	1,68	0,229	0,14	1,56
HD 207832 c	0,73	2.112	0,27	0,06	0,94
HD 208487 b	0,413	0,51	0,21	-0,06	1,3
HD 208527 b	9,9	2,1	0,08	-0,09	1,6
HD 209458 b	0,69	0,04747	0,0082	0,02	1.148
HD 210702 b	1,9	1,2	0,152	0,12	1,68
HD 212301 b	0,4	0,036	0,0147	0,18	1,05
HD 212771 b	2,3	1,22	0,111	-0,21	1,15
HD 216435 b	1,26	2,56	0,07	0,244	1,3
HD 216437 b	1,82	2,32	0,29	0,25	1,06
HD 216536 b	1,47	0,609	0,38	-0,17	1,36
HD 216770 b	0,65	0,46	0,37	0,23	0,9
HD 217107 b	1,33	0,073	0,132	0,37	1,02
HD 221287 b	3,09	1,25	0,08	0,03	1,25
HD 221585 b	1,61	2.306	0,123	0,29	1,19
HD 222155 b	1,9	5,1	0,16	-0,11	1,13
HD 224693 b	0,71	0,233	0,05	0,343	1,33
HD 23079 b	2,45	1.596	0,102	-0,24	1,1
HD 231701 b	1,08	0,53	0,096	0,07	1,14
HD 233604 b	6.575	0,747	0,05	-0,36	1,5
HD 23596 b	8,1	2,88	0,292	0,32	1,27
HD 240210 b	6,9	1,33	0,15	-0,18	1,25
HD 240237 b	5,3	1,9	0,4	-0,26	1,69
HD 24040 b	4,01	4,92	0,04	0,206	1,18
HD 24064 b	9,4	1,29	0,35	-0,49	1
HD 25171 b	0,95	3,02	0,08	-0,11	1,09
HD 2638 b	0,48	0,044	0,0407	0,16	0,93
HD 27442 b	1,35	1,16	0,058	0,22	1,2
HD 27894 b	0,62	0,122	0,049	0,3	0,8
HD 28185 b	5,7	1,03	0,07	0,24	1,24
HD 285507 b	0,917	0,0729	0,086	0,13	0,734
HD 28678 b	1,7	1,24	0,168	-0,11	1,74
HD 290327 b	2,54	3,43	0,08	-0,11	0,9
HD 2952 b	1,6	1,2	0,129	0	2,54
HD 30669 b	0,47	2,69	0,18	0,13	0,92
HD 30856 b	1,8	2	0,24	-0,06	1,35

HD 31253 b	0,5	1,26	0,3	0,16	1,23
HD 32518 b	3,04	0,59	0,01	-0,15	1,13
HD 32963 b	0,7	3,41	0,07	0,11	0,94
HD 330075 b	0,62	0,039	0,0187	0,03	0,95
HD 33142 b	1,3	1,06	0,22	0,05	1,48
HD 33564 b	9,1	1,1	0,34	-0,12	1,25
HD 34445 b	0,79	2,07	0,27	0,14	1,07
HD 35759 b	3,76	0,389	0,389	0,04	1,15
HD 37124 d	0,696	2.807	0,16	-0,442	0,83
HD 37605 c	3.366	3.814	0,013	0,34	1
HD 38529 b	0,93	0,131	0,248	0,27	1,48
HD 40979 b	4,01	0,846	0,252	0,194	1,1
HD 41004 A b	2,54	1,64	0,39	-0,09	0,7
HD 4208 b	0,804	1,65	0,052	-0,284	0,87
HD 4313 b	2,3	1,19	0,041	0,14	1,72
HD 43691 b	2,49	0,24	0,14	0,28	1,38
HD 45364 c	0,6579	0,8972	0,0974	-0,17	0,82
HD 45652 b	0,47	0,23	0,38	0,29	0,83
HD 46375 b	0,23	0,041	0,0524	0,24	0,91
HD 47186 c	0,35061	2.395	0,249	0,23	0,99
HD 4732 c	2,37	4,6	0,23	0,01	1,74
HD 47366 c	1,86	1.853	0,278	-0,02	1,81
HD 47536 b	5	1,61	0,2	-0,68	0,94
HD 48265 b	1,16	1,51	0,18	0,17	0,93
HD 50499 b	1,71	3,86	0,23	0,23	1,27
HD 52265 b	1,05	0,5	0,35	0,21	1,2
HD 5319 b	1,94	1,75	0,12	0,15	1,56
HD 5583 b	5,78	0,53	0,076	-0,5	1,01
HD 564 b	0,33	1,2	0,096	0,13	0,92
HD 5891 b	7,6	0,76	0,066	-0,02	1,91
HD 60532 b	9,21	0,77	0,278	-0,26	1,44
HD 62509 b	2,9	1,69	0,02	0,19	1,47
HD 63454 b	0,39	0,036	0,0177	0,11	0,8
HD 63765 b	0,64	0,949	0,24	-0,16	0,865
HD 6434 b	0,39	0,14	0,17	-0,52	0,79
HD 66141 b	6	1,2	0,07	-0,32	1,1
HD 67087 b	3,06	1,08	0,17	0,25	1,36
HD 6718 b	1,56	3,56	0,1	-0,06	0,96
HD 68402 b	3,07	2,18	0,03	0,29	1,12
HD 68988 b	1,86	0,0704	0,1249	0,24	1,2
HD 69830 d	0,26	0,63	0,07	-0,05	0,86
HD 70573 b	6,1	1,76	0,4	-0,18	1
HD 70642 b	2	3,3	0,1	0,16	1
HD 7199 b	0,29	1,36	0,19	0,28	0,89

HD 72659 b	3,15	4,74	0,22	-0,02	0,95
HD 73256 b	1,87	0,037	0,029	0,29	1,05
HD 73267 b	3,06	2.198	0,256	0,03	0,89
HD 73526 c	2,25	1,03	0,28	0,25	1,08
HD 73534 b	1,15	3,15	0,046	0,16	1,29
HD 74156 c	7.997	3,82	0,3829	0,13	1,24
HD 75289 b	0,47	0,046	0,0211	0,29	1,05
HD 75898 b	2,51	1,19	0,1	0,27	1,28
HD 76700 b	0,23	0,049	0,0616	0,14	1
HD 81688 b	1,77	0,66	0	-0,359	2,1
HD 82886 b	1,3	1,65	0,27	-0,31	1,06
HD 82943 d	0,29	2.145	0	0,32	1,18
HD 83443 b	0,4	0,0406	0,007	0,35	0,9
HD 8535 b	0,68	2,45	0,15	0,02	1,13
HD 8574 b	2,11	0,77	0,288	0,05	1,17
HD 86081 b	1,5	0,039	0,0575	0,257	1,21
HD 88133 b	0,3	0,047	0,0761	0,34	1,2
HD 89307 b	2	3,34	0,25	-0,14	1.028
HD 89744 c	3,2	0,44	0	0,18	1,4
HD 9174 b	1,11	2,2	0,12	0,39	1,03
HD 92788 c	0,9	0,6	0,04	0,32	1,13
HD 93083 b	0,37	0,477	0,14	0,15	0,7
HD 9446 c	1,82	0,654	0,06	0,09	1
HD 95089 b	1,2	1,51	0,157	0,05	1,58
HD 95127 b	5,01	1,28	0,11	-0,18	1,2
HD 95872 b	4,6	5,2	0,06	0,41	0,95
HD 96063 b	0,9	0,99	0,28	-0,3	1,02
HD 96127 b	4	1,4	0,3	-0,24	0,91
HD 98219 b	1,8	1,23	0,21	-0,02	1,3
HD 99109 b	0,502	1.105	0,09	0,315	0,93
HD 99706 b	1,4	2,14	0,365	0,14	1,72
HIP 105854 b	8,2	0,81	0,02	0,31	2,1
HIP 107773 b	1,98	0,72	0,09	0,03	2,42
HIP 109600 b	2,68	0,706	0,163	-0,12	0,87
HIP 11915	0,99	4,8	0,1	-0,059	1
HIP 12961 b	0,35	0,13	0,16	-0,07	0,67
HIP 14810 b	3,88	0,0692	0,1427	0,26	0,99
HIP 57050 b	0,298	0,163506	0,314	0,32	0,34
HIP 57274 d	0,527	1,01	0,27	0,09	0,73
HIP 63242 b	9,18	0,565	0,23	-0,31	1,54
HIP 65407 c	0,784	0,316	0,12	0,25	0,93
HIP 65891 b	6	2,81	0,13	0,16	2,5
HIP 67851 c	5,98	3,82	0,17	0	1,63
HIP 74890 b	2,4	2,1	0,07	0,2	1,74

HIP 79431 b	2,1	0,36	0,29	0,4	0,49
HIP 8541 b	5,59	2,8	0,16	-0,15	1,17
HIP 91258 b	1.068	0,057	0,024	0,23	0,95
HR 810 b	2,26	0,925	0,161	0,25	1,11
KELT-2A b	1.486	0,05498	0,185	-0,015	1,31
KELT-3 b	1.418	0,04117	0	0,048	1.282
KELT-4A b	0,884	0,04321	0,03	-0,116	1.204
KELT-6 c	3,71	2,39	0,21	-0,27	1.126
KELT-8 b	0,874	0,04571	0,035	0,27	1.211
KOI-195 b	0,34	0,0414	0,18	-0,21	0,91
KOI-372 b	3,25	0,4937	0,172	-0,01	1.014
KOI-830 b	1,27	0,0433	0,22	0,09	0,87
Kepler-11 g	0,95	0,462	0	0	0,95
Kepler-12 b	0,431	0,0556	0,01	0,07	1.166
Kepler-16 (AB) b	0,333	0,7048	0,00685	-0,3	0,8499
Kepler-167 e	4	1,89	0,06	0,052	0,76
Kepler-17 b	2,45	0,02591	0,011	0,26	1,16
Kepler-289 d	0,415	0,51	0,0033	0,05	1,08
Kepler-40 b	2,2	0,08	0	0,1	1,48
Kepler-41 b	0,49	0,029	0	-0,09	0,94
Kepler-412 b	0,939	0,02959	0,0038	0,27	1.167
Kepler-419 c	7,3	1,68	0,184	0	1,22
Kepler-423 b	0,595	0,03585	0,019	0,26	1,07
Kepler-43 b	3,23	0,0449	0,025	0,33	1,32
Kepler-44 b	1,02	0,0455	0,021	0,26	1,19
Kepler-45 b	0,505	0,027	0,11	0,08	0,59
Kepler-454 c	4,46	1.286	0,021	0,32	1.028
Kepler-46 b	6	0,1967	0,01	0,41	0,902
Kepler-5 b	2.114	0,05064	0	0,04	1.374
Kepler-539 b	0,97	0,4988	0,39	-0,01	1.048
Kepler-56 d	3,3	2	0,4	0,2	1,32
Kepler-6 b	0,669	0,04567	0	0,34	1.209
Kepler-68 d	0,84	1,4	0,18	0,12	1.079
Kepler-7 b	0,433	0,06246	0,1	0,11	1,36
Kepler-74 b	0,68	0,084	0,287	0,34	1,4
Kepler-77 b	0,43	0,04501	0	0,2	0,95
Kepler-8 b	0,603	0,0483	0	-0,055	1.213
Kepler-87 b	1,02	0,471	0,036	-0,17	1,1
Kepler-88 c	0,62686981	0,1529	0,05628	0,37	1.022
Kepler-91 b	0,73	0,072	0,066	0,11	1,31
OGLE-TR-10 b	0,68	0,04162	0	0,28	1,18
OGLE-TR-111 b	0,54	0,047	0	0,12	0,82
OGLE-TR-113 b	1,24	0,0229	0	0,14	0,78

OGLE-TR-132 b	1,17	0,0306	0	0,37	1,26
OGLE-TR-182 b	1,06	0,051	0	0,37	1,14
OGLE-TR-211 b	0,75	0,051	0	0,11	1,33
Qatar-1 b	1,09	0,02343	0	0,2	0,85
Qatar-2 b	2.487	0,02149	0	0	0,74
TYC+1422-614-1 b	2,51	0,6879	0,07	-0,2	1,15
TYC-3667-1280-1 b	5,4	0,21	0,036	-0,08	1,87
TrES-1	0,761	0,0393	0	0,001	0,88
TrES-2	1.253	0,03555	0	-0,15	0,98
TrES-3	1,91	0,0226	0	-0,19	0,924
TrES-4	0,917	0,05084	0	0,14	1.388
WASP-10 b	3,16	0,0371	0,057	0,03	0,71
WASP-100 b	2,03	0,0457	0	-0,03	1,57
WASP-101 b	0,5	0,0506	0	0,2	1,34
WASP-104 b	1.272	0,02918	0	0,32	1,02
WASP-106 b	1.925	0,0917	0	-0,09	1,27
WASP-108 b	1.167	0,0397	0	0,05	1.167
WASP-109 b	0,91	0,0463	0	-0,22	1.203
WASP-11-HAT-P-10 b	0,46	0,0439	0	0,13	0,82
WASP-110 b	0,515	0,0457	0	-0,06	0,892
WASP-111 b	1,85	0,03914	0	0,08	1,5
WASP-112 b	0,88	0,0382	0	-0,64	0,807
WASP-119 b	1,23	0,0363	0,058	0,14	1,02
WASP-12 b	1.404	0,02293	0	0,3	1,35
WASP-120 b	5,06	0,0522	0,059	-0,05	1,45
WASP-121 b	1.184	0,02544	0	0,13	1.353
WASP-122 b	1.401	0,03107	0	0,32	1,4
WASP-123 b	0,92	0,0431	0	0,18	1.207
WASP-124 b	0,6	0,0499	0,017	-0,02	1,07
WASP-129 b	1	0,0628	0,096	0,15	1
WASP-133 b	1,16	0,0345	0,17	0,29	1,16
WASP-135 b	1,9	0,0243	0	0,02	0,98
WASP-14 b	7.341	0,036	0,087	0	1.211
WASP-15 b	0,542	0,0499	0	-0,17	1,18
WASP-157 b	0,576	0,0529	0	0,34	1,26
WASP-16 b	0,855	0,0421	0	0,01	1.022
WASP-17 b	0,486	0,0515	0,028	-0,19	1,2
WASP-18 b	10,43	0,02047	0,0088	0	1,24
WASP-19 b	1.114	0,01616	0,0046	0,02	0,904
WASP-2 b	0,847	0,03138	0	-0,08	0,84
WASP-20 b	0,313	0,06003	0	-0,009	1.202
WASP-21 b	0,3	0,052	0	-0,4	1,01

WASP-22 b	0,617	0,04698	0	-0,05	1,1
WASP-24 b	1.071	0,03651	0	0,07	1.129
WASP-25 b	0,58	0,0474	0	-0,05	1
WASP-26 b	1.028	0,03985	0	-0,02	1,12
WASP-28 b	0,907	0,04469	0,046	-0,29	1.021
WASP-3 b	2,06	0,0313	0	0	1,24
WASP-31 b	0,478	0,04657	0	-0,19	1,16
WASP-32 b	3,6	0,0394	0,018	-0,13	1,1
WASP-33 b	2,1	0,02558	0	0,1	1.495
WASP-34 b	0,59	0,0524	0,038	-0,02	1,01
WASP-36 b	2.279	0,02624	0	-0,31	1,02
WASP-37 b	1,8	0,04339	0	-0,4	0,849
WASP-38 b	2.712	0,07551	0,0321	-0,12	1.216
WASP-4 b	1.237	0,02312	0	-0,03	0,93
WASP-41 c	3,18	1,07	0,294	-0,08	0,95
WASP-43 b	2.052	0,01526	0,0035	-0,01	0,717
WASP-44 b	0,889	0,03473	0	0,06	0,951
WASP-45 b	1.007	0,04054	0	0,36	0,909
WASP-46 b	2.101	0,02448	0	-0,37	0,956
WASP-47 c	1,24	1,36	0,13	0,18	1.084
WASP-48 b	0,98	0,03444	0	-0,12	1,19
WASP-5 b	1.637	0,02729	0	0,09	1
WASP-50 b	1.437	0,02913	0,009	-0,12	0,861
WASP-52 b	0,46	0,0272	0	0,03	0,87
WASP-55 b	0,57	0,0533	0	-0,2	1.013
WASP-58 b	0,89	0,0561	0	-0,45	0,94
WASP-6 b	0,503	0,0421	0,054	-0,2	0,888
WASP-61 b	2,06	0,0514	0	-0,1	1,22
WASP-62 b	0,57	0,0567	0	0,04	1,25
WASP-63 b	0,38	0,0574	0	0,08	1,32
WASP-66 b	2,32	0,0546	0	-0,31	1,3
WASP-67 b	0,42	0,0517	0	-0,07	0,87
WASP-7 b	0,96	0,0617	0	0	1.276
WASP-70A b	0,59	0,04853	0	-0,006	1.106
WASP-71 b	2.258	0,04631	0	0,15	1.572
WASP-73 b	1,88	0,05512	0	0,14	1,34
WASP-74 b	0,97	0,037	0	0,39	1,48
WASP-75 b	1,07	0,0375	0	0,07	1,14
WASP-76 b	0,92	0,033	0	0,23	1,46
WASP-78 b	1,16	0,0415	0	-0,35	2,02
WASP-79 b	0,9	0,0539	0	0,03	1,56
WASP-8 b	2.244	0,0801	0,31	0,17	1.033
WASP-80 b	0,554	0,0346	0,07	-0,14	0,58
WASP-82 b	1,24	0,0447	0	0,12	1,63

WASP-83 b	0,3	0,059	0	0,29	1,11
WASP-84 b	0,694	0,0771	0	0	0,842
WASP-87A b	2,21	0,02946	0	-0,41	1,204
WASP-88 b	0,56	0,06431	0	-0,008	1,45
WASP-89 b	5,9	0,0427	0,193	0,15	0,92
WASP-90 b	0,63	0,0562	0	0,11	1,55
WASP-94 A b	0,452	0,055	0	0,26	1,29
WASP-95 b	1,13	0,03416	0	0,14	1,11
WASP-96 b	0,48	0,0453	0	0,14	1,06
WASP-97 b	1,32	0,03303	0	0,23	1,12
WASP-98 b	0,83	0,036	0	-0,6	0,69
WASP-99 b	2,78	0,0717	0	0,21	1,48
WTS-1 b	4,01	0,047	0,1	-0,25	1,2
WTS-2 b	1,12	0,01855	0	0,2	0,82
XO-2N b	0,62	0,0369	0,045	0,45	0,98
XO-2S c	1,37	0,4756	0,1528	0,39	0,982
XO-3 b	11,79	0,0454	0,26	-0,08	1,41
XO-4 b	1.616	0,05485	0	-0,04	1,32
XO-5 b	1.077	0,0487	0	0,18	0,88
alf Ari b	1,8	1,2	0,25	-0,09	1,5
beta Cnc b	7,8	1,7	0,08	-0,29	1,7
beta Umi b	6,1	1,4	0,19	-0,27	1,4
eps CrB b	6,7	1,3	0,11	-0,094	1,7
eps Tau b	7,34	1,9	0,151	0,17	2,7
eta Cet c	3,32	1,93	0,1	0,12	1,7
kappa CrB b	1,6	2,6	0,19	0,14	1,51
ksi Aql b	2,02	0,58	0	-0,205	2,2
mu Ara e	1.814	5.235	0,0985	0,28	1,08
mu Leo b	2,4	1,1	0,09	0,3	1,5
ome Ser b	1,7	1,1	0,106	-0,24	2,17
omi CrB b	1,5	0,83	0,191	-0,29	2,13
sig Per b	6,5	1,8	0,3	-0,22	2,25
tau Boo b	5,84	0,046	0,0787	0,28	1,3
ups And c	9,1	0,861	0,2445	0,09	1,27

ANEXO IV – ARTIGOS PUBLICADOS



Molecular formation along the atmospheric mass loss of HD 209458b and similar Hot Jupiters



R. Pinotti^{a,b}, H.M. Boechat-Roberty^{a,*}

^a Observatório do Valongo, Universidade Federal do Rio de Janeiro-UFRJ, Ladeira Pedro Antônio 43, 20080-090 Rio de Janeiro, RJ, Brazil

^b Petrobras, Av. Henrique Valadares, 28, A1, 9th floor, 20231-030 Rio de Janeiro, RJ, Brazil

ARTICLE INFO

Article history:

Received 21 August 2015

Received in revised form

7 November 2015

Accepted 20 December 2015

Available online 7 January 2016

Keywords:

Exoplanets

Mass loss

Astrochemistry

ABSTRACT

The chemistry along the mass loss of Hot Jupiters is generally considered to be simple, consisting mainly of atoms, prevented from forming more complex species by the intense radiation field from their host stars. In order to probe the region where the temperature is low ($T < 2000$ K), we developed a 1D chemical and photochemical reaction model of the atmospheric mass loss of HD 209458b, involving 56 species, including carbon chain and oxygen-bearing ones, interacting through 566 reactions. The simulation results indicate that simple molecules like OH^+ , H_2O^+ and H_3O^+ are formed inside the region, considering that residual H_2 survives in the exosphere, a possibility indicated by recent observational work. The molecules are formed and destroyed within a radial distance of less than 10^7 km, but the estimated integrated column density of OH^+ , a potential tracer of H_2 , is high enough to allow detection, which, once achieved, would indicate a revision of chemical models of the upper atmosphere of Hot Jupiters. For low density Hot Jupiters receiving less intense XUV radiation from their host stars than HD 209458b, molecular species could conceivably be formed with a higher total column density.

© 2016 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

The discovery of extrasolar planets orbiting main sequence stars, which began with the discovery of 51 Peg b in 1995 (Mayor and Queloz, 1995), has uncovered a class of planet not foreseen by theorists, nor observed in our Solar System: the so called Hot Jupiters, gas giant planets orbiting their host stars at distances of 0.1 AU or less. Some of them are so close that their outer atmospheres are continuously losing mass. There are several studies dedicated to modeling the mass loss of Hot Jupiters, particularly of HD 209458b (Bourrier and Lecavelier des Etangs, 2013; Guo, 2013; 2011; Koskinen et al., 2013a, 2013b; Murray-Clay et al., 2009; Penz et al., 2008; Garcia-Muñoz, 2007). Nevertheless, the study of chemical reactions of molecules along the atmospheric mass loss has been overlooked, supposedly because it is thought that the intense UV radiation field of the host stars would prevent their formation. However, these studies are generally limited to a distance of five times the planet's radius (Garcia Munoz, 2007; Koskinen et al., 2013a, 2013b).

The radial velocity method for finding exoplanets favors a star-planet system with a higher planet mass and/or a smaller orbit (Perryman, 2011). Therefore, it is no surprise, looking in retrospect

that the first exoplanet discovered around a main sequence star was itself a Hot Jupiter, 51 Peg b, with a minimum mass of $0.47M_J$ (where M_J is one mass of Jupiter) and an orbital semi-major axis of 0.052 AU. The improvement in the sensitivity of the method over time, together with the increasing success of other methods, particularly the transit method, have allowed a less biased statistics of extrasolar planets, where Hot Jupiters play a minor role. Still, Hot Jupiters account for around 20% of all known planets, and are expected to be present in around 1.2% of all F, G and K dwarfs in the Solar vicinity (Wright et al., 2012), although this estimate is still not well established (Wang et al., 2015).

In spite of the apparent minor role of Hot Jupiters in the general exoplanet population, their existence has spurred a wealth of research, mainly on theories of planetary formation and migration, since Hot Jupiters are thought to have been formed further out in the protoplanetary disk, with subsequent inward migration (Perryman, 2011; Lubow and Ida, 2010). Studies of atmospheric composition of extrasolar gas giants have also been allowed for transiting Hot Jupiters, through spectroscopy and photometry during primary and secondary transits.

The most studied transiting Hot Jupiter is likely to be HD 209458b (Linsky et al., 2010), that has a mass of $0.64M_J$ and an orbital radius of 0.0475 AU. This exoplanet, also known as Osiris, is orbiting HD 209458, a G0 V type star that is relatively nearby (47 pc). Charbonneau et al. (2002) made the first detection of an extrasolar atmosphere during a transit of HD 209458b. Many

* Corresponding author.

E-mail address: heloisa@astro.ufrj.br (H.M. Boechat-Roberty).

<http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2015.12.010>

0032-0633/© 2016 Elsevier Ltd. All rights reserved.

molecules, such as methane (CH_4), water vapor (H_2O) and carbon dioxide (CO_2), have been detected in its atmosphere (Swain et al., 2009).

Vidal-Madjar et al. (2003) discovered that the Lyman- α line flux from the star HD 209458 was reduced by $\sim 15\%$ during primary transit, a value much superior than the 1.5% reduction by the planet's disk, and that the hydrogen in its extended atmosphere has velocities ranging from -130 to $+100 \text{ km s}^{-1}$. They concluded that the planet is losing neutral hydrogen to space, and subsequent detection of $\sim 13\%$ absorption in OI line and $\sim 7.5\%$ absorption in CII line (Vidal-Madjar et al., 2004) confirmed this conclusion. The fact that heavier elements have also been detected at high altitudes from HD 209458b, including Si III (Linsky et al., 2010), leads to the conclusion that the atmosphere is in a “blow-off” state (Bourrier and Lecavelier des Etangs, 2013).

After this discovery, the planet HD 189733b, orbiting a nearby (19.3 pc) K 1.5 V type star, was also found to exhibit mass loss (Lecavelier des Etangs et al., 2010; Bouchy et al., 2005); many molecules were discovered in its atmosphere (de Kok et al., 2013; Tinetti et al., 2007; Swain et al., 2008).

Other Hot Jupiters are suspected of losing mass, including WASP-12 b (Li et al., 2010; Maciejewski et al., 2011), and 55 Cnc b (Ehrenreich et al., 2012). In special, the planet 55 Cnc b, with an orbital mean distance of 0.115 AU, slightly violates the formal maximum orbital distance of 0.1 AU for Hot Jupiters. This planet is part of a rich system of five planets (von Braun et al., 2011) orbiting an also nearby (12.3 pc) K0 IV–V type star.

This work explores the possibility of the formation of molecules along the atmospheric mass loss of Hot Jupiters, both oxygen bearing and carbon-chain ones, in a further out region not covered by the literature. We conducted a series of chemical and photochemical reaction simulations, using a network of 56 ions/molecules and 566 reactions retrieved from the UMIST database (McElroy et al., 2013). All the parameter values used for HD 209458b, such as hydrogen density, velocity of gas expansion, temperature and ion/atom abundances, were taken from the literature.

In Section 2 we explore the models of mass loss from Hot Jupiters, in order to acquire parameters on the environment where the molecules are formed and destroyed, including radiation field, C/O ratio, temperature, velocity and number density radial profiles. We elaborate on known chemical and photochemical pathways for the formation and destruction of carbon chain molecules, focusing on benzene and PAHs; then we combine the available physical, chemical and photochemical data, as well as mass loss models, to build the simulations; in Section 3 the results from the simulations are presented and discussed. In Section 4 we draw some conclusions.

2. Methods

2.1. Mass loss models

Mass loss models of Hot Jupiters are complex, because there are many important and sometimes poorly understood or quantified factors. The incident XUV radiation (X ray and extreme UV), responsible for the heating and swelling of the atmosphere, is not directly measured, since the EUV is strongly absorbed by interstellar atomic and molecular hydrogen; the variable stellar wind also plays a role, as well as tidal forces (García-Muñoz, 2007), interaction of stellar and planetary magnetic fields (Strugarek et al., 2014; Lanza, 2013) and magnetohydrodynamics (Tanaka et al., 2014). Fig. 1 illustrates the mass loss from a Hot Jupiter. Until now, no detailed mass loss model in the literature takes all these variables into account.

Most of the mass loss models in the literature for Hot Jupiters like HD 209458b and HD 189733b predict a hydrogen mass loss rate of 10^9 – 10^{11} g s^{-1} (Lammer et al., 2003; Lecavelier des Etangs et al., 2008; García Muñoz, 2007; Penz et al., 2008; Guo, 2011, 2013; Murray-Clay et al., 2009; Koskinen et al., 2013a, 2013b). García-Muñoz (2007) modeled the physical and chemical aeronomy of HD 209458b, and concluded that beyond a few planetary radii all elements are strongly ionized, assuming that the emission spectrum of the star is identical to the Sun's, and using a network of 223 reactions involving 46 species.

More recently, Bourrier and Lecavelier des Etangs (2013) developed a 3D particle code in order to model hydrogen atmospheric escape specifically in the exosphere (altitude higher than $\sim 3R_p$) of HD 209458b and HD 189733b, which takes into account radiation pressure, ionization, self-shielding and stellar wind interactions. The fact that their model consider only neutral hydrogen does not exclude it to be used for heavier species (Bourrier et al., 2014; Koskinen et al., 2013b).

As for HD 209458b, Bourrier and Lecavelier des Etangs (2013) conclude that radiation-pressure acceleration account for escape velocities of up to 130 km s^{-1} ; for HD 189733b, measured velocities up to 230 km s^{-1} require additional acceleration mechanisms, and interaction with stellar wind protons is suggested. In addition, the mass loss from HD 189733b is apparently not steady (Lecavelier des Etangs et al., 2012).

Table 1 summarizes results of recent theoretical models on the mass loss from HD 209458b, namely, velocity, temperature and density radial profiles, which were used in our chemical and photochemical reaction simulations. Except for the model of Bourrier and Lecavelier des Etangs (2013), all the others are hydrodynamic models valid for the thermosphere up to the exobase. In this context it is also important to note that observations by Vidal-Madjar et al. (2013) indicates neutral hydrogen velocities between 40 km s^{-1} and 130 km s^{-1} in the exosphere, which is our region of interest, since it is in the exosphere that temperature

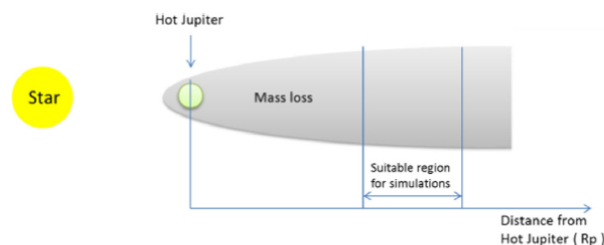


Fig. 1. Illustration (not in scale) of the mass-loss of the atmosphere of a Hot Jupiter. The suitable region for simulations in our study is from 6.9 to $27.5R_p$, where R_p is the radius of the planet.

drops below 2000 K, an upper limit above which many of the molecules studied undergo thermal dissociation

2.2. Photochemical rate constant corrections

The reaction constants of the photochemical reactions in the UMIST database are estimated for the interstellar radiation field (McElroy et al., 2013), so they have to be corrected for the environment of Hot Jupiters, where the UV radiation field is many orders of magnitude higher. In order to estimate the correction factor for the mass loss of HD 209458b and other Hot Jupiters of interest, we modeled the radiation field of the stars, considering them as black bodies, and integrating through the FUV range, extending from 6 to 13.6 eV. The resulting fluxes in photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ are then divided by the ISM UV flux of 10^8 photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (Boechat-Roberty et al., 2009), giving the estimated multiplicative correction factor, C . By using a black body model for the UV region of a Sun-like star, which is the case of HD 209458, the resulting FUV photon flux is expected to be conservative (higher than the actual), since the actual spectrum is expected to contain several absorption lines (de Pater and Lissauer, 2001). For HD 209458b, the estimated correction factor was 10^9 . This value is conservative, when compared to the integrated and rescaled stellar spectra shown by France et al. (2010) and Vidal-Madjar et al. (2004) (including line emissions), which give correction factors of 5×10^6 and 10^7 respectively. Even if we add the estimated continuum contribution from 170 nm to 206 nm, the correction factor from Vidal-Madjar et al. (2004) reaches 5×10^7 . A more realistic correction factor would also require the contribution of X-ray ($1 < \lambda < 100 \text{ \AA}$) and EUV ($100 < \lambda < 912 \text{ \AA}$) radiation, generated by non-thermal processes in the coronae of stars, which is powered by the stellar rotation, which in turn decreases with age. But since EUV radiation is mostly absorbed by interstellar atomic and molecular hydrogen, correlations based on observed X-ray luminosities by X-ray telescopes like XMM-Newton, and EUV luminosities based on scarce EUV luminosities available from the Sun and a few other stars, have been built (Sanz-Forcada et al., 2011).

Table 2 shows measurements of X-ray (5–100 Å) and EUV (100–920 Å) luminosities by XMM-Newton and Chandra observatories for three Hot Jupiter host stars, which were used by Sanz-Forcada et al. (2011). As expected, the old star 55 Cnc (~ 10.2 Gyr) presents a weaker XUV (X-ray + EUV) luminosity than that of HD209458 (~ 4 Gyr), and much weaker than that of HD189733 (~ 0.6 Gyr). These data will be used, for the simulation scenarios in Section 4.

2.3. C/O ratios for Hot Jupiter

The study of C/O ratio in Hot Jupiters atmospheres is important for theories of planet formation and migration (Johnson et al., 2012; Öberg et al., 2011; Stevenson and Lunine, 1988; Ida and Lin, 2004; Pollack et al., 1996). The condensation temperature of the ensemble of available volatile and refractory species (whose relative abundances is defined by the C/O ratio), will dictate the radial density profile of ices and dust, which form the cores of gas giant planets and the bulk of rocky ones respectively. It is also fundamental for the modeling of Hot Jupiter atmospheres, since the C/O in hydrogen-rich atmospheres will define the relative abundances of several molecules and the temperature structure.

Some studies of transiting Hot Jupiters have indicated considerable deviations from solar abundances (Line et al., 2014; Madhusudhan, 2012; Madhusudhan et al., 2011), with C/O ratios significantly higher than the solar value. Madhusudhan (2012) has proposed C/O ratio and irradiation (or temperature) as the two main factors dictating atmospheric chemistry and structure.

Another approach to C/O ratio in exoplanets in general is the study of the C/O ratio of their host stars, which, along with metallicity and refractory element abundance estimates, provide a more robust starting point for inferences about formation probability, composition and, perhaps, the optimal locus of their planets (Nissen, 2013; Ghezzi et al., 2010; Meléndez et al., 2009; Fischer and Valenti, 2005; Pinotti et al., 2005). But this approach is subject to debate; for example, Delgado Mena et al. (2010) have estimated a high C/O ratio for 55 Cnc (1.12), which led to the supposition that the interior of the super-earth 55 Cnc e may also be carbon-rich (Madhusudhan et al., 2012). But the very high C/O ratio of 55 Cnc have been disputed by Teske et al. (2013), who found a value of 0.78, on the basis that the O abundance evaluation requires a much more detailed analysis than is usually made.

More recently, Teske et al. (2014) published a list of C/O ratios of stars with transiting Hot Jupiters, which indicate that previously-measured exoplanet host star C/O ratios may have been overestimated. Their work also supports evidence of increase in C/O with Fe/H (Nissen, 2013).

Line et al. (2014) have made an analysis of C/O ratio for a number of transiting exoplanets based on secondary eclipse spectroscopy. They have found a value of $C/O = 1$ for HD 209458b, which is in line with the result of $C/O \geq 1$ by Madhusudhan and Seager (2009), although the C/O ratio of the parent star HD 209458 is apparently low (Johnson et al., 2012).

Table 1

Results from theoretical models of mass loss from HD 209458b; * private communication; R_p is the planet radius.

References	HI velocity (km s^{-1}) profile	Temperature (K) profile	HI density (cm^{-3}) profile
Bourrier and Lecavelier des Etangs (2013)	0–100 in 5 h		1.3×10^6 at $2.8R_p$ to 1×10^1 at $20R_p$ *
Guo (2013, 2011)	0–18 between 1 and $5R_p$	6300 at $3.5R_p$ to 5000 at $5R_p$	1.6×10^6 at $3R_p$ to 2×10^5 at $5R_p$
Koskinen et al. (2013a)	10–30 between 5 and $20R_p$	8000 at $4R_p$ to 3000 at $11R_p$	10^7 at $3R_p$ to 10^5 at $5R_p$
Murray-Clay et al. (2009)	0–15 between 1 and $5R_p$	5000 at $3.5R_p$ to 3400 at $5R_p$	1.3×10^6 at $3R_p$ to 1.6×10^5 at $5R_p$
Penz et al. (2008)	3–8 between 3 and $5R_p$	4100 at $3R_p$ to 2500 at $5R_p$	10^7 at $3R_p$ to 7×10^5 at $5R_p$
García-Muñoz (2007)	10–20 between 5 and $15R_p$	6000 at $5R_p$ to 3000 at $15R_p$	

Table 2

Integrated luminosities in wavelength ranges: L_X , at X-ray (5–100 Å) and L_{EUV} , at EUV (100–920 Å) of the host stars and the respective fluxes F_X and F_{EUV} incident on selected Hot Jupiter (Sanz-Forcada et al., 2011).

Planet	$\log L_X$ (erg s^{-1})	$\log L_{EUV}$ (erg s^{-1})	$\log F_X$ ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	$\log F_{EUV}$ ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	F_X (photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	F_{EUV} (photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
55 Cnc b	26.65	27.49	1.08	1.92	$\sim 10^{10}$	$\sim 10^{12}$
HD209458b	< 26.40	< 27.74	< 1.60	< 3.29	$\sim 10^{11}$	$\sim 10^{14}$
HD189733b	28.18	28.48	3.73	4.03	$\sim 10^{13}$	$\sim 10^{14}$

Table 3
Species considered in the simulations.

Species with H	Species with He	Species with C	Species with O	Species with H and C	Species with H and O	Species with C and O	Species with H, C and O
H ⁺	He ⁺	C ⁺	O ⁺	CH ⁺ , CH ₂ ⁺ , CH ₃ ⁺	OH ⁺	CO ⁺	HCO
H ⁻	He	C ⁻	O ⁻	CH ₂ ⁺ , CH ₃ ⁺ , CH ₄ ⁺	OH	CO	HCO ⁺
H		C	O	CH ₃ , CH ₄ ⁺ , CH ₅ ⁺	OH ⁻	CO ₂ ⁺	H ₂ CO
H ₂ ⁺				C ₂ H ⁺ , C ₂ H ₂ ⁺ , C ₂ H ₃ ⁺	H ₂ O ⁺	CO ₂	
H ₂				C ₂ H ₂ ⁺ , C ₂ H ₂	H ₂ O		
H ₃ ⁺				C ₂ H ₃ ⁺ , C ₂ H ₃	H ₃ O ⁺		
				C ₂ H ₄ ⁺ , C ₂ H ₄			
				C ₃ H ₂ ⁺ , C ₃ H ₃ ⁺			
				C ₃ H ₃ ⁺ , C ₃ H ₄ ⁺			
				C ₄ H ₂ ⁺ , C ₄ H ₃ ⁺			
				C ₅ H ₃ ⁺ , C ₆ H ₅ ⁺			
				C ₆ H ₆ ⁺ , C ₆ H ₆ ⁺			
				C ₆ H ₇ ⁺			

The objective of this development is not to exhaust the ongoing discussion on C/O ratio of stars and their planets, but to justify our assumptions on C/O ratios used in the simulations, based on observational evidence. From the previous exposition we conclude that it is reasonable to suppose that some Hot Jupiters, beyond HD209458b, may indeed have a high C/O ratio, approaching or even surpassing C/O=1, by carbon enrichment during planetary formation. Therefore, we will use a range of C/O ratios for HD209458b and hypothetical Hot Jupiters that exhibit similar mass loss profiles.

As a result of the evidence shown above, we decided to use C/O=1.0 in our base simulations, as well as to explore how the results are affected by changing the C/O ratio.

Finally, it is worth mentioning that Jupiter itself may have a higher C/O ratio than that of the Sun (Mousis et al., 2012; Wang and Lunine, 2012). The main uncertainty factor regarding the evaluation of C/O ratios of solar system's giant planets is H₂O condensation down to deeper layers due to low atmospheric temperatures (Wang et al., 2015).

2.4. Building the simulations

In order to simulate scenarios of molecular formation along the mass loss of Hot Jupiter HD 209458b, we used a 1D *general* chemical reaction model, based on the molecule balance on the element volume Δr , where A is the area perpendicular to the radial velocity v . The model is represented by

$$\frac{d}{dr}[\rho v(x_i)] = \sum \Omega_n \quad (1)$$

where ρ is the hydrogen number density (cm⁻³), v is the radial velocity of the mass loss (cm s⁻¹), Ω_n is the reaction rate (cm⁻³ s⁻¹) of any reaction n (from the 566 reactions used) which produces or consumes the species i , and x_i is the abundance of the species i relative to hydrogen. The parameters v , x_i and ρ are function of r ($x_i=x_i(r)$, $\rho=\rho(r)$ and $v=v(r)$). Notice that the equation does not include a “squared- r ” factor, since the mass loss from Hot Jupiters is *not* an expanding spherical shell of gas. The radial profiles of ρ and v and will be taken from the literature (see Section 2) and used by the differential equation solver.

The rate constants for the reactions Ω_n are defined according the UMIST database formalism (McElroy et al., 2013):

$$k_n = \alpha_n \left(\frac{T}{300} \right)^{\beta_n} \exp \left(\frac{-\gamma_n}{T} \right) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (2)$$

for two-body reactions, where T (K) is the gas temperature ($T=T(r)$) and α_n , β_n and γ_n are parameters available in the database; for

photoreactions, the rate constant is given by:

$$k_{\text{phot},n} = \alpha_n \exp(-\gamma_n A_V) \text{ s}^{-1} \quad (3)$$

where α_n represents the rate coefficient in the unshielded interstellar ultraviolet radiation field, and γ_n and A_V are parameters accounting for dust extinction in the UV and visible respectively.

We have also included direct cosmic-ray ionization reactions and cosmic-ray-induced photoreactions, although their very low rate constants (10^{-15} – 10^{-17} s⁻¹ – UMIST database) do not have a significant impact on the main results, since the time scale of the simulations is measured in hours (10^3 s) and estimates of molecular dissociation along interplanetary distances is measured in days (10^4 – 10^5 s). However, direct cosmic-ray ionization reactions and cosmic-ray-induced photoreactions could play a role in the abundance of trace species.

Since the temperature also depends on the radial profile of the mass loss ($T=T(r)$), it follows that the rate constants will also vary radially in the simulations ($k_n=k_n(r)$ and $k_{\text{phot},n}=k_{\text{phot},n}(r)$).

For most of the n photochemical reactions used in the simulations, the rate constants ($k'_{\text{phot},n}$, s⁻¹) will be corrected according to the factors estimated in Section 2.1, that is,

$$k_{\text{phot},n} = k'_{\text{phot},n} * C(r)$$

where $C(r)$ is the correction factor; since the radiation field of the host star decreases with the squared distance ($C \propto 1/r^2$), and the reaction locus is of considerable radial length ($\sim 10^6$ km) in a region very near the star, C is relatively sensible to distance. Therefore, we have built in the simulation correction factors that depend on the distance from the star.

We have run the simulations by using 566 reactions from the UMIST database, involving 56 species containing H, He, C and O. Table 3 shows the list of the species considered. The simulations were modeled using MATLAB, coupled with the solver DASSL (Differential Algebraic System Solver in C) adapted for use in MATLAB (Secchi, 2010), which integrates the set of 53 differential equations (H, He and H₂ profiles are predetermined).

The simulations require density, temperature and velocity radial profiles for hydrogen along the mass loss. For the case of HD 209458b, we assumed the density profile of Bourrier and Lecavelier des Etangs (2013), since it has been developed specifically for the exosphere; the velocity profile has been taken from Vidal-Madjar et al. (2003). Table 4 summarizes our profile definitions; the initial radius chosen for the simulations was $6.9R_p$, where the temperature is around 2000 K (estimated by extrapolating the hydrodynamic models), the limit where water molecule suffers thermal dissociation; the end radius was $27.5R_p$, where the hydrogen density is low enough so that chemical reaction rates start to be surpassed by photodissociation reaction rates. The resulting radial length spans $\sim 2 \times 10^6$ km. In order to run the simulations, a set of initial abundances of species (at $6.9R_p$) is required; we have taken these from Koskinen et al. (2013a), who used solar abundances. Abundance data from Koskinen et al. (2013) reach $5R_p$, so we have underestimated the initial ion abundances relative to atomic abundances. However, in Section 3 we will show that the main results are not very sensitive to ionization degree. Table 5 shows the values of initial abundances at

Table 4
Profiles of velocity, density and temperature used in the simulations for HD 209458b. $R_p = 1.38R_J$, where R_J is the Jupiter radius.

Variable	Value at $6.9R_p$	Value at $27.5R_p$	Obs
Temperature (K)	2000	500	Power law with $\alpha = -1$
Density (cm ⁻³)	5.0×10^3	1.0×10^1	Power law with $\alpha = -2.8$
Velocity (km s ⁻¹)	40	130	Linear

$6.9R_p$; for C/O different from the solar value, the abundances of the C and O species were corrected proportionally, maintaining the total atom number (hence the metallicity).

The values of electron density in the simulations are centered around 5×10^{-3} times the hydrogen density, or $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$, which is consistent with calculations of electron densities (Koskinen et al., 2014) at the higher atmosphere of HD 209458b (10^{12} – 10^{14} m^{-3} at 10^{-10} bar), once allowing for the dilution along the mass loss.

The abundances of chemical species along the atmospheric layers of HD 209458b have been modeled (Moses et al., 2011; Garcia-Muñoz, 2007; Koskinen et al., 2013a) and the results generally agree that the H_2 molecule abundance drops steeply at 10^{-6} – 10^{-7} bar, where hydrogen atoms become the dominant species. Moses et al. (2011) includes both disequilibrium thermochemistry and photochemistry in their model in order for it to become more realistic, and conclude that the radical OH efficiently attacks H_2 . They assume that molecular and eddy diffusion are the relevant vertical transport mechanism, and that the atmospheric profile exhibits thermal inversion, which would pose an obstacle to possible convective cells toward the thermosphere.

However, they acknowledge that hydrodynamic flow could affect the stratospheric composition, if an atmospheric bulk wind dominates down to the base of the thermosphere. There is observational evidence of strong winds in HD 209458b down to at least 10^{-5} bar (Snellen et al., 2010), as well as observational evidence of the lack of thermal inversion in the atmosphere of HD 209458b (Schwarz et al., 2015; Diamond-Lowe et al., 2014). Moreover, France et al. (2010) detected a significant feature in the FUV spectra of HD 209458b, which may be due to H_2 excitation. The feature, at 1582 Å, was observed at $+15 (\pm 20) \text{ km s}^{-1}$ in the rest frame of the planet. They admit that the excitation mechanism is unclear, and point out the possibility of excitation by EUV radiation from the star, stressing that the possibility is remote due to attenuation by H atoms in the upper atmosphere. But an alternative interpretation is that the feature at 1582 Å is indeed due to H_2 in the thermosphere/exosphere with the velocity of $+15 \text{ km s}^{-1}$, which is consistent with values of mass loss velocities discussed in this paper, and where the H density is sufficiently low to allow H_2 excitation by EUV radiation from the star. Finally, the detection of Mg I, a heavy atom, escaping from the planet at several radii (Vidal-Madjar et al., 2013) gives more credence to the case for atmospheric hydrodynamic escape.

Furthermore, there is observational evidence of the existence of an optically thin dust layer (carbonaceous, TiO, VO, silicates) in the outer atmosphere of HD 209458b (Richards et al., 2007; Burrows et al., 2008), which could shield the H_2 molecules from the stellar radiation field, thus extending their survival through the thermosphere and exosphere.

Given these evidences and the extreme and poorly understood conditions of the atmosphere of Osiris, we assume in this work that 3D hydrodynamic flow allows residual H_2 molecules to reach the thermosphere and exosphere, taking part of the chemical/photochemical reaction simulations with abundances ranging from 10^{-1} to 10^{-6} relative to HI.

The values of A_ν used in the simulations will be set between 0.5 and 1.5, consistent with the total hydrogen column density from $6.9R_p$ and $2R_p$ in the mass loss references used in this work, and with the formula $A_\nu = N_{\text{H}}/1.6 \times 10^{21}$ (Wakelam et al., 2013). Although the formula is fit in principle for the ISM, the metallicity of the environment studied here is far greater than the metallicity of the ISM, so the extinction in the UV from atoms would be more intense; if we also consider the possible presence of dust described above, we conclude that the estimate of A_ν is probably conservative, and, although a precise estimation is not possible, the reader will be able to appreciate the effect of this parameter on the results.

For photoreactions involving benzene and the benzene cation C_6H_6^+ , we developed a more detailed treatment (see Section 3.1.1), since we have information on cross sections for incident X-ray and EUV (Section 2) which are practically absent in the ISM, and also the X-ray and EUV fluxes. Table 7 summarizes the results for k for photochemical reactions involving C_6H_6 and C_6H_6^+ , for three Hot Jupiters.

These reaction rates are also modulated by a factor which decreases with the squared distance. A rapid inspection in Table 6 shows an important conclusion, that is, although XUV photons (X-ray + EUV) are more energetic than FUV photons, the contribution of the former in the ionization and dissociation processes is irrelevant compared to the latter, in the context of Hot Jupiters, and that is due to the high difference in photon flux. For HD 209458b, for example, while the estimated FUV photon flux is $2.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, the EUV and X-ray fluxes are $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and $10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ respectively (Table 7).

Table 5
Abundances relative to neutral hydrogen (HI) used as the starting point of the simulations; solar metallicity.

C/O	0.68	0.54 (solar)	0.75	1.00	1.25	1.50	2.00
H^+	1.5×10^0	1.5×10^0	1.5×10^0	1.5×10^0	1.5×10^0	1.5×10^0	1.5×10^0
C	2×10^{-4}	1.75×10^{-4}	2.14×10^{-4}	2.5×10^{-4}	2.78×10^{-4}	3×10^{-4}	3.33×10^{-4}
C^+	8×10^{-4}	7.00×10^{-4}	8.55×10^{-4}	1.0×10^{-3}	1.11×10^{-3}	1.2×10^{-3}	1.33×10^{-3}
O	5×10^{-4}	5.40×10^{-4}	4.79×10^{-4}	4.17×10^{-4}	3.70×10^{-4}	3.33×10^{-4}	2.78×10^{-4}
O^+	1×10^{-3}	1.08×10^{-3}	9.58×10^{-4}	8.34×10^{-4}	7.40×10^{-4}	6.66×10^{-4}	5.56×10^{-4}
He	5×10^{-2}	5×10^{-2}	5×10^{-2}	5×10^{-2}	5×10^{-2}	5×10^{-2}	5×10^{-2}
He^+	2×10^{-1}	2×10^{-1}	2×10^{-1}	2×10^{-1}	2×10^{-1}	2×10^{-1}	2×10^{-1}

Table 6
Estimated values of k for photochemical reactions involving C_6H_6 and C_6H_6^+ .

Reaction	$\sigma (\text{cm}^2)$	Estimated $k (\text{s}^{-1})$		
		HD 209458b	HD 189733b	55 Cnc b
$\text{C}_6\text{H}_6 + \text{FUV} \rightarrow \text{C}_6\text{H}_6^+ + \text{e}^-$	1.5×10^{-17}	3.0×10^0	3.2×10^{-1}	6.3×10^{-2}
$\text{C}_6\text{H}_6 + \text{FUV} \rightarrow \text{C}_2\text{H}_2 + \text{C}_4\text{H}_4$	1.5×10^{-18}	3.0×10^{-1}	3.2×10^{-2}	6.3×10^{-3}
$\text{C}_6\text{H}_6 + \text{X-ray} \rightarrow \text{C}_6\text{H}_6^+ + \text{e}^-$	1.2×10^{-18}	1.2×10^{-7}	1.2×10^{-5}	1.2×10^{-8}
$\text{C}_6\text{H}_6 + \text{X-ray} \rightarrow \text{C}_2\text{H}_2 + \text{C}_4\text{H}_4$	3.8×10^{-17}	3.8×10^{-6}	3.8×10^{-4}	3.8×10^{-7}

3. Results and discussion

3.1. Carbon chain molecules

Depending on the C/O ratio used in simulation, carbon-chain molecules might be preferentially formed, so we included in the simulations carbon reactions which lead to the formation of Benzene, the precursor of Polycyclic Aromatic Hydrocarbon (PAH).

The PAH hypothesis was formulated, 30 years ago (Léger and Puget, 1984; Allamandola et al., 1985; Tielens, 2011), in order to account for strong mid-IR emission features in the spectra of a great variety of astronomical objects. Theoretical, experimental and observational studies have not only corroborated it, but also developed techniques to understand physical and chemical characteristics of the sources, based on the complexity of the PAH emission bands. This complexity is caused by the fact that the family of PAHs is extensive, both due to the carbon number and in molecular configurations. Complexity variables include mergers of aliphatic and aromatic groups (Kwok and Zhang, 2013), multiple ionization states (Sloan et al., 1999; Maaskant et al., 2014), the presence of hetero-atoms such as nitrogen in the aromatic ring (Hudgins et al., 2005), and clusters/complexes with iron (Simon et al., 2011).

The main source of interstellar PAHs is thought to be evolved circumstellar environments (Cherchneff, 2011), which have the necessary formation conditions, that is, an initial carbon, hydrogen rich chemical composition, high densities and high temperatures. Although UIR emission bands have been detected in some of these objects, and attributed to PAH excitation through absorption UV radiation emitted by a companion star, the lack of detection of UIR emission bands from most of the carbon stars is probably due to the lack of exciting radiation. For example, carbon rich AGB stars have surface temperatures of the order of 3000 K, too low for the emission of a substantial UV radiation field.

However, the mass loss from Hot Jupiters with high C/O ratios might be a new possibility of PAH forming region where the UV radiation field is strong enough to excite the molecules, allowing the observation of IR emission features, and, perhaps, the identification of specific PAH molecules.

3.1.1. Formation and destruction of C_6H_6

In the Solar System, only the simplest aromatic molecule, benzene, was identified in the atmosphere of the planets Jupiter and Saturn (Kim et al., 1985; Bézard et al., 2001) and in Titan's atmosphere (Coustenis et al., 2003; Vinatier et al., 2007). Outside the Solar System, benzene was again the only unambiguously identified PAH, a discovery made by Cernicharo et al. (2001) in the proto-planetary nebula CRL 618.

Benzene formation is the rate-limiting step in chemical pathways to PAHs. Therefore, laboratory studies of benzene formation, as well as simulations, have been extensively conducted in order to estimate benzene abundances in astronomical objects. Woods et al. (2002) simulated the formation of benzene in CRL 618, using a route of ion-molecule reactions which is based on high abundances of HCO^+ and C_2H_2 and a high flux of ionizing photons from the hot central star. The final step of this path is the dissociative recombination of the $c-C_6H_7^+$ ion, which is also thought to be the

final step leading to the formation of benzene in Titan's atmosphere (Vuitton et al., 2008). Experimental studies by Hamberg et al. (2011) conclude that dissociative electron recombination of $c-C_6H_7^+$ can be regarded as a feasible final step in the synthesis of benzene in the interstellar medium and planetary atmospheres.

The chemical pathways used in simulations of benzene formation in the circumstellar environments of carbon-rich AGB stars are based on studies of acetylenic flames (Cherchneff, 2011), and involve radicals, with the assumption of negligible ionization by radiation (see Table 7). However, as shown in Section 2.1, the environment of mass loss from Hot Jupiters is dominated by a strong UV radiation field, and therefore the ion-molecule mechanism proposed by Woods et al. (2002) was chosen for our simulations (see Table 8).

The understanding of photoionization and dissociative photoionization of the benzene molecule is important for the estimation of its net production rate (formation–destruction) in astrophysical environments; Boechat-Roberty et al. (2009) have studied the UV and soft X-ray photons interaction with benzene molecule, using synchrotron radiation coupled with time of flight mass spectrometry. They confirmed the relative high stability of C_6H_6 under UV radiation, where the ion $C_6H_6^+$ is preponderant over few different fragments from the destruction of C_6H_6 , and its vulnerability under soft X-ray radiation, which produces many and abundant fragments.

This experimental work has allowed the determination of the photoionization ($\sigma_{ph-i}(E)$) and photodissociation ($\sigma_{ph-d}(E)$) cross sections as a function of the photon energy E , of benzene, in the UV and X-ray ranges. Integrating the respective values of cross sections $\sigma(E)$ (cm^2) and the photon flux $f(E)$ (photons $cm^{-2} s^{-1}$) in a range of photon energies, from E_1 to E_2 , it is possible to estimate the photodissociation and photoionization rate constants:

$$k_{ph-i} = \int_{E_1}^{E_2} \sigma_{ph-i}(E) f(E) dE$$

$$k_{ph-d} = \int_{E_1}^{E_2} \sigma_{ph-d}(E) f(E) dE$$

Benzene abundance results suggest the lack of carbon-chain molecules formation along the mass loss of HD 209458b. For $A_V = 1.0$ and C/O = 1.0 the peak mixing ratio (relative to HI) is 10^{-54} . Variations of A_V and C/O do not improve the scenario. The main reason for the absence of benzene in significant abundances is that acetylene, which participates in three out of five steps in the reaction chain is leading to benzene; it does not reach significant mixing ratio either ($< 10^{-36}$). It should also be noted that benzene formation is the result of many reactions, which translates to a low overall reaction rate. These results agree with previous studies that indicate the lack of formation of carbon-chain species in these environments.

3.2. Molecules containing oxygen and hydrogen

The fractional abundance profiles (relative to HI) for simple species containing oxygen and hydrogen are distinctively improved over the ones for hydrocarbons, as shown in Fig. 2 (distance is relative to the starting point of simulations, at $6.9R_p$). The peak fractional abundance for H_2O^+ reaches 10^{-10} and the ion

Table 7
Benzene formation mechanisms in acetylenic flames.
Source: Cherchneff (2011).

$C_3H_3 + C_3H_3 \rightarrow C_6H_6$
$C_3H_3 + C_3H_3 \rightarrow C_6H_5 + H$
$1-C_4H_3 + C_2H_2 \rightarrow C_6H_5$
$1-C_4H_5 + C_2H_2 \rightarrow C_6H_6 + H$

Table 8
Formation pathways of benzene in CRL 618, according Woods et al. (2002).

$HCO^+ + C_2H_2 \rightarrow C_2H_3^+ + CO$ (1)
$C_2H_3^+ + C_2H_2 \rightarrow C_4H_3^+ + H_2$ (2)
$C_4H_3^+ + C_2H_2 \rightarrow c-C_6H_5^+ + h\nu$ (3)
$c-C_6H_5^+ + H_2 \rightarrow c-C_6H_7^+ + h\nu$ (4)
$c-C_6H_7^+ + e^- \rightarrow c-C_6H_6 + H$ (5)

OH^+ reaches a remarkable peak value of 10^{-7} , with an estimated total column density of $3 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$. Small species containing carbon and oxygen (Fig. 3) exhibit fractional abundance peak values between 10^{-14} and 10^{-19} . In general, the simulation results are insensitive to the initial ionization ratios CII/CI and OII/OI , so our assumption of ratios in Table 5 is robust.

Fig. 4 shows the results for OH^+ when carbon and oxygen are initially in the form of CI and OI , for different H_2 abundance profiles; for a H_2 profile of 10^{-1} to 10^{-2} , which is used for all the results shown previously, the peak fractional abundance of OH^+ remains in the level of 10^{-7} . However, the peak fractional abundance is very sensitive to H_2 fractional abundance profile: the OH^+ peak abundance drops to 10^{-10} for a H_2 fractional abundance radial profile ranging from 10^{-5} to 10^{-6} , causing the estimated total column density of OH to drop to $3.3 \times 10^3 \text{ cm}^{-2}$.

Therefore, a spectroscopic detection of OH^+ during the transit of HD209458b would not only be a discovery of a new species in this environment, but also a strong indication of the presence of H_2 in significant abundances along the mass loss.

Fig. 5 shows how the results for OH^+ are altered by changing the value of A_v , which is, as discussed before, a parameter subject to uncertainty. For the most favorable case of $A_v=1.5$, the peak fractional abundance of OH^+ reaches 10^{-6} , and its estimated total column density, $6 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$; for the least favorable case ($A_v=0.5$) the results are 10^{-7} and $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ respectively. So, the total column density does not change more than one order of magnitude with 50% variation of A_v .

Fig. 6 shows the effect of C/O ratio on the OH^+ profile. This parameter has less impact than the one of A_v , and the peak fractional abundance stays above 4×10^{-8} for any value of C/O ranging from solar and 1.5, with total column densities of 4.3×10^7 and $2.7 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ respectively.

Finally, Fig. 7 shows the simulation results for variations in the correction factor C . As discussed before, our standard value of 10^9 is probably conservative, and values down to $\sim 10^8$ are a possibility for HD 209458b. The chosen values of C range from 10^8 to 5×10^9 , with estimated total column densities of OH^+ ranging from $6.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ and $1.1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ respectively. Therefore, if we take into account the uncertainty of C , the total column density of OH^+ still remains in the 10^7 cm^{-2} level. An alternative interpretation of Fig. 7 is that of moving the planet closer or away from the star; the correction factor will be proportional to the radiation flux, which scales to $1/r^2$, where r is the orbital distance. This means, for example, that the simulation results for $C=2.5 \times 10^8$ would be that for a planet similar to Osiris, orbiting an identical star, but with an orbital distance twice that of the original value. The conclusion would be that the total column density of OH^+ would not be sensibly altered by considerable orbital distance variation. However, this extrapolation has to be taken with extreme reserve, since the alteration of the radiation flux would alter the mass loss profiles of density, velocity and temperature, which remains fixed in the simulations. But, considering also that the new profiles for more distant planet would be more favorable for molecular formation (lower velocities and temperatures,

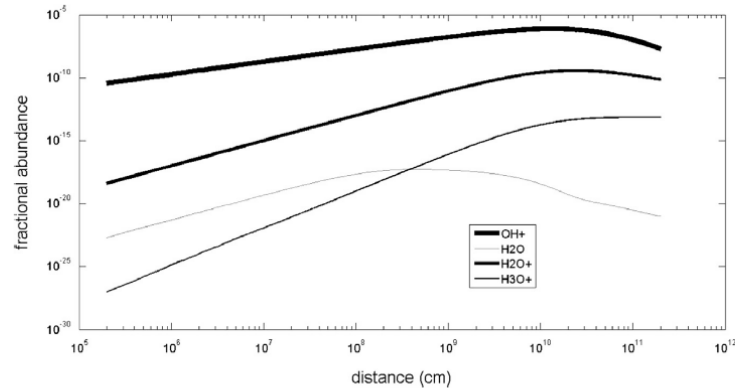


Fig. 2. Fractional abundance of selected species along the mass loss of HD 209458b; $C=10^9$, $A_v=1.0$, and $\text{C/O}=1.0$.

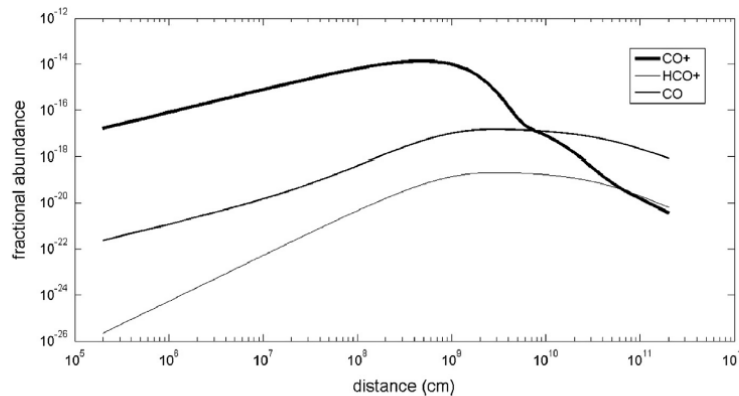


Fig. 3. Fractional abundance for selected species along the mass loss of HD 209458b; $C=10^9$, $A_v=1.0$, and $\text{C/O}=1.0$.

higher densities), we could speculate that the column densities for our simulations would be minimum values for more distant planets similar to Osiris and orbiting identical stars. Another speculation exercise allowed by the simulations is that lower/higher C values correspond to a planet orbiting later/earlier type stars at the same orbital distance. This scenario has to be taken with even greater reserve, since there are, other factors that add to the alteration of mass loss profiles, such as increased stellar activity.

The abundance of all molecules start to drop at the distance of $\sim 2 \times 10^{10}$ cm; at this point, the plasma density is low enough so that the dissociation photoreactions start to take over. In order to estimate the abundances we use the results of our chemical reaction model of HD 209458b, and Eq. (4) for numerical integration, considering that the species are only subjected to dissociation from the stellar radiation field:

$$X = X_0 e^{-tk_0 r_0^2 S} \quad (4)$$

where X_0 and X are the initial and final abundances, respectively, k_0 is the dissociation rate at r_0 ($0.005 \text{ AU} + 27.5 R_p = 10^7 \text{ km}$), t is the time lapse between steps (Δt), is the mean velocity of the species, and S is the sum of the steps, with each step with a correction factor for the decreasing k_0 value with distance:

$$S \sim \sum_{i=0}^n \frac{1}{(r_0 + i\Delta r)^2}$$

$$S = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^n \frac{1}{(r_0 + i\Delta r)^2}$$

The results of the estimates, for values of v ranging from 30 to 100 km s^{-1} , show that the species are restricted to a radial region of less than 10^7 km .

Our 1D model is a crude representation of the actual environment where we studied the formation of molecules. Beyond the intrinsic limitations of a 1D model, it uses data which is the result of other simulations, like our choice of parameters (velocity, temperature, number density) from the literature, and the correction factor C which is applied equally to all photochemical reactions. Besides, the fact that the mass loss is almost certainly not constant in time, as observed in HD 189733b, will certainly have a weight on the results.

But our objective is to probe the possibility of molecular formation, and the order of magnitude of column densities indicate that this possibility exists. Moreover, there are factors not accounted for in this study that could amplify the total column

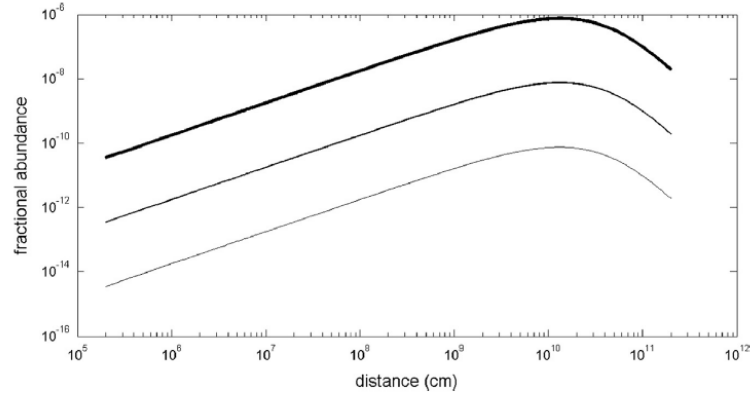


Fig. 4. Results for OH^+ fractional abundance along the mass loss of HD 209458b for three different H_2 abundance profiles; thick line: 10^{-1} – 10^{-2} times the H I abundance; medium line: 10^{-3} – 10^{-4} times the H I abundance; thin line: 10^{-5} – 10^{-6} times the H I abundance; $A_v = 1.0$, $\text{C/O} = 1.0$; all carbon ionized to C II , all oxygen ionized to O II at the start of simulations.

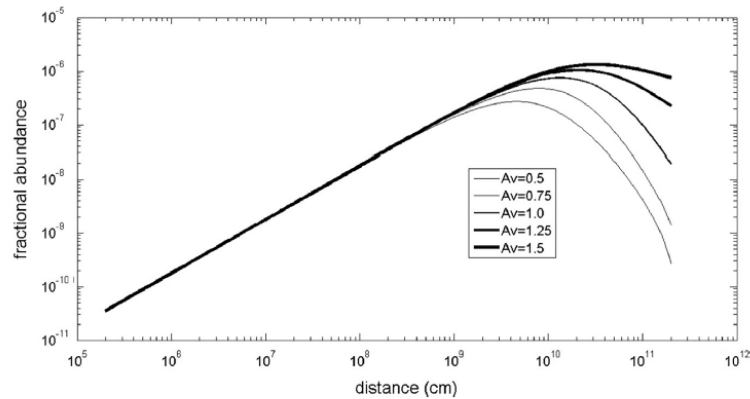


Fig. 5. OH^+ fractional abundance profiles for different A_v values. With $C = 10^9$ and $\text{C/O} = 1.0$.

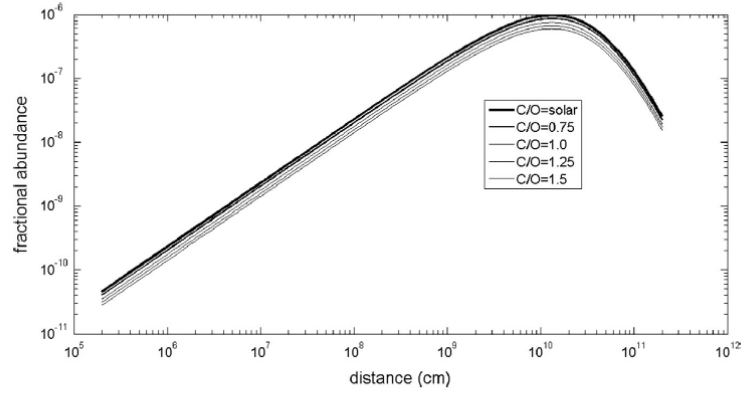


Fig. 6. OH^+ fractional abundance profiles for different C/O ratios, with $C=10^9$ and $A_p=1.0$.

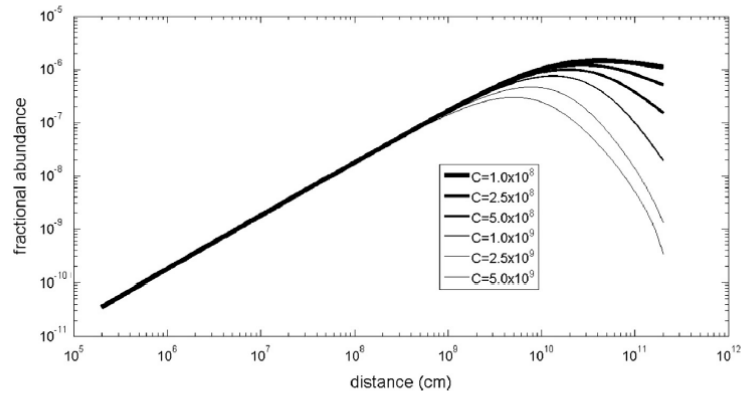


Fig. 7. OH^+ fractional abundance profiles for different correction factors (C), with $C/O=1.0$ and $A_p=1.0$.

density of OH^+ : the magnetosphere of the planet (Strugarek et al., 2014; Lanza, 2013), which acts as an inhibitor to dilution of the mass loss, theoretically allowing a less steep radial decline in the number density of ions and consequently sustaining molecular formation in an extended region; and the possible presence of dust particles in the mass loss, synthesized in the lower atmosphere of the Hot Jupiter. These dust particles would have an attenuation effect on the incident XUV radiation, allowing a higher abundance of OH^+ and other species along the formation region.

For other Hot Jupiters with less intense XUV radiation field, the total column density could be even higher, provided that the effect of decreased photodestruction rate compensates the decreased mass loss rate. But, on the other hand, low density Hot Jupiters, would present high mass loss rates; a simple mass loss estimate by Sanz-Forcada et al. (2011), indicates that the mass loss is inversely proportional to the planet's bulk density (ρ), as represented by Eq. (5):

$$\dot{M} = \frac{3F_{\text{XUV}}}{4G\rho} \quad (5)$$

where G is the gravitational constant, and F_{XUV} is incident XUV flux. And very low density Hot Jupiters and Hot Saturns, approaching 1/10 of Jupiter's density and lower are an observational fact (Anderson et al., 2010; Latham et al., 2010; Mandushev et al., 2007). Finally, H_2 survival in the exosphere is facilitated by less intense XUV radiation field.

4. Conclusions

The results of our simulations for chemical and photochemical reactions along the atmospheric mass loss of HD 209458b suggest that many species, especially small ions with oxygen, are formed with high abundances in a region where the temperature is low enough and the number density is still high enough for reactions to proceed. The formed molecules are then rapidly dissociated by the UV flux from the host star, with formation and destruction encapsulated in a radial distance of less than 10^7 km. This conclusion is conditioned to the presence of residual molecular hydrogen along the mass loss, a premise that is supported by some observational evidence, but not yet proven correct. The species which reaches the maximum abundance, OH^+ , is expected to exhibit column densities of $\sim 10^7 \text{ cm}^{-2}$, or perhaps even higher if the plasma dilution is attenuated by a magnetosphere, which would enable detection by current instruments, or if enough dust form the lower atmosphere survives the travel to the exosphere. In the event of the detection of OH^+ in the mass loss of Hot Jupiters, the models of the chemistry of the outer atmospheres of these planets would have to be revised. Higher values of the total column density of OH^+ and other species could be expected for low density Hot Jupiters subject to less intense XUV radiation.

The results for benzene production through the ion-molecule mechanism indicate that formation of carbon chain molecules is not significant in this environment, even with high values of C/O

ratios. Since benzene is the basis for PAH production, we conclude that PAH formation is probably also inhibited.

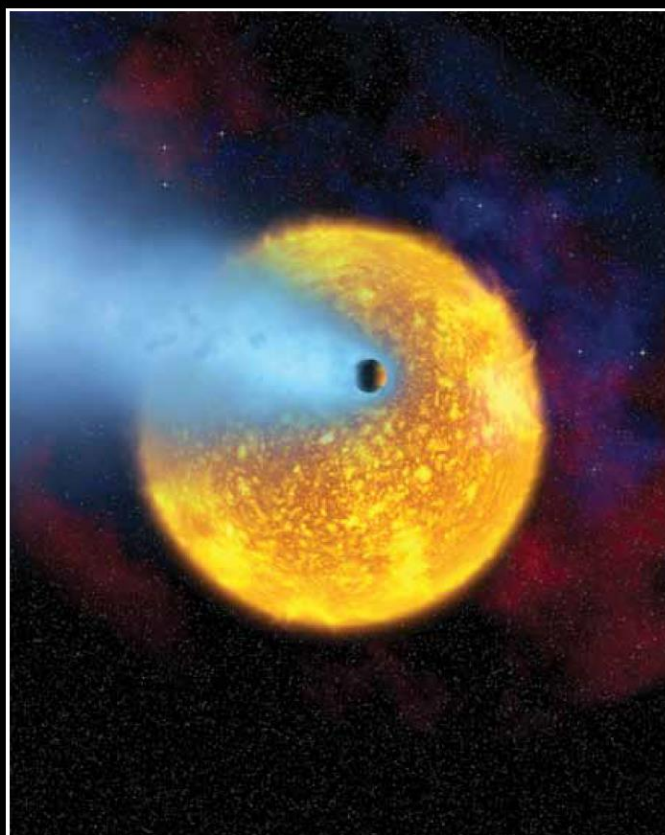
Acknowledgments

Vincent Bourrier, Isabel Aleman, Gelvam André Hartmann.

References

- Allamandola, L.J., Tielens, A.G.G.M., Barker, J.R., 1985. Polycyclic aromatic hydrocarbons and the unidentified infrared emission bands-auto exhaust along the Milky Way. *Astrophys. J.* 290, L25–L28.
- Anderson, D.R., HELLIER, C., Gillon, M., Triaud, A.H.M.J., Smalley, B., Hebb, L., Collier Cameron, A., Maxted, P.F.L., Queloz, D., West, R.G., Bentley, S.J., Enoch, B., Horne, K., Lister, T.A., Mayor, M., Parley, N.R., Pepe, F., Pollacco, D., Ségransan, D., Udry, S., Wilson, D.M., 2010. WASP-17: an ultra-low density planet in a probable retrograde orbit. *Astrophys. J.* 709, 159–167.
- Bézar, B., Drossart, P., Encarnaz, T., Feuchgruber, H., 2001. Benzene on the Giant Planets. *Icarus* 154, 492–500.
- Boechat-Roberty, H.M., Neves, R., Pilling, S., Lago, A.F., de Souza, G.G.B., 2009. Dissociation of the benzene molecule by ultraviolet and soft X-rays in circumstellar environment. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 394, 810–817.
- Bouchy, F., Udry, S., Mayor, M., Moutou, C., Pont, F., Iribarne, N., da Silva, R., Illovaisky, S., Queloz, D., Santos, N.C., Ségransan, D., Zucker, S., 2005. ELODIE metallicity-biased search for transiting Hot Jupiters. II. A very hot Jupiter transiting the bright K star HD 189733. *Astron. Astrophys.* 444, L15–L19.
- Bourrier, V., Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., 2014. Modeling magnesium escape from HD 209458b atmosphere. *Astron. Astrophys.* 565, A105–A119.
- Bourrier, V., Lecavelier des Etangs, A., 2013. 3D model of hydrogen atmospheric escape from HD 209458b and HD 189733b: radiative blow-out and stellar wind interactions. *Astron. Astrophys.* 557, A124–A141.
- Burrows, A., Ibgui, L., Hubeny, I., 2008. Optical albedo theory of strongly irradiated giant planets: the case of HD 209458b. *Astrophys. J.* 682, 1277–1282.
- Cernicharo, J., Heras, A.M., Tielens, A.G.G.M., Pardo, J.R., Herpin, F., Guelin, M., Waters, L.B.F.M., 2001. Infrared space observatory's discovery of C₄H₂, C₆H₂, and benzene in CRL 618. *Astrophys. J.* 546, L123.
- Charbonneau, D., Brown, T.M., Noyes, R.W., Gilliland, R.L., 2002. Detection of an extrasolar planet atmosphere. *Astrophys. J.* 568, 377–384.
- Cherchneff, I., 2011. In: Joblin, C., Tielens, A.G.G.M. (Eds.), *PAHs and the Universe*, EAS Publications Series, 46, p. 3.
- Coustonis, A., Salama, A., Schulz, B., Ott, S., Lellouch, E., Encarnaz, T., Gautier, D., Feuchgruber, H., 2003. Titan's atmosphere from ISO mid-infrared spectroscopy. *Icarus* 161, 383–403.
- de Kok, R.J., Brogi, M., Snellen, I.A.G., Birkby, J., Albrecht, S., de Mooij, E.J.W., 2013. Detection of carbon monoxide in the high-resolution day-side spectrum of the exoplanet HD 189733b. *Astron. Astrophys.* 554, A82–A90.
- de Pater, I., Lissauer, J.J., 2001. *Planetary Sciences*. Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Delgado Mena, E., Israelian, G., González Hernández, J.I., Bond, J.C., Santos, N.C., Udry, S., Mayor, M., 2010. Chemical clues on the formation of planetary systems: C/O versus Mg/Si for HARPS GTO sample. *Astrophys. J.* 725, 2349–2358.
- Diamond-Lowe, H., Stevenson, K.B., Bean, J.L., Line, M.R., Fortney, J.J., 2014. New analysis indicates no thermal inversion in the atmosphere of HD 209458b. *Astrophys. J.* 796, 66.
- Ehrenreich, D., Bourrier, V., Bonfils, X., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., Sing, D.K., Wheatley, P.J., Vidal-Madjar, A., Delfosse, X., Udry, S., Forveille, T., Moutou, C., 2012. Hint of a transiting extended atmosphere on 55 Cancri b. *Astron. Astrophys.* 547, A18–A25.
- France, K., Stocke, J.T., Yang, H., Linsky, J.L., Wolven, B.C., Froning, C.S., Green, J.C., Osterman, S.N., 2010. Searching for far-ultraviolet auroral/dayglow emission from HD 209458b. *Astrophys. J.* 712, 1277–1286.
- Fischer, D.A., Valenti, J., 2005. The planet-metallicity correlation. *Astrophys. J.* 622, 1102–1117.
- García Muñoz, A., 2007. Physical and chemical aeronomy of HD 209458b. *Planet. Space Sci.* 55, 1426–1455.
- Ghezzi, L., Cunha, K., Smith, V.V., de Araújo, F.X., Schuler, S.C., de la Reza, R., 2010. Stellar parameters and metallicities of stars hosting jovian and neptunian mass planets: a possible dependence of planetary mass on metallicity. *Astrophys. J.* 720, 1290–1302.
- Guo, J.H., 2013. Escaping particle fluxes in the atmospheres of close-in exoplanets. II. Reduced mass-loss rates and anisotropic winds. *Astrophys. J.* 766, 102.
- Guo, J.H., 2011. Escaping particle fluxes in the atmospheres of close-in exoplanets. I. Model of hydrogen. *Astrophys. J.* 733, 98.
- Hamberg, M. et al., 2011. In: Joblin, C., Tielens, A.G.G.M. (Eds.), *PAHs and the Universe*, EAS Publications Series, 46, p. 24.
- Hudgins, D.M., Bauschlicher Jr., C.W., Allamandola, L.J., 2005. Variations in the peak position of the 6.2 μ m interstellar emission feature: a tracer of N in the interstellar polycyclic aromatic hydrocarbon population. *Astrophys. J.* 632, 316–332.
- Ida, S., Lin, D.N.C., 2004. Toward a deterministic model of planetary formation. II. The formation and retention of gas giant planets around stars with a range of metallicities. *Astrophys. J.* 616, 567–572.
- Johnson, T.V., Mousis, O., Lunine, J.I., Madhusudhan, N., 2012. Planetary compositions in exoplanet systems. *Astrophys. J.* 757, 192.
- Kim, S.J., Caldwell, J., Rivolo, A.R., Wagener, R., Orton, G.S., 1985. Infrared polar brightening on Jupiter. III-Spectrometry from the Voyager 1 IRIS experiment. *Icarus* 64, 233–248.
- Koskinen, T.T., Yelle, R.V., Lavvas, P., Y-K Cho, J., 2014. Electrodynamics on extrasolar giant planets. *Astrophys. J.* 796, 16.
- Koskinen, T.T., Yelle, R.V., Harris, M.J., Lavvas, P., 2013a. The escape of heavy atoms from the ionosphere of HD209458b. I. A photochemical-dynamical model of the thermosphere. *Icarus* 226, 1678–1694.
- Koskinen, T.T., Yelle, R.V., Harris, M.J., Lavvas, P., 2013b. The escape of heavy atoms from the ionosphere of HD209458b. II. Interpretation of the observations. *Icarus* 226, 1695–1708.
- Kwok, S., Zhang, Y., 2013. Unidentified infrared emission bands: PAHs or MAONs? *Astrophys. J.* 771, 5.
- Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., Guinan, E.F., Bauer, S.J., Weiss, W.W., 2003. Atmospheric loss of exoplanets resulting from stellar X-ray and extreme-ultraviolet heating. *Astrophys. J.* 598, L121–L124.
- Lanza, A.F., 2013. Star-planet magnetic interaction and evaporation of planetary atmospheres. *Astron. Astrophys.* 557, A31.
- Latham, D.W., Borucki, W.J., Koch, D.G., Brown, T.M., Buchhave, L.A., Basri, G., Batalha, N.M., Caldwell, D.A., Cochran, W.D., Dunham, E.W., Fűrész, G., Gautier, T.N., Geary, J.C., Gilliland, R.L., Howell, S.B., Jenkins, J.M., Lissauer, J.J., Marcy, G.W., Monet, D.G., Rowe, J.F., Sasselov, D.D., 2010. Kepler-7b: a transiting planet with unusually low density. *Astrophys. J.* 713, L140–L144.
- Lecavelier des Etangs, A., Bourrier, V., Wheatley, P.J., Dupuy, H., Ehrenreich, D., Vidal-Madjar, A., Hébrard, G., Ballester, G.E., Désert, J.-M., Ferlet, R., Sing, D.K., 2012. Temporal variations in the evaporating atmosphere of the exoplanet HD 189733b. *Astron. Astrophys.* 543, L4.
- Lecavelier des Etangs, A., Ehrenreich, D., Vidal-Madjar, A., Ballester, G.E., Désert, J.-M., Ferlet, R., Hébrard, G., Sing, D.K., Tchakoumeggui, K.-O., Udry, S., 2010. Evaporation of the planet HD 189733b observed in H I Lyman- α . *Astron. Astrophys.* 514, A72.
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., 2008. The origin of hydrogen around HD 209458b. *Nature* 456, E1.
- Léger, A., Puget, J.L., 1984. Identification of the unidentified IR emission features of interstellar dust? *Astron. Astrophys.* 137, L5–L8.
- Li, Shu-lin, Miller, N., Lin, D.N.C., Fortney, J.J., 2010. WASP-12b as a prolate, inflated and disrupting planet from tidal dissipation. *Nature* 463, 1054–1056.
- Line, M.R., Knutson, H., Wolf, A., Yung Yuk, L., 2014. A systematic retrieval analysis of secondary eclipse spectra. II. A uniform analysis of nine planets and their C to O Ratios. *Astrophys. J.* 783, 70.
- Linsky, J.L., Yang, H., France, K., Froning, C.S., Green, J.C., Stocke, J.T., Osterman, S.N., 2010. Observations of mass loss from the transiting exoplanet HD 209458b. *Astrophys. J.* 717, 1291–1299.
- Lubow, S.H., Ida, S., 2010. Seager, S. (Ed.), *Exoplanets*. The University of Arizona Press, Tucson, p. 347.
- Maaskant, K.M., Min, M., Waters, L.B.F.M., Tielens, A.G.G.M., 2014. Polycyclic aromatic hydrocarbon ionization as a tracer of gas flows through protoplanetary disk gaps. *Astron. Astrophys.* 563, A78–A94.
- Maciejewski, G., Errmann, R., Raetz, St. Seeliger, M., Spaleniak, I., Neuhaus, R., 2011. High-precision photometry of WASP-12 b transits. *Astron. Astrophys.* 528, A65.
- Madhusudhan, N., 2012. C/O ratio as a dimension for characterizing exoplanetary atmospheres. *Astrophys. J.* 758, 36.
- Madhusudhan, N., Lee, K.K.M., Mousis, O., 2012. A possible carbon-rich interior in super-earth 55 Cancri e. *Astrophys. J. Lett.* 759, L40.
- Madhusudhan, N., Harrington, J., Stevenson, K.B., Nymeyer, S., Campo, C.J., Wheatley, P.J., Deming, D., Blecic, J., Hardy, R.A., Lust, N.B., Anderson, D.R., Collier-Cameron, A., Britt, C.B.T., Bowman, W.C., Hebb, L., Hellier, C., Maxted, P.F.L., Pollacco, D., West, R.G., 2011. A high C/O ratio and weak thermal inversion in the atmosphere of exoplanet WASP-12b. *Nature* 469, 64–67.
- Madhusudhan, N., Seager, S., 2009. A temperature and abundance retrieval method for exoplanet atmospheres. *Astrophys. J.* 707, 24–39.
- Mandushev, G., O'Donovan, F.T., Charbonneau, D., Torres, G., Latham, D.W., Bakos, G.A., Dunham, E.W., Sozzetti, A., Fernández, J.M., Esquerdo, G.A., Everett, M.E., Brown, T.M., Rabus, M., Belmonte, J.A., Hillenbrand, L.A., 2007. TrES-4: a transiting Hot Jupiter of very low density. *Astrophys. J.* 667, L195–L198.
- Mayor, M., Queloz, D., 1995. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature* 378, 355–359.
- McElroy, D., Walsh, C., Markwick, A.J., Cordiner, M.A., Smith, K., Millar, T.J., 2013. The UMIST database for astrochemistry 2012. *Astron. Astrophys.* 550, A36–A49.
- Meléndez, J., Asplund, M., Gustafsson, B., Yong, D., 2009. The peculiar solar composition and its possible relation to planet formation. *Astrophys. J.* 704, L66–L70.
- Moses, J.I., Visscher, C., Fortney, J.J., Showman, A.P., Lewis, N.K., Griffith, C.A., Klippenstein, S.J., Shabram, M., Friedson, A.J., Marley, M.S., Freedman, R.S., 2011. Disequilibrium carbon, oxygen, and nitrogen chemistry in the atmospheres of HD 189733b and HD 209458b. *Astrophys. J.* 737, 15.
- Mousis, O., Lunine, J.I., Madhusudhan, N., Johnson, T.V., 2012. Nebular water depletion as the cause of Jupiter's low oxygen abundance. *Astrophys. J.* 751, L7–L12.
- Murray-Clay, R.A., Chiang, E.I., Murray, N., 2009. Atmospheric escape from Hot Jupiters. *Astrophys. J.* 693, 23–42.

- Nissen, P.E., 2013. The carbon-to-oxygen ratio in stars with planets. *Astron. Astrophys.* 552, A73.
- Öberg, K.L., Murray-Clay, R., Bergin, E.A., 2011. The effects of snowlines on C/O in planetary atmospheres. *Astrophys. J.* 743, L16.
- Penz, T., Erkaev, N.V., Kulikov, Yu.N., Langmayr, D., Lammer, H., Micela, G., Cecchi-Pestellini, C., Biernat, H.K., Selsis, F., Barge, P., Deleuil, M., Léger, A., 2008. Mass loss from “Hot Jupiters”—implications for CoRoT discoveries, Part II: long time thermal atmospheric evaporation modeling. *Planet. Space Sci.* 56, 1260–1272.
- Perryman, M., 2011. *The Exoplanet Handbook*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Pinotti, R., Arany-Prado, L., Lyra, W., Porto de Mello, G.F., 2005. A link between the semimajor axis of extrasolar gas giant planets and stellar metallicity. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 364, 29–36.
- Pollack, J.B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J.J., Podolak, M., Greenzweig, Y., 1996. Formation of the giant planets by concurrent accretion of solids and gas. *Icarus* 124, 62–85.
- Richardsdon, L.J., Deming, D., Horning, K., Seager, S., Harrington, J., 2007. A spectrum of an extrasolar planet. *Nature* 445, 892–895.
- Sanz-Forcada, J., Micela, G., Ribas, I., Pollock, A.M.T., Eiroa, C., Velasco, A., Solano, E., García-Álvarez, D., 2011. Estimation of the XUV radiation onto close planets and their evaporation. *Astron. Astrophys.* 532, A6.
- Schwarz, H., Brogi, M., de Kok, R., Birkby, J., Snellen, I., 2015. Evidence against a strong thermal inversion in HD 209458 b from high-dispersion spectroscopy. *Astron. Astrophys.* 576, A111.
- Simon, A. et al., 2011. In: Joblin C., Tielens A.G.G.M. (Eds.) PAHs and the Universe, EAS Publications Series, 46, p. 441.
- Secchi A.R., 2010. DASSLC: User's Manual Version 3.7. PEQ/COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Brazil (<http://www.enq.ufgrs.br/enqlib/numeric/numeric.html>).
- Sloan, G.C., Hayward, T.L., Allamandola, L.J., Bregman, J.D., DeVito, B., Hudgins, D.M., 1999. Direct spectroscopic evidence for ionized polycyclic aromatic hydrocarbons in the interstellar medium. *Astrophys. J.* 513, L65–L68.
- Snellen, I.A.G., de Kok, R.J., de Mooij, E.J.W., Albrecht, S., 2010. The orbital motion, absolute mass and high-altitude winds of exoplanet HD209458b. *Nature* 465, 1049–1051.
- Stevenson, D.J., Lunine, J.I., 1988. Rapid formation of Jupiter by diffuse redistribution of water vapor in the solar nebula. *Icarus* 75, 146–155.
- Strugarek, A., Brun, A.S., Matt, S.P., Réville, V., 2014. On the diversity of magnetic interactions in close-in star-planet systems. *Astrophys. J.* 795, 86.
- Swain, M.R., Tinetti, G., Vasisht, G., Deroo, P., Griffith, C., Bouwman, J., Chen, P., Yung, Y., Burrows, A., Brown, L.R., Matthews, J., Rowe, J.F., Kuschnig, R., Angerhausen, D., 2009. Water, methane, and carbon dioxide present in the dayside spectrum of the exoplanet HD 209458b. *Astrophys. J.* 704, 1616–1621.
- Swain, M.R., Vasisht, G., Tinetti, G., 2008. The presence of methane in the atmosphere of an extrasolar planet. *Nature* 452, 329–331.
- Tanaka, Y.A., Suzuki, T.K., Inutsuka, Shu-ichiro, 2014. Atmospheric escape by magnetically driven wind from gaseous planets. *Astrophys. J.* 792, 18.
- Teske, J.K., Cunha, K., Smith, V.V., Schuler, S.C., Griffith, C.A., 2014. C/O ratios of stars with transiting Hot Jupiter exoplanets. *Astrophys. J.* 788, 39.
- Teske, J.K., Cunha, K., Schuler, S.C., Griffith, C.A., Smith, V.V., 2013. Carbon and oxygen abundances in cool metal-rich exoplanet hosts: a case study of the C/O Ratio of 55 Cancri. *Astrophys. J.* 778, 132.
- Tielens, A.G.G.M., 2011. In: Joblin C., Tielens A.G.G.M. (Eds.) PAHs and The Universe, EAS Publications Series, 46, p. 3.
- Tinetti, G., Vidal-Madjar, A., Liang, M.-C., Beaulieu, J.-P., Yung, Y., Carey, S., Barber, R.J., Tennyson, J., Ribas, I., Allard, N., Ballester, G.E., Sing, D.K., Selsis, F., 2007. Water vapour in the atmosphere of a transiting extrasolar planet. *Nature* 448, 169–171.
- Vidal-Madjar, A., Huitson, C.M., Bourrier, V., Désert, J.-M., Ballester, G., Lecavelier des Etangs, A., Sing, D.K., Ehrenreich, D., Ferlet, R., Hébrard, G., McConnell, J.C., 2013. Magnesium in the atmosphere of the planet HD 209458 b: observations of the thermosphere-exosphere transition region. *Astron. Astrophys.* 560, A54.
- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., Ballester, G.E., Ehrenreich, D., Ferlet, R., McConnell, J.C., Mayor, M., Parkinson, C.D., 2004. Detection of oxygen and carbon in the hydrodynamically escaping atmosphere of the extrasolar planet HD 209458b. *Astrophys. J.* 604, L69–L72.
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., Ballester, G.E., Ferlet, R., Hébrard, G., Mayor, M., 2003. An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b. *Nature* 422, 143–146.
- Vinater, S., Bézard, B., Fouchet, T., Teanby, N.A., de Kok, R., Irwin, P.G.J., Conrath, B.J., Nixon, C.A., Romani, P.N., Flasar, F.M., Coustenis, A., 2007. Vertical abundance profiles of hydrocarbons in Titan's atmosphere at 15°S and 80°N retrieved from Cassini/CIRS spectra. *Icarus* 188, 120–138.
- von Braun, K., Boyajian, T.S., ten Brummelaar, T.A., Kane, S.R., van Belle, G.T., Gaudi, D.R., Raymond, S.N., López-Morales, M., McAlister, H.A., Schaefer, G., Ridgway, S.T., Sturmann, L., Sturmann, J., White, R., Turner, N.H., Farrington, C., Goldfinger, P.J., 2011. 55 Cancri: stellar astrophysical parameters, a planet in the habitable zone, and implications for the radius of a transiting super-earth. *Astrophys. J.* 740, 49.
- Vuitton, V., Yelle, R., Cui, J., 2008. *J. Geophys. Res.* 113, E05007.
- Wakelam, V., Cuppen, H.M., Herbst, E., 2013. Astrochemistry: synthesis and modelling. Eprint arXiv 1309.7792.
- Wang, D., Gierasch, P., Lunine, J., Mousis, O., 2015. New insights on Jupiter's deep water abundance from disequilibrium species. *Icarus* 250, 154–164.
- Wang, J., Fisher, D.A., Horch, E.P., Huang, X., 2015. On the occurrence rate of hot Jupiters in different stellar environments. *Astrophys. J.* 799, 229.
- Wang, D., Lunine, J.I., 2012. Chemical constraints on the oxygen abundances in Jupiter and Saturn. Eprint arXiv 1205.5621.
- Woods, P.M., Millar, T.J., Zijlstra, A.A., Herbst, E., 2002. The synthesis of benzene in the proto-planetary Nebula CRL 618. *Astrophys. J.* 574, L167–L170.
- Wright, J.T., Marcy, G.W., Howard, A.W., Johnson, J.A., Morton, T.D., Fischer, D.A., 2012. The frequency of Hot Jupiters orbiting nearby solar-type stars. *Astrophys. J.* 753, 160–165.



Planetas com cauda

Gigantes gasosos situados próximo a suas estrelas podem lançar ao espaço moléculas essenciais à vida

Igor Zolnerkevic

Algumas estrelas não muito distantes do Sol abrigam planetas com uma cauda semelhante à dos cometas. Identificados pelos astrônomos nos últimos 13 anos, esses planetas são gigantes gasosos das dimensões de Júpiter, o maior planeta do Sistema Solar. A principal diferença é que, em geral, eles se encontram muito próximos de suas estrelas, que erodem a atmosfera planetária lançando um rastro de gás e poeira no espaço. Dois astrônomos brasileiros especialistas em química do meio interestelar resolveram investigar as reações que poderiam acontecer na cauda de alguns desses planetas e verificaram que, sob certas condições, ali podem se formar moléculas muito simples, como a de água, essencial à vida.

A astrônoma Heloísa Boechat-Roberty e seu aluno de doutorado Rafael Pinotti chegaram a essa conclusão ao simular o que ocorre na cauda do planeta Osíris, um gigante gasoso semelhante a Júpiter que orbita a estrela HD 209458, localizada na direção da constelação de Pégaso e distante 154 anos-luz do Sistema Solar. A HD 209458 tem características muito próximas às do Sol. Mas Osíris se encontra tão próximo dela que a HD 209458 aquece e erode a atmosfera do planeta, formando uma cauda gigantesca de gás e poeira no espaço.

Osíris foi descoberto em 1999 e já foi observado pelos telescópios espaciais Hubble e Spitzer, da Nasa. É um planeta como Júpiter que se encontra mais perto de sua estrela do que Mercúrio está do Sol. Em 2003 astrônomos identificaram a cauda de Osíris, uma correnteza de mais de 10 mil toneladas de gás escapando da atmosfera do planeta a cada segundo, a velocidades de até 130 quilômetros por segundo. “Achamos instigante investigar as reações químicas que poderiam acontecer ali”, diz Heloisa, professora e pesquisadora do Observatório do Valongo da Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ).

Heloisa e Pinotti imaginavam que as partículas presentes na corrente de gás lançada no espaço podiam interagir e gerar moléculas estáveis. Antes deles, outros astrônomos já haviam confirmado a presença de diferentes moléculas na

atmosfera de Osíris. Lá existe hidrogênio molecular (H_2) em abundância na forma de gás e também moléculas simples de carbono e vapor-d'água, além de moléculas de carbeto de silício, óxido de titânio e vanádio, que formariam grãos de poeira. Mas muitos imaginavam que essas moléculas seriam destruídas à medida que fossem arrastadas para a cauda de Osíris.

Uma das razões é que, logo acima da atmosfera do planeta, na base de sua cauda, a temperatura do gás alcança 10 mil graus Celsius. Além da alta temperatura, a radiação ultravioleta da estrela seria intensa o bastante para desmanchar qualquer molécula de gás vinda da atmosfera de Osíris. “Estudos feitos por outros pesquisadores apontavam para a inexistência de moléculas ali”, diz Pinotti. “A radiação seria tão forte que o gás seria composto apenas por átomos e íons isolados.”

O pesquisador explica, entretanto, que a maioria dos estudos teóricos anteriores se concentrava em calcular as temperaturas, as velocidades e as densidades do gás da cauda a uma distância relativamente próxima do planeta. Um modelo físico criado pelo astrofísico francês Vincent Bourrier, do Observatório de Genebra, na Suíça, chamou a atenção de Pinotti por estimar densidades e veloci-

dades em uma região da cauda bem mais afastada do planeta, onde a temperatura do gás seria baixa o suficiente para que átomos e íons pudessem se combinar novamente e formar moléculas. Tomando esse modelo como base, Heloisa e Pinotti simularam 566 reações químicas diferentes envolvendo 56 moléculas e íons que poderiam acontecer na cauda de Osíris.

Apresentados em fevereiro na revista *Planetary and Space Science*, os resultados dessa análise indicam que, caso uma fração do hidrogênio molecular da atmosfera de Osíris sobreviva aos efeitos da radiação, moléculas de água poderiam se formar na cauda do planeta. Segundo os cálculos da dupla, telescópios espaciais podem comprovar essa hipótese caso busquem na cauda de Osíris sinais de íons OH^+ , as moléculas mais abundantes ali, de acordo com as simulações.

Por enquanto, as observações feitas por meio dos telescópios espaciais só confirmaram a existência de hidrogênio, carbono e oxigênio na forma de átomos e íons isolados na cauda de Osíris. Mas evidências observacionais ainda controversas sugerem que a cauda do planeta

Semeadores do espaço: concepção artística dos planetas Osíris (à esq.) e Gliese 436b, que estão perdendo a atmosfera

pode arrastar consigo um pouco da poeira de Osíris, o que poderia proteger uma proporção das moléculas de hidrogênio dos efeitos da radiação.

“No caso de Osíris, as moléculas de água se desfazem logo depois de formadas, dissipando-se no meio interplanetário como íons”, explica Pinotti. Existem outros planetas com caudas, porém, atingidos por doses mais suaves de radiação ultravioleta do que Osíris. Um deles é Gliese 436b, um planeta gasoso menor, semelhante a Netuno, orbitando uma estrela anã vermelha, a 30 anos-luz da Terra, cuja cauda foi descoberta ano passado. “É pura especulação no momento”, diz o pesquisador, “mas vejo a possibilidade de que moléculas de água, ou até mesmo moléculas orgânicas simples, sobrevivam e façam uma pequena viagem interplanetária pela cauda, acabando na atmosfera de um planeta mais exterior, na zona habitável da estrela”. ■

Artigo científico

PINOTTI, R. e BOECHAT-ROBERTY, H. M. Molecular formation along the atmospheric mass loss of HD 209458b and similar Hot Jupiters. *Planetary and Space Science*. v. 121, p. 83-93. 2016.



The most common habitable planets – atmospheric characterization of the subgroup of fast rotators

R. Pinotti^{1,2}★

¹*Observatório do Valongo, Universidade Federal do Rio de Janeiro – UFRJ, Ladeira Pedro Antônio 43, 20080-090 Rio de Janeiro, RJ, Brazil*

²*Petrobras, Av. República do Chile, 65 21st floor, AB-RE/TR/PR, 20031-912 Rio de Janeiro, RJ, Brazil*

Accepted 2012 December 16. Received 2012 December 13; in original form 2012 June 25

ABSTRACT

The current search for habitable planets has focused on Earth-like conditions of mass, volatile content and orbit. However, rocky planets following eccentric orbits, and drier than the Earth, may be a more common phenomenon in the Universe. For the subgroup of fast rotators, it is suggested that their atmospheric thermal capacitance, subject to the radiative forcing of their parent stars, may provide researchers in the near future with a simple method for the determination of a robust lower limit of atmospheric thickness. This technique, together with the spectroscopic analysis of resolved planets from their stars, both allowed by planned space- and ground-based observatories with thermal infrared capabilities, would enable us with a better understanding of the habitability of this class of planets. The technique works better for shorter orbital periods, but since the tidal-lock radius of M dwarfs encompasses their Habitable Zone (HZ), the optimum targets would be planets around K dwarf stars. The atmospheric thermal capacitance could also expand the range of HZs for shorter orbits, particularly for planets around M dwarf stars, since the higher frequency of the periodic radiative forcing dampens the surface temperature variation considerably.

Key words: astrobiology – methods: analytical – planets and satellites: atmospheres – planet–star interactions – infrared: planetary systems.

1 INTRODUCTION

The search for life elsewhere in the cosmos has been one of the most fascinating pursuits of science, and so far a fruitless one, despite decades of research in many areas, from the study of radio signals that might reveal the existence of intelligent life (Davies 2010; Tarter et al. 2010) to the analysis of meteorites from Mars that might reveal fossilized microorganisms (McKay et al. 1996; Scott, Yamaguchi & Krot 1997).

As for the existence of habitable worlds around other stars, the discovery of hundreds of planets orbiting solar-like stars since 1995 has provided the field of astrobiology with a wealth of information, including the probability of a star harbouring a planet, something that was a mere speculation when Drake created his famous formula (Glade, Ballet & Bastien 2012) for the number of advanced civilizations in the Galaxy, half a century ago. Most of the planets discovered so far, mainly by the Doppler-shift and the transit methods (Schneider et al. 2011; Wright et al. 2011; Schneider 2012), are giant planets, but an increasing number have masses of the same order of magnitude of the Earth's, and even smaller. Some of them orbit their stars within the so-called Habitable Zone (HZ; Vogt et al.

2010; Pepe et al. 2011; Wordsworth et al. 2011), where water could be found in the liquid state. The possibility that these planets may harbour life could, in the near future, be strengthened or weakened, with the construction and deployment of space- and ground-based observatories that will be able to analyse their atmospheric composition, looking for key molecules.

Exoplanets in general are expected to have, on average, more eccentric orbits than the planets around our Solar system (Mandell, Raymond & Sigurdsson 2007; Kita, Rasio & Takeda 2010; Spiegel 2010; Spiegel et al. 2010). The variable stellar radiative flux will affect their atmosphere temperatures, and by observing the evolution of their brightness temperature it would be possible to learn about the atmospheric thickness and, perhaps, about life. Moreover, rocky planets around M dwarfs, which are by far the most numerous class of stars in our Galaxy, are expected to be deficient in volatiles (Lissauer 2007). As for rocky planets around main-sequence stars in general, it is possible that low-metallicity protoplanetary discs produce planets closer to their stars than do the ones with higher metallicity (Pinotti et al. 2005), and closer planets would have more difficulty in accreting volatiles. Therefore, it is reasonable to suppose that rocky planets drier than the Earth, following eccentric orbits, are the majority concerning habitable worlds.

The dynamics of the brightness temperature of this class of rocky planets, considering the subgroup of fast rotators, will be explored in

*E-mail: rpinotti@astro.ufrj.br

detail in the following sections, and results on atmospheric thickness and enhanced HZs around low-mass stars will be discussed. The development of the model in the next section considers that the amount of liquid water present at the surface of these planets is not enough to affect the thermal inertia budget considerably. This constraint would not a priori rule out this class of planets from the classification of habitable planets.

In Section 2, a model for the dynamics of the brightness temperature of a planet, subjected to the conditions discussed above, is developed. Section 3 shows computer simulation results, using the model, for three putative planets (PPs), each orbiting a main-sequence star near the Sun, and highlights the prospects and constraints of the brightness temperature dynamics as a method for the estimation of atmospheric thickness. In Section 4, the results are discussed, and a linearization of the main equation is developed in order to illustrate the importance of the orbital period on the brightness temperature oscillation.

2 MODELLING THE DYNAMICS OF THE BRIGHTNESS TEMPERATURE FOR AN ECCENTRIC AND DRY ROCKY PLANET

The equilibrium temperature of a planet is a result of the radiative energy balance between the energy absorbed from the star and the energy emitted by the planet. This balance is mathematically translated, for a rapidly rotating planet (De Pater & Lissauer 2001), into equation (1):

$$F_{\text{star}} \pi R_p^2 (1 - A) = \varepsilon 4\pi \sigma R_p^2 T_p^4, \quad (1)$$

where F_{star} is the flux from the star integrated over the entire electromagnetic spectrum, A is the planet's bond albedo, R_p and T_p are the planetary radius and equilibrium temperature, respectively, and ε is the emissivity, which is close to 0.9 at the infrared (IR). Here, with the objective of simplification, we consider that the planet is far enough from the star, and inside the HZ, so that no tidal-lock phenomena have to be taken into account, and, finally, that the planet rotates fast enough and has an atmosphere thick enough so that the temperature on the night side does not drop significantly. More specifically, the radiation time-scale must be greater than the rotation period. As a consequence, the (thermal) radiation leaving the planet can be considered over the entire surface $4\pi R_p^2$.

Equation (1) gives a straightforward and robust result for T_p , independently of planet radius, as a consequence of the match between the energy absorbed from sunlight and the energy radiated; exceptions in our own Solar system are Jupiter, Saturn and Neptune, due to the presence of an internal heat source, because their interiors are cooling or becoming more centrally condensed (De Pater & Lissauer 2001). As for terrestrial planets, especially the Earth, equation (1) holds because the low orbital eccentricity guarantees a small variation of F_{star} as the planets follow the path dictated by the Keplerian laws, and because the atmosphere has a high thermal capacitance.

However, what about a hypothetical rocky planet with a more eccentric orbit? If F_{star} oscillates substantially over the planetary orbit and the thermal capacitance of the atmosphere of the planet is not high enough, the radiative equilibrium will probably not hold, especially in the region near periastron, where the value of dF_{star}/dt is highest.

A second look at equation (1), considering now that thermal equilibrium is not achieved, gives

$$F_{\text{star}} \pi R_p^2 (1 - A) - \varepsilon 4\pi \sigma R_p^2 T_B^4 = C \frac{dT_B}{dt}. \quad (2)$$

Since equation (2) involves a time derivative of T , the term equilibrium is no longer quite accurate; therefore, in order to make it clear, I changed the subscript of T from P to B, meaning that from now on the temperature considered is the brightness temperature; $C dT_B/dt$ is the accumulation term and C is the thermal capacitance of the atmosphere. Considering an oscillatory nature of F_{star} , now a periodic *forcing*, and a negligible value of C , that is, no significant atmospheric thermal capacitance, T_B will oscillate *in phase* with F_{star} according to equation (1). In other words, rocky planets with very thin or no atmosphere would achieve immediate thermal equilibrium, and T_B would evolve in lockstep with the evolution of F_{star} .

On the other hand, equation (2) shows that for a high enough value of C , dT_B/dt is negligible, that is, the *damping* caused by the large value of C prevents the surface temperature from drifting noticeably away from its average value.

A planet under the influence of a significant variation of F_{star} over its orbit, and with a not too high radiative atmospheric capacitance, would exhibit both damping and phase lag of T_B (Spiegel, Menou & Scharf 2008) relative to the situation with $C = 0 \text{ J K}^{-1}$ (no atmosphere). If we could track the planet's brightness temperature along its orbit, the resulting profile could be compared to the theoretical $C = 0 \text{ J K}^{-1}$ profile, thus providing us with valuable information on C and A .

The capacitance C can be modelled as

$$C = n c_p,$$

where n is the total mole number of the gas in the region of the atmosphere where heat transfer is mainly radiative, and c_p is the mole heat capacity of the gas.

An estimate of n can be made through equation (3):

$$n = 4\pi R_p^2 h \rho, \quad (3)$$

where ρ is the mean mole density and h is the thickness of the atmosphere, both for the region where radiative heat transfer is dominant. From equations (2) and (3), the following equation is derived:

$$F_{\text{star}} \frac{(1 - A)}{4} - \varepsilon \sigma T_B^4 = c_p h \rho \frac{dT_B}{dt}.$$

Since the term $h\rho$ is a measure of the number of absorbers/emitters per area, or a column density, it is more appropriately defined as

$$h\rho = \chi.$$

Then, we arrive at equation (4):

$$F_{\text{star}} \frac{(1 - A)}{4} - \varepsilon \sigma T_B^4 = \chi c_p \frac{dT_B}{dt}. \quad (4)$$

It is important to notice that equation (4) is independent of R , so it could be used along the mass range from sub-Earth to super-Earth. One should keep in mind that, since the deposition depth varies from planet to planet, equation (4) would account for a lower limit of atmospheric thickness.

Equation (4) depends on both χ and A . So, for a sufficient number of observations of the planet's brightness temperature along its orbit, we can evaluate these two important parameters. The dynamical model depicted in equation (4) can also take into account the more realistic possibility that $A = A(T_B)$, as would be expected for planets with volatiles which produce cloud cover and/or planets with biological activity which depends strongly on the temperature. However, in this work A will be considered constant.

Here again we remember that, for equation (4) to be of use, the radiative forcing should be relevant, that is, the orbital eccentricity should be significant, so that variations in brightness temperature are not negligible.

It is important to stress that the atmospheric models used for simulations of thermal phase curves of tidally locked rocky planets on circular orbits (Selsis, Wordsworth & Forget 2011; Maurin et al. 2012) are not, in principle, applicable to the scenario of long and eccentric orbits, since the planets would not be tidally locked (and the rotation would consequently dilute the night–day contrast in thermal emission), and the stellar radiative forcing would have a magnitude that renders any spatial inhomogeneities in the atmosphere negligible, when compared with the response of the whole planet’s brightness temperature (the planet considered as a point source).

As for the contribution of the solid surface of the planet to the thermal balance, the low thermal inertia of the various possible materials (Putzig & Mellon 2007) does not measure up with the thermal capacity of a substantial atmosphere. In the case of Mars, for example, there is around 174 kg of atmospheric CO₂ for each surface m², which means a potential column heat capacitance¹ of $1.27 \times 10^5 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2}$. This guarantees that a near instantaneous thermal equilibrium of the soil is achieved with stellar radiation (Spencer 1990), leaving the thermal dynamics of the solid surface decoupled from the atmospheric one.

Since the thermal capacitance of the atmosphere becomes more evident when dF_{star}/dt is greater, we should look for its effects near periastron. In the next section, some results from computer simulations are shown in order to illustrate the potentials and limitations of the technique.

3 SIMULATING THE SCENARIO

In order to solve equation (4) for a number of cases, I developed a program for the calculation of the periodic radiative forcing, that is, a function that calculates F_{star} as the planet follows its Keplerian orbit. The program allows the choice of the star’s effective temperature, radius and mass, plus the semi-major axis and eccentricity of the planet’s orbit.

Then, the program was coupled to the solver DASSL (Differential-Algebraic System Solver in C) adapted for use in MATLAB (Secchi 2010). The solver integrates equation (4) for given values of bond albedo, emissivity (considered constant and equal to 0.9) and column density (χ).

In this study, the heat capacity c_p is considered to be constant ($c_p = 32 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$) and independent of the chemical composition of the atmosphere. This is a reasonable assumption, if one considers the range of temperatures in or near the HZ ($\sim 300 \text{ K}$) and the susceptibility of heat capacity with temperature for gases relevant to rocky planets’ atmospheres (see Table 1).

Since F_{star} is particular to a given star and orbit, I selected three nearby stars, each a representative of G, K and M dwarf stars, for a set of simulations with habitable worlds. These PPs will have a range of values for eccentricity and χ .

3.1 Case study: PP01 orbiting Tau Ceti

Table 2 lists the properties of the stars used in the case studies. Tau Ceti is close to the Sun, less massive but still massive enough so

Table 1. Heat capacities of organic and inorganic compounds in the ideal gas state (temperature is expressed in Kelvin; c_p is expressed in $\text{J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

Name	T	c_p	T	c_p	T	c_p
CH ₄	50	33.3	300	35.8	1500	88.9
O ₂	50	29.1	300	29.4	1500	36.5
N ₂	50	29.1	300	29.1	1500	34.8
NH ₃	100	33.4	300	35.6	1500	66.5
H ₂ O	100	33.4	300	33.6	2273.15	52.8
CO ₂	50	29.4	300	37.3	5000	63.4
H ₂ S	100	33.3	300	34.2	1500	51.4

Source: Perry (1997).

Table 2. Properties of Tau Ceti, Gliese 687 and HD 219134.

Property	Tau Ceti	Gliese 687	HD 219134
Mass ($M_{\odot}$)	0.783	0.401	0.850
Radius ($R_{\odot}$)	0.793	0.492	0.684
Temperature (K)	5,344	3,095	5,100
Distance (light-year)	11.91	14.77	21.19

References. Teixeira et al. (2009), Santos et al. (2004), Berger et al. (2006) and Porto de Mello et al. (2006).

that the HZ will not be too close to the star, avoiding the possibility of tidal lock, according to Kasting, Whitmire & Reynolds (1993) who calculated the tidal-lock radius for Earth-sized planets in a 4.5 Gyr system with $Q = 100$ and initial rotation period of 13 h; the distance of the HZ also prevents a dangerous proximity to a potentially active stellar surface. However, as an old star, Tau Ceti offers little risk as chromospheric activity goes. Moreover, Tau Ceti seems to be rotating nearly face-on relative to the Solar system (Gray & Baliunas 1994), which would ease the determination and tracking of the orbit of our PP01. The very low metallicity of Tau Ceti of -0.50 (Flynn & Morell 1997; Porto de Mello, del Peloso & Ghezzi 2006) indicates a lower possibility of it harbouring large planets (Gonzalez 1998; Fisher & Valenti 2005). On the other hand, the extensive debris disc discovered (Greaves et al. 2004) indicates that it had the necessary material for rocky planet formation, and the lower metallicity may indicate that PP01 was formed closer to the star than was the case for our Solar system (Pinotti et al. 2005). Recent research on exoplanet candidates discovered by the *Kepler* mission (Buchhave et al. 2012) also indicate that terrestrial planets do not require an enhanced metallicity environment in order to be formed.

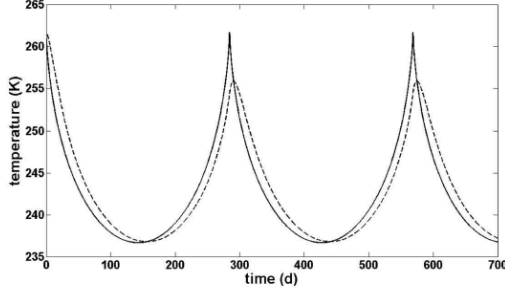
The semi-major axis of the orbit was chosen to be 0.78 au, which lies inside the HZ for this G8V star (Kasting et al. 1993). This distance from the star translates to a maximum 0.21 arcsec separation from Tau Ceti, as observed from the Earth. The planet’s bond albedo was chosen to be 0.25, an intermediate value between the Earth’s and Mars’.

Table 3 shows the simulation results for five different values of eccentricity and three values of χ . The unit of χ is mol m^{-2} . In order to transform it to number column density (cm^{-2}) multiply by 6.02×10^{19} . The attenuation values are the differences of T_B , between a planet with $\chi = 0$ at periastron and the maximum value of T_B for a planet with the corresponding values of χ . The phase lag is the difference in time of the corresponding values of T_B . The second column in Table 3 gives also the value of T_B at periastron with $\chi = 0$. Fig. 1 illustrates the effect for $\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$ and eccentricity = 0.100. Here it is noteworthy to stress that, although

¹ $(174 \text{ kg CO}_2 \text{ m}^{-2}) \times (32 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}) \times (22.73 \text{ mol kg}^{-1})$.

Table 3. Results of simulations for PP01 around Tau Ceti.

Eccentricity	T_B at	$\chi = 10^4 \text{ mol m}^{-2}$		$\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$		$\chi = 10^6 \text{ mol m}^{-2}$	
	periastron with $\chi = 0$	Phase lag (h)	Attenuation (K)	Phase lag (h)	Attenuation (K)	Phase lag (h)	Attenuation (K)
0.050	254.66	15.48	0.64	152.25	2.80	892.95	7.82
0.075	258.08	14.93	0.97	148.60	4.27	888.90	11.89
0.100	261.64	14.38	1.31	144.90	5.79	873.35	15.98
0.200	277.50	12.23	2.80	129.67	12.42	811.58	33.21
0.300	296.67	10.18	4.52	113.73	20.18	774.70	53.27

**Figure 1.** Results from the simulation of PP01 around Tau Ceti with $e = 0.100$. The continuous line refers to $\chi = 0$ and the dashed line refers to $\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$. Note that the higher value for the dashed line at time = 0 is the initial guess required for the integrator DASSL.

the values of T_B in the simulation are always below the freezing point of water, they correspond to the radiation emission of the atmosphere to outer space; the temperature at the surface of the planet is expected to be higher due to the greenhouse effect, and its value depends on the atmospheric composition.

The data displayed in Table 3 reveal the potential of the method for χ of the order of 10^5 mol m^{-2} , which is where the Earth is located, with $\chi = 3.4 \times 10^5 \text{ mol m}^{-2}$, considering the total atmosphere, and roughly half that value for the fraction where heat transfer is predominantly radiative (De Pater & Lissauer 2001). The attenuation of T_B at periastron ($\Delta T_B > 1$ per cent T_B) and the phase lag would be easily noticed by future observatories with thermal IR capabilities that could resolve the planet from the star.

For values of the order of 10^4 mol m^{-2} , the attenuation becomes perhaps too small for detection and tracking, although for high values of orbital eccentricity (> 0.200) the values improve. As an example of the limitation for thin atmospheres, a simulation for the case of Mars, which has a high orbital eccentricity of nearly 0.1, gives a value of attenuation below 0.5 K. Another factor that contributes for this low value is the high value of the orbital period for Mars.

On the other extreme, values of χ of the order of 10^6 mol m^{-2} are almost certainly an unrealistic physical situation, since the phase lag becomes too great ($\sim 10^6$ s), one order of magnitude higher than the assumed radiative time-scale for the radiative region of an extrasolar planet's atmosphere, as will be shown in the Discussion and Conclusions section. Still, there is a wide range of χ which would be useful for future researchers of rocky planets, habitable or not.

As for the effect of the selected range of eccentricities on habitability, it is possible that values of 0.3 or even higher do not rule out the possibility of life (Williams & Pollard 2002).

3.2 Case study: PP02 orbiting Gliese 687

Rocky planets with sub-Earth mass are expected to be present in extrasolar planetary systems, especially around the more numerous M dwarfs (Lépine & Gaidos 2011), in greater quantity than Earth-sized planets (Montgomery & Laughlin 2009; Cassan et al. 2012). The fact that the M dwarf star KOI-961 has recently been found to harbour three planets smaller than the Earth (Muirhead et al. 2012) lends credence to this scenario. On the other hand, results from observational research (Bonfils et al. 2011; Delfosse et al. 2012) indicate that M dwarfs are also abundant with super-Earth planets. So, a case study with an M dwarf is likely to represent many, if not most, of the habitable planets.

In order to study the effectiveness of the method for the most common main-sequence class of stars, I have chosen the nearby Gliese 687 as a representative of the M dwarf population of the solar neighbourhood (see Table 2). At a distance of 14.77 light-years, it is close enough for searches using future observatories with direct imaging capabilities. Its high metallicity (Berger et al. 2006) of +0.11 indicates a good chance that rocky planets have formed around the star during the protoplanetary disc lifetime. Our PP orbiting Gliese 687 has the same bond albedo as the former simulation (0.25) and its semi-major axis is 0.17 au, which puts it inside the HZ (Kasting et al. 1993). Although any old planet (older than ~ 1 Gyr) in the HZ of an M dwarf is potentially subject to tidal lock, Gliese 687 is massive enough so that the tidal-lock radius is very close to 0.17 au, and I assume that our PP02 is not tidal locked, and that the equations developed in this paper are still valid.

Table 4 shows the results for five values of eccentricity, and two values of χ . The values of eccentricity are consistent with results of simulations of terrestrial planet formation around M dwarfs (Ogihara & Ida 2009). The data show clearly that the attenuation values for $\chi = 10^4$ and 10^5 mol m^{-2} are considerably higher than the corresponding values for PP01 around Tau Ceti. The reason for this result is that the orbital period for PP02 is much shorter than that for PP01, that is, the frequency of the

Table 4. Results of simulations for PP02 around Gliese 687.

Eccentricity	T_B at	$\chi = 10^4 \text{ mol m}^{-2}$		$\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$	
	periastron with $\chi = 0$	Phase lag (h)	Attenuation (K)	Phase lag (h)	Attenuation (K)
0.050	248.84	16.42	2.30	112.85	7.19
0.075	252.18	15.98	3.50	111.48	10.91
0.100	255.66	15.55	4.75	110.07	14.71
0.200	271.16	13.77	10.17	103.97	30.74
0.300	289.86	11.95	16.49	97.15	49.36

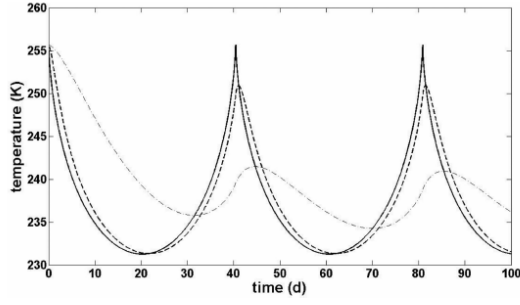


Figure 2. Results from the simulation of PP02 around Gliese 687 with $e = 0.100$. The continuous line refers to $\chi = 0 \text{ mol m}^{-2}$, the dashed line refers to $\chi = 10^4 \text{ mol m}^{-2}$ and the dot-dashed line refers to $\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$. Note that the higher values for the dashed and dot-dashed lines at time = 0 are the initial guess required for the integrator DASSLC.

periodic radiative forcing has increased, increasing therefore the damping effect of the atmospheric heat capacitance. Fig. 2 illustrates the increased damping effect for PP02, for eccentricity = 0.100.

The shorter orbital period for planets in the HZ of stars less luminous than Tau Ceti (K dwarfs and the most massive M dwarfs) means that the method could also be used to study planets with thin atmospheres. For less massive M dwarfs, a correction factor should be used, in order to compensate for the tidal-lock effect and the corresponding thermal phase variation that would become evident. It is also worth noting that for $\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$ and eccentricity higher than 0.2, the values of attenuation of T_B at periastron become substantial ($\Delta T_B > 10 \text{ per cent } T_B$).

3.3 Case study: PP03 orbiting HD 219134

HD 219134 is a K3V dwarf both metal rich and near the Sun (Heiter & Luck 2003). Its high metallicity of +0.10 enhances the possibility of the presence of one or more planets, and the proximity of the star (6.5 pc) makes their detection easier. This star is also chromospherically inactive, which is another factor in favour of the habitability of its PPs. As a consequence of these characteristics, HD 219134 has been regarded as a priority target for future space-based searches for habitable planets (Porto de Mello et al. 2006), along with Tau Ceti, among the stellar population within 10 pc of the Sun.

The mass, surface temperature and radius of HD 219134 (see Table 2) indicate that the selected location of PP03, at a semi-major axis of 0.62 au, places it inside the HZ, and comfortably away from the distance where the tidal-lock effect becomes significant (Kasting et al. 1993). The fact that the mass of this K dwarf is slightly higher than that of the G dwarf Tau Ceti should not come as a surprise, since the metallicity difference between these stars is considerable.

Table 5 and Fig. 3 show the simulation results for the pair HD 219134/PP03. As expected, they are intermediate between the pair Tau Ceti/PP01 and the pair Gliese 687/PP02, although much closer to the former one. In the next section, it will be shown quantitatively how the orbital period, much shorter in the case of Gliese 687, affects the damping effect.

Table 5. Results of simulations for PP03 around HD 219134.

Eccentricity	T_B at periastron with $\chi = 0$	$\chi = 10^4 \text{ mol m}^{-2}$		$\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$	
		Phase lag (h)	Attenuation (K)	Phase lag (h)	Attenuation (K)
0.050	253.17	15.77	0.83	152.88	3.54
0.075	256.56	15.22	1.26	149.78	5.40
0.100	260.11	14.68	1.70	146.63	7.32
0.200	275.86	12.55	3.62	133.38	15.72
0.300	294.88	10.48	5.82	119.10	25.55

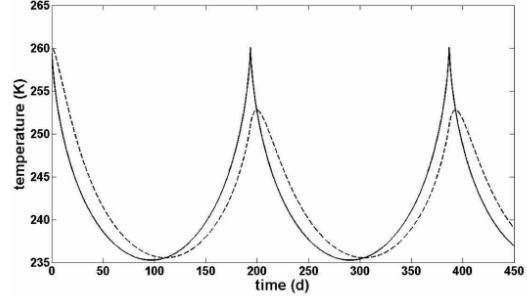


Figure 3. Results from the simulation of PP03 around HD 219134 with $e = 0.100$. The continuous line refers to $\chi = 0$ and the dashed line refers to $\chi = 10^5 \text{ mol m}^{-2}$. Note that the higher value for the dashed line at time = 0 is the initial guess required for the integrator DASSLC.

4 DISCUSSION AND CONCLUSIONS

So far, all the planets detected by direct imaging belong to the class of gas giants (Neuhäuser & Schmidt 2012; Schneider 2012). Most of them orbit their host stars at a considerable distance and/or orbit young stars, so that the planets' luminosities are higher due to the energy release from the gravitational potential of their material, still contracting. However, gas giants are not the focus of the technique presented in this paper. Rocky planets like the Earth are 10^9 – 10^{10} dimmer, in the visible, than their host stars; even in the thermal IR, where the contrast is lower, the luminosity ratio is still of the order of 10^7 . This barrier is expected to be broken with the advent of the space telescope *JWST* (Charbonneau & Deming 2007; Catanzarite & Shao 2011), with thermal IR capability, due for launch in 2018, and the ground-based E-ELT (Pantin, Salmon & Charnoz 2010; ESO 2011) capable of achieving a contrast of $1:10^9$ at 0.1 arcsec, could observe super-Earth planets around the closest stars at the thermal IR. Since the method described in this work does not put constraints on the planet's radius, it would apply to hypothetical super-Earths in eccentric orbits that these two observatories might discover, provided that such planets have thin atmospheres ($10^4 < \chi < 10^5 \text{ mol m}^{-2}$). Although super-Earths are expected to have thick atmospheres, scaling with planetary radius (Porto de Mello et al. 2006), there may be exceptions for the ones in the HZ of M dwarfs, as will be pointed out later in this section.

However, the technique described in this work would be of fullest use in planned space observatories such as *TPF-I* (Seager, Ford & Turner 2002) and *Darwin* (Kaltenegger & Fridlund 2005). The *Space Interferometry Mission* (Catanzarite et al. 2006; Unwin et al. 2008; Goullioud et al. 2008) would be an important player also, identifying terrestrial planets in the visible band and determining

the planet mass, albedo, radii and eccentricity. Although the projects for these observatories are currently cancelled, it is reasonable to expect that similar or identical projects will be completed in the near future (with the exception of the *Space Interferometry Mission*, as a result of recommendations from the Decadal Review), since they arguably represent the best concepts available with our current technology.

By using the equation of energy balance (2), researchers of habitable planets usually do not take into account the atmospheric heating contribution (Kane & Gelino 2011, 2012), that is, the time derivative of surface temperature is considered zero. When they do take into account the thermal capacity, coupled to stellar flux forcing, the focus is the investigation of habitability conditions (Spiegel, Menou & Scharf 2008; Dressing et al. 2010), and not the study of the column density of the atmosphere as a whole. Atmospheric thermal capacity is also taken into account in models that predict thermal phase variations for close-in gas giant planets (Cowan & Agol 2011), but in this case no useful information on the column density of their atmospheres is possible, since the atmosphere layer responsible for radiation emission is negligible next to the bulk of the atmosphere of the gas giants.

One possible drawback of this technique is related to the (desired) possibility that the surface of the planet contains an appreciable quantity of volatiles such as water. Its presence would alter the planetary albedo periodically through the intensification of cloud cover and/or ice formation, and, for a really large surface fraction covered by water, the energy balance equation (4) should include values for sensible and latent heat. However, these factors can be included in the model also, and reflection spectrum data (Kitzmann et al. 2011) plus atmospheric composition obtained by spectroscopy should give enough information for the necessary adjustments. For Earth-like planets, which in the future may well prove to be a subset of the class of habitable planets, more sophisticated modelling would be required (Cowan, Voigt & Abbot 2012).

The technique would be more effective for higher values of eccentricity and, mainly, for lower values of semi-major axis. In order to appreciate mathematically the influence of these two variables, let us take equation (4), which is highly non-linear due to the terms F_{star} and T_B^4 , and calculate a linear approximation for the case of a near-circular orbit.

Using Taylor series on the term $\sigma \varepsilon T_B^4$:

$$\sigma \varepsilon T_p^4 \cong \sigma \varepsilon [T_B(a)]^4 + 4\sigma \varepsilon [T_B(a)]^3 [T_B - T_B(a)], \quad (5)$$

where $T_B(a)$ is the steady-state value of the temperature at a circular orbit with radii a .

The term F_{star} could be represented by a sinusoidal forcing:

$$F_{\text{star}} \cong F(a) + F(a) \left[\frac{1}{(1-e)^2} - 1 \right] \sin(\omega t), \quad (6)$$

where $F(a)$ is the incident flux at distance a , e is the eccentricity and ω is the orbital frequency, which, according to Kepler's Third Law, can be written as

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{(m_* G)^{0.5}}{a^{1.5}},$$

where T is the orbital period and m_* is the stellar mass.

Substituting equations (5) and (6) in equation (4), and noting that for a steady-state circular orbit $\sigma \varepsilon [T_B(a)]^4 = F(a)(1-A)/4$, the final result can be written as

$$\bar{F} - 4\sigma \varepsilon [T_B(a)]^3 \bar{T}_B = \chi c_p \frac{d\bar{T}_B}{dt}, \quad (7)$$

where $\bar{F}$ and $\bar{T}_B$ are deviation variables calculated around the steady-state circular orbit, and given by

$$\bar{T}_B = T_B - T_B(a),$$

$$\bar{F} \cong \frac{(1-A)}{4} F(a) \left[\frac{1}{(1-e)^2} - 1 \right] \sin(\omega t).$$

The linear and first-order system represented by equation (7) has a time constant given by

$$\tau = \chi c_p [4\sigma \varepsilon (T_B(a))^3]^{-1}.$$

For $T_B(a) \cong 260$ K and $\chi = 10^5$ mol m⁻², the result is $\tau \cong 8.9 \times 10^5$ s. The system can be solved analytically (Seborg, Edgard & Mellichamp 1989; Skogestad & Postlethwaite 2005); for a sinusoidal forcing $\bar{F} = \Psi \sin(\omega t)$, the response is also sinusoidal:

$$\bar{T}_p = K(\omega^2 \tau^2 + 1)^{-0.5} \sin(\omega t + \phi), \quad (8)$$

where K is the system gain, in this case $K = [4\sigma \varepsilon (T_B(a))^3]^{-1}$, and ϕ is the phase lag, $\phi = -\tan^{-1}(\omega \tau)$. Equation (8) shows that the amplitude of $\bar{T}_B$ is a function of ω . More importantly, the amplitude ratio between $\bar{T}_B$ and $\bar{F}$ is

$$\text{AR} = \frac{K}{\sqrt{\omega^2 \tau^2 + 1}}.$$

The damping ratio (DR), that is, the ratio between this AR and the AR for the case of no atmosphere ($\tau = 0$) is then

$$\text{DR} = \frac{1}{\sqrt{\omega^2 \tau^2 + 1}}. \quad (9)$$

Equation (9) shows not only that for increasing values of n the DR gets lower, but also that for $\omega \gg 1/\tau$

$$\text{DR} \cong \frac{1}{\tau} \omega^{-1} \cong \frac{1}{\tau (Gm^*)^{0.5} a^{1.5}}. \quad (10)$$

Equations (9) and (10) show why the semi-major axis of the orbit is so influential on the DR. Fig. 4 illustrates the impact of ω on the value of DR for the case of $\tau = 8.9 \times 10^5$ s. For the case of the pair Gliese 687/PP02, $\omega = 1.801 \times 10^{-6}$ rad s⁻¹, which, compared to the value of $1/\tau = 1.124 \times 10^{-6}$, explains the large DR found in the simulation.

The linear approximation informs us that the eccentricity is important for the amplitude of the forcing (Ψ), so that, for a given DR, higher eccentricities correspond to higher values of Ψ , which would ease the detection of the damping effect. High values of eccentricities are in principle a problem for habitability due to the intense surface temperature variation, but climate models (Williams & Pollard 2002) suggest that such planets could still be habitable, for the main factor for long-term climate stability would be the average stellar flux received over an entire orbit. The effect of a high

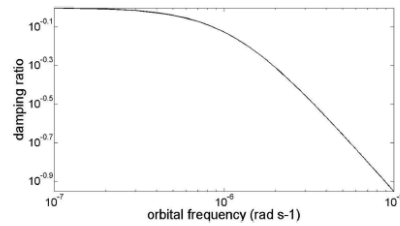


Figure 4. $\log(\omega) \times \log(\text{DR})$ for $\tau = 8.9 \times 10^5$ s.

Table 6. DR for selected planet/star pairs, ranging from spectral type G to M, for the linear approximation of equation (7). The time constant $\tau \cong 8.9 \times 10^5$ s was used in the calculations.

Star/Planet	Semi-major axis (au)	ω (10^{-6} rad s $^{-1}$)	Period (d)	DR
Sun/Earth	1.00	0.199	365	0.985
Tau Ceti/PP01	0.78	0.256	284	0.975
HD 219134/PP03	0.62	0.377	193	0.948
Gliese 687/PP02	0.17	1.801	40	0.529

obliquity could compensate for high eccentricity (Dressing et al. 2010), keeping the planet habitable out to greater distances. Also, in regions of the planet where there are large bodies of water, the extra thermal stability would enhance the prospects for habitability.

Very low values of semi-major axis give rise to potential tidal-lock effects and vulnerability to stellar flares, more common on M dwarfs. So, it is unavoidable to foresee that some of the best data from the technique would come from planets where life is absent, or at least under a considerable pressure from its environment.

In the case of M dwarf stars, it is possible that the quantity of volatiles available at the surface of planets inside or near the HZ is not enough to alter the bond albedo (Lissauer 2007) along their eccentric orbits, and the method depicted in this work could be used to assess this possibility also. Moreover, atmospheric erosion by strong winds from M dwarfs may impose an upper constraint on planetary atmospheric thickness and affect their habitability (Lammer et al. 2007). On the other hand, these factors raise the possibility that super-Earths around M dwarfs could have atmospheres equivalent or even thinner than the Earth's ($\chi \leq 10^5$ mol m $^{-2}$), extending the mass range of the method. Moreover, for more massive M dwarf stars younger than ~ 1 Gyr, the tidal-lock effect may be sufficiently small so that the constraint of fast rotation is no longer valid. Still, M dwarfs are likely to continue as important target stars for research on habitable planets (Tarter et al. 2007).

For G dwarf stars the distance of the HZ region is considerably higher than that of M dwarf stars, eliminating the problems of tidal lock and vulnerability to flares. However, the high values of semi-major axis could impose a detection constraint on the method (see Table 6), with DRs higher than 0.95, although for high eccentricities, and consequently for the non-linear case of equation (4), the DRs increase substantially. On the other hand, M dwarfs present very low periods for planets in the HZ, and consequently the DR becomes very attractive for the method, reaching values of around 0.5.

All these considerations lead us to conclude that, in terms of habitable worlds, the optimum target for the method would be K dwarf stars, which are very common and much longer lived than G dwarfs. For example, the value of DR for a planet with $\tau = 8.9 \times 10^5$ s orbiting a $0.6 M_{\odot}$ K dwarf at 0.5 au at low eccentricity would be 0.932, and even lower for more eccentric orbits, where the linear approximation is no longer valid.

Another potential increase in the complexity of the brightness temperature is the possibility that life is present in a planet with an eccentric orbit and that its surface would exhibit albedo variation due to the evolution of biological activity coupled with the stellar radiative flux oscillation; the dynamics of the total IR flux from the planet would also exhibit a different behaviour from that of a merely habitable planet; we can imagine that vegetation, for example, would try to attenuate the temperature variation induced from the large amplitude of stellar radiative flux, by albedo compensation

(Watson & Lovelock 1983). In this case, spectroscopy would also be of great help in order to understand and model the phenomenon.

The fact that the attenuation of T_B is more pronounced for shorter values of orbital period could in fact expand the range of the HZ. The simulation for Gliese 687 shows that, for example, the amplitude of T_B for a planet at 0.17 au and eccentricity = 0.100 drops from 24.4 to 6.7 K for $\chi = 0$ and 10^5 mol m $^{-2}$, respectively. The prospects for habitability of a planet are greatly enhanced for steadier values of T_B , for many reasons. One is the potential for a runaway greenhouse effect caused by volatiles like water, which could render the surface of the planet uninhabitable when T_B is too high. On the other hand, when T_B becomes too low the ice-albedo positive feedback could render the surface gelid.

Although the effect of T_B amplitude damping due to increasing values of ω has been mentioned in previous studies (Spiegel et al. 2010), this work shows how it can be used as a systematic method for atmosphere research. The damping can expand the HZ in two ways: first, the thermal capacitance could make habitable a previously considered uninhabitable planet that departs from the standard HZ for some time due to its eccentric orbit; and, secondly, it allows habitability for a planet with an eccentric orbit which stays within the HZ, but has previously been considered uninhabitable because of the presumed high variation of T_B .

The fraction of the atmosphere that accounts for χ was not subject to analysis in this work, and theorists of exoplanet atmospheres would be able to set constraints with the help of models. For high values of eccentricity, for example, it is reasonable to suppose that the convective and radiative layers of the atmosphere could be periodically altered, even disrupted, perhaps increasing the radiative layers and therefore expanding the lower limit of atmospheric thickness provided by the technique.

The derivation of atmospheric column densities, from future observations of the dynamics of brightness temperatures of a variety of rocky planets with sub- to super-Earth masses in eccentric orbits, is likely to become an important tool for the estimation of atmosphere extent, which, coupled with spectroscopic analysis, could bring us a clearer picture of atmospheric characteristics. The effect of the thermal capacitance of their atmospheres on the stabilization of T_B should be taken into account in the study of HZs, particularly for M dwarf stars.

ACKNOWLEDGMENTS

I would like to thank G. F. Porto de Mello for important suggestions on astrobology and stellar characteristics, H. M. Boechat-Roberty for discussions and encouragement, D. S. Spiegel for an important review of this paper, A. R. Secchi, E. Almeida Neto and A. D. Quelhas for assistance on DASSLC and MATLAB, and Solange Lins Klein.

REFERENCES

- Berger D. H. et al., 2006, *ApJ*, 644, 475
- Bonfils X. et al., 2011, *A&A*, submitted (arXiv:1111.5019)
- Buchhave L. A. et al., 2012, *Nat*, 486, 375
- Cassan A. et al., 2012, *Nat*, 481, 167
- Catanzarite J., Shao M., 2011, *PASP*, 123, 171
- Catanzarite J., Shao M., Tanner A., Unwin A., Yu J., 2006, *PASP*, 118, 1319
- Charbonneau D., Deming D., 2007, *The Dynamics-Based Approach to Studying Terrestrial Exoplanets* [submitted to the ExoPlanet Task Force (AAAC)], e-print (arXiv:0706.1047)

- Cowan N. B., Agol E., 2011, *ApJ*, 726, 82
- Cowan N. B., Voigt A., Abbot D. S., 2012, *ApJ*, 757, 80
- Davies P., 2010, *The Eerie Silence – Renewing our Search for Alien Intelligence*. Houghton Mifflin Harcourt Publishing Company, New York
- De Pater I., Lissauer J. J., 2001, *Planetary Science*. Cambridge Univ. Press, Cambridge
- Delfosse X. et al., 2012, preprint (arXiv:1202.2467)
- Dressing C. D., Spiegel D. S., Scharf C. A., Menou K., Raymond S. N., 2010, *ApJ*, 721, 1295
- ESO, 2011, The E-ELT Construction Proposal (available at <http://www.eso.org/sci/facilities/celt/>)
- Fisher D. A., Valenti J., 2005, *ApJ*, 622, 1102
- Flynn C., Morell O., 1997, *MNRAS*, 286, 617
- Glade N., Ballet B., Bastien O., 2012, *Int. J. Astrobiol.*, 11, 103
- Gonzalez G., 1998, *BAAS*, 30, 1424
- Goullioud R., Catanzarite J. H., Dekens F. G., Shao M., Marr IV J. C., 2008, in Schöller M., Danchi W. C., Delplanck F., eds, *Proc. SPIE Vol. 7013, Optical and Infrared Interferometry*. SPIE, Bellingham, p. 70134T
- Gray D. F., Baliunas S. F., 1994, *ApJ*, 427, 1042
- Greaves J. S., Wyatt M. C., Holland W. S., Dent W. R. F., 2004, *MNRAS*, 351, L54
- Heiter U., Luck R. E., 2003, *AJ*, 126, 2015
- Kaltenegger L., Fridlund L., 2005, *Adv. Space Res.*, 36, 1114
- Kane S. R., Gelino D. M., 2011, *ApJ*, 741, 52
- Kane S. R., Gelino D. M., 2012, *PASP*, 124, 323
- Kasting J. F., Whitmire D. P., Reynolds R. T., 1993, *Icarus*, 101, 108
- Kita R., Rasio F., Takeda G., 2010, *Astrobiology*, 10, 733
- Kitzmann D., Patzer A. B. C., von Paris C., Godolt M., Rauer H., 2011, *A&A*, 534, 63
- Lammer H. et al., 2007, *Astrobiology*, 7, 185
- Lépine S., Gaidos E., 2011, *AJ*, 142, 138
- Lissauer J. J., 2007, *ApJ*, 660, 149
- McKay D. S. et al., 1996, *Sci*, 273, 924
- Mandell A. M., Raymond S. M., Sigurdsson S., 2007, *ApJ*, 660, 823
- Maurin A. S., Selsis F., Hersant F., Belu A., 2012, *A&A*, 538, 95
- Montgomery R., Laughlin G., 2009, *Icarus*, 202, 1
- Muirhead P. S. et al., 2012, *ApJ*, 747, 144
- Neuhäuser R., Schmidt T. O. B., 2012, e-print (arXiv:1201.3537)
- Ogihara M., Ida S., 2009, *ApJ*, 699, 824
- Pantin E., Salmon J., Charnoz S., 2010, in Boccaletti A., ed., *Proceedings of the conference In the Spirit of Lyot 2010: Direct Detection of Exoplanets and Circumstellar Disks*, October 25–29, 2010. Univ. of Paris Diderot, Paris, France, p. 80
- Pepe F. et al., 2011, *A&A*, 534, 58
- Perry R. H., Green D. W., Maloney J. O., 1997, *Perry's Chemical Engineer's Handbook*, 7th edn. McGraw-Hill, New York
- Pinotti R., Arany-Prado L., Lyra W., Porto de Mello G. F., 2005, *MNRAS*, 364, 29
- Porto de Mello G., Del Peloso E. F., Ghezzi L., 2006, *Astrobiology*, 6, 2
- Putzig N. E., Mellon M. T., 2007, *Icarus*, 191, 52
- Santos N. C., Israelian G., García López R. J., Mayor M., Rebolo R., Randich S., Ecuivillon A., Domingues Cerdeña C., 2004, *A&A*, 427, 1085
- Schneider J., 2012, *Extrasolar Planets Encyclopaedia* (<http://exoplanet.eu>)
- Schneider J., Dedieu C., Le Sidaner P., Savalle R., Zolotukhin I., 2011, *A&A*, 532, A79
- Scott E. R. D., Yamaguchi A., Krot A. N., 1997, *Nat*, 387, 377
- Seager S., Ford E. B., Turner E. L., 2002, in Dressler A. M., ed., *Proc. SPIE Vol. 4835, Future Research Direction and Visions for Astronomy*. SPIE, Bellingham, p. 79
- Seborg D. E., Edgar T. F., Mellichamp D. A., 1989, *Process Dynamics and Control*. John Wiley & Sons, New York
- Secchi A. R., 2010, *DASSLC: User's Manual Version 3.7*. PEQ/COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Brazil (available at <http://www.enq.ufrgs.br/enqlib/numeric/numeric.html>)
- Selsis F., Wordsworth R. D., Forget F., 2011, *A&A*, 532, 1
- Skogestad S., Postlethwaite I., 2005, *Multivariable Feedback Control*. John Wiley & Sons, New York
- Spencer J. R., 1990, *Icarus*, 83, 27
- Spiegel D. S., Raymond S. N., Dressing C. D., Scharf C. A., Mitchell J. L., 2010, *ApJ*, 721, 1308
- Spiegel D. S., 2010, preprint (arXiv:1010.2197)
- Spiegel D. S., Menou K., Scharf C. A., 2008, *ApJ*, 681, 1609
- Tarter J. C. et al., 2007, *Astrobiology*, 7, 30
- Tarter J. C. et al., 2010, in Hoover R. B., Levin G. V., Rozanov A. Y., Davies P. C. W., eds, *Proc. SPIE Vol. 7819, Instruments, Methods, and Missions for Astrobiology XIII*. Am. Inst. Phys., New York, p. 781902
- Teixeira T. C. et al., 2009, *A&A*, 494, 237
- Unwin S. C. et al., 2008, *PASP*, 120, 38
- Vogt S. S., Butler R. P., Rivera E. J., Haghighipour N., Henry G. W., Williamson M. H., 2010, *ApJ*, 723, 954
- Watson A., Lovelock J., 1983, *Tellus B*, 35, 284
- Williams D. M., Pollard D., 2002, *Int. J. Astrobiol.*, 1, 61
- Wordsworth R. D., Forget F., Selsis F., Millour E., Charnav B., Jean-Baptiste M., 2011, *ApJ*, 733, L48
- Wright J. T. et al., 2011, *PASP*, 123, 412

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



Zero age planetary orbit of gas giant planets revisited: reinforcement of the link with stellar metallicity

R. Pinotti,^{1,2*} H. M. Boechat-Roberty¹ and G. F. Porto de Mello¹

¹Observatório do Valongo, Universidade Federal do Rio de Janeiro – UFRJ, Ladeira Pedro Antônio 43, 20080-090 Rio de Janeiro, RJ, Brazil

²Petrobras, Av. Henrique Valadares, 28, 20231-030 Rio de Janeiro, RJ, Brazil

Accepted 2016 October 4. Received 2016 September 29; in original form 2016 August 8

ABSTRACT

In 2005, we suggested a relation between the optimal locus of gas giant planet formation, prior to migration, and the metallicity of the host star, based on the core accretion model, and radial profiles of dust surface density and gas temperature. At that time, less than 200 extrasolar planets were known, limiting the scope of our analysis. Here, we take into account the expanded statistics allowed by new discoveries, in order to check the validity of some premises. We compare predictions with the present available data and results for different stellar mass ranges. We find that the zero age planetary orbit (ZAPO) hypothesis continues to hold after an order of magnitude increase in discovered planets. In particular, the prediction that metal-poor stars harbour planets with average radii distinctively lower than metal-rich ones is still evident in the statistics, and cannot be explained by chaotic planetary formation mechanisms involving migration and gravitational interaction between planets. The ZAPO hypothesis predicts that in metal-poor stars the planets are formed near their host stars; as a consequence, they are more frequently engulfed by the stars during the migration process or stripped of their gaseous envelopes. The depleted number of gas giant planets around metal-poor stars would then be the result of the synergy between low formation probability, as predicted by the core accretion model, and high destruction probability, for the ones that are formed.

Key words: planets and satellites: formation – planets and satellites: gaseous planets – protoplanetary discs – stars: abundances.

1 INTRODUCTION

About 11 yr ago, less than 200 extrasolar planets were known, and the most successful technique employed was the radial velocity, which was used for the discovery of the first one, 51 Peg (Mayor & Queloz 1995). After that, the transit method became increasingly more effective, and, when used by the *Kepler* mission (D’Angelo, Durisen & Lissauer 2010; Morton et al. 2016), it surpassed the radial velocity method and helped us to unveil thousands of candidate planets, pushing the statistics to the present level of more than 3400 confirmed planets (Schneider et al. 2011).

In 2005, we proposed a relation between the optimal locus of gas giant planet formation, prior to migration, and the metallicity of the host star, which can be considered as a proxy of the metallicity of the protoplanetary disc (Pinotti et al. 2005). In order to build the model, we assumed a number of premises; the most fundamental one is that the planet formation mechanism is the core accretion (Pollack et al. 1996; D’Angelo, Durisen & Lissauer 2010), in which dust evolves to planetesimals. These planetesimals, in turn, form a rocky nucleus a few times the Earth’s mass, which will then capture an appreciable amount of gas from the protoplanetary disc until its final mass

reaches $\sim 10^2$ – 10^3 Earth mass. Radial profiles of disc temperature and dust surface density were obtained from the literature; considering also that the dust surface density profile is altered by changing the disc’s metallicity, we developed a quantitative relation, which dictates that the optimum region of planet formation shifts outward for higher metallicity, reaching asymptotic values for both high and low values of metallicity Z . This behaviour seemed to explain why, with the statistics available at the time, metal-poor stars tended to harbour planets with smaller orbital radius when compared with metal-rich ones. When used in a plot of stellar metallicity versus planet semimajor axis (SMA), the relation forms an S-shaped curve, which we called zero age planetary orbit (ZAPO).

The dearth of gas giant planets around metal-poor stars is a well-known observational fact (Gonzalez 1997; Fisher & Valenti 2005; Sozzetti et al. 2009; Schlaufman and Laughlin 2011; Mortier et al. 2012) and a natural consequence of the core accretion mechanism because the resulting lower dust surface density would affect the formation of the rocky core (Pollack et al. 1996), and because a low-metallicity protoplanetary disc has possibly a shorter lifetime, affecting the probability of the formation of a fully mature gas giant planet (Ercolano & Clarke 2010; Yasui et al. 2010). Our hypothesis would add a new cause to the observed scarcity of planets around metal-poor stars, i.e. the smaller formation radius would

* E-mail: rpinotti@astro.ufrj.br

increase the fraction of planets engulfed by their stars during the migration process. Furthermore, a fraction of the ones that escaped engulfment, orbiting very close to their stars and with low bulk densities, would arguably have their gaseous envelop stripped off, and become super-earths or perhaps even smaller planets in the process (Valsecchi, Rasio & Steffen 2014; Lundkvist et al. 2016; Pinotti and Boechat-Roberty 2016).

In this paper, we use the new available statistics to assess the validity of some of our premises, check if the predictions are still valid, and compare results for different stellar mass ranges. In Section 2, we briefly review the development of the ZAPO curve; in Section 3, the current statistics of extrasolar planets is discussed and filtered out according to a specific set of criteria, in the light of our objectives; in Section 4, we present the results and discuss them; in Section 5, we state the main conclusions of our work.

2 THEORETICAL FRAMEWORK

A more detailed development of the hypothesis and its mathematical framework can be found in Pinotti et al. (2005). Let P be the probability of gas giant planet formation as a function of radius, which can be considered proportional to the dust surface density σ_S (Wetherill 1996; Lineweaver 2001). P can also be assumed to be inversely proportional to the disc mid-plane temperature, T , in order to account for the gas accretion.

Thus, we can write

$$P \propto (\sigma_S/T). \quad (1)$$

The literature assumes that the radial profiles of σ_S and T are in the form of power laws:

$$\sigma_S \propto r^{-\alpha}, \quad (2)$$

$$T \propto r^{-\beta} + t, \quad (3)$$

where t is a constant, at least for a given stellar mass. Taking into account our hypothesis that the probability is also a function of the metallicity, i.e. $P = P(r, Z)$, where $Z = [\text{Fe}/\text{H}]$, we assume that $\alpha = \alpha(Z)$ and $\beta = \beta(Z)$.

The optimum value of equation (1) is calculated by

$$dP = \frac{\partial P}{\partial r} dr + \frac{\partial P}{\partial Z} dZ = 0.$$

Using equations (1)–(3), from $\partial P / \partial r = 0$, we derive the optimum formation radius:

$$r_{\text{opt}}^\beta = \left(\frac{\beta - \alpha}{t\alpha} \right). \quad (4)$$

A flatter dust surface density profile will push the optimal radius outward. Further considerations give us an appropriate form of $\alpha(Z)$ and $\beta(Z)$:

$$\alpha(Z) = \alpha_a(1 + e^{-\zeta(Z)}), \quad (5)$$

$$\beta(Z) = \beta_a(1 + e^{-\zeta(Z)}), \quad (6)$$

where α_a and β_a are the asymptotic values at high metallicity, and ζ is given by $\zeta(Z) = c(Z - Z_0)$. Using equations (5) and (6) in equation (4), we obtain

$$r_{\text{opt}}(Z) = \left(\frac{\beta_a - \alpha_a}{t\alpha_a} \right)^{1/\beta(Z)} \quad (\text{in arbitrary units}). \quad (7)$$

The population of young planets, not yet influenced by migration, at least to a significant degree, will follow a curve, dubbed ZAPO, for ZAPO in a metallicity versus SMA diagram.

The curve has two asymptotic values: 1 for large negative values of Z and $(\frac{\beta_a - \alpha_a}{t\alpha_a})^{1/\beta_a}$ for large positive values of Z . To rescale 1 arbitrary unit to au we consider 1 arbitrary unit = γ^{-1} au.

In order for us to draw an estimate of a migration process which would displace the entire ZAPO curve to a lower value and form different populations of migrated planets, we introduce in equation (7) the fraction n , so that

$$r(Z, n) = nr_{\text{opt}}(Z). \quad (8)$$

3 CURRENT STATISTICS ON EXTRASOLAR PLANETS AND FILTERING CRITERIA

The Extrasolar Planets Encyclopaedia (Schneider et al. 2011), which was used in our analysis, listed 3406 planets as of 2016 May 12; this number increases steadily as new discoveries are made on a weekly basis. This scenario presents an order of magnitude increase relative to 2005, when less than 200 planets were known. Back then, the radial velocity method was the main tool for finding planets, and its bias towards massive planets orbiting near their host stars was evidenced by the fact that the first one discovered around a main-sequence star was the Hot Jupiter 51 Peg (Mayor & Queloz 1995). The prevalence of massive planets in the statistics was, in the light of our work, an advantage; however, their short orbits also indicated that migration in large scale was a common phenomenon, so that there would, probably, not be many planets in wide and undisturbed orbits available for the calibration of the ZAPO curve.

Today, the transit method helped us to compensate the bias towards massive planets, mainly with the contribution of the *Kepler* mission (Lissauer, Dawson & Tremaine 2014; Morton et al. 2016). Still, around 20 per cent of the discovered planets fall in the category of Hot Jupiters, gas giants with orbits smaller than 0.1 au. Studies indicate that they are expected to be present in 1.2 per cent of the F, G and K dwarfs in the solar neighbourhood (Wright et al. 2012), an estimate which is still not well established (Wang et al. 2015).

The next step in our analysis is to filter out the available data; we used the same line of criteria as in Pinotti et al. (2005), with some additions:

- (i) The planets must have estimates of mass.
- (ii) The planet orbit must have known SMA and eccentricity.
- (iii) The host stars must have estimates of mass and metallicity.

(iv) We need to set upper and lower limits for the mass of the planets in order for them to be considered as gas giants. As for the upper limit, the literature and the IAU (Jorissen, Mayor & Udry 2001; IAU 2003) consider it to be 13 Jupiter mass (M_J). Adopting this limit, and taking into consideration the fact that planets discovered by the radial velocity method have, on average, 1.3 times the minimum mass measured, we define 10 M_J as the upper limit for planets discovered by radial velocity and 13 M_J for planets discovered by other methods. As for the lower limit, we adopted a value of 0.3 M_J , which is accepted by researchers (D'Angelo, Durisen & Lissauer 2010; Brucalassi et al. 2016; Lissauer, private communication). This value should be considered as conservative, since planets with mass below 0.3 M_J could be considered as gas giants, if their composition is dominated by H and He; moreover, there are planets which were once gas giants but had most of their outer layers stripped off by stellar radiation, and would be gas giants, which did not have time enough to accrete a sufficient amount of gas from the protoplanetary disc due to its fast dissipation; following the same argument for the radial velocity method and others, the lower limits were set as 0.23 and 0.3 M_J , respectively.

Table 1. Details of the sample of selected planets.

Stellar mass range ($M_{\odot}$)	Average stellar mass ($M_{\odot}$)	Number of planets
<0.8	0.65	38
$0.8 \leq M_{\odot} \leq 1.2$	1.02	282
$1.2 < M_{\odot} \leq 1.6$	1.36	138
>1.6	1.91	46

(v) In the case of multiple systems, only the most massive planet is considered, since it is the one that was supposedly formed at the optimal locus.

(vi) We did not consider planets around pulsars because the orbits of these planets have probably been substantially altered during the final stages of stellar evolution.

(vii) Gas giant planets with SMA in excess of 12 au were most probably not originated by the core accretion mechanism due to low dust surface density, or were dislocated to the current orbit by planet–planet interaction (Scharf & Menou 2009); moreover, observational evidence indicates that young gas giant planets are rare beyond 10 au (Biller 2014). Since Saturn is located at 10 au and seems not to have migrated extensively, we set the upper SMA for our study at 12 au.

(viii) High eccentricities indicate planet–planet interaction (Adams & Laughlin 2003; Chatterjee et al. 2008; Jurić & Tremaine 2008; Brucalassi et al. 2016; Bryan et al. 2016), which could have altered the original SMA of the planet; this phenomenon may be more frequent in metal-rich stars (Dawson & Murray-Clay 2013). Although there is no established eccentricity limit beyond which planet–planet interaction is certain to have happened, we chose a value sufficiently high in order for us to eliminate almost certain anomalies, in view of our objectives. So, in our study we did not consider planets with eccentricities higher than 0.4.

By using this set of criteria, the sample of more than 3400 planets available (Schneider et al. 2011) was reduced to 504.

Our model does not explicitly depend on the stellar mass; although this parameter influences considerably the temperature profile of the protoplanetary disc and the mass surface density (Andrews 2015). Using Pinotti et al. (2005), we derived the ZAPO curve for a sample of 72 stars with mass $(1.0 \pm 0.2) M_{\odot}$. The present sample of extrasolar planets allows us to probe the ZAPO curve for different stellar mass ranges and draw interesting conclusions, as will be shown in the next section.

4 RESULTS AND DISCUSSION

Table 1 shows a stratification of the 504 planets of our sample by stellar mass. The group of planets orbiting stars with mass below $0.8 M_{\odot}$ is quite sparse, compared with the groups orbiting more massive stars. The subgroup for $0.8 \leq M_{\odot} \leq 1.2$ contains 282 planets, almost four times the number of planets used in Pinotti et al. (2005) for the fitting of the ZAPO curve parameters. Fig. 1 reproduces the metallicity (Fe/H) versus SMA plot of planets and the ZAPO curve of Pinotti et al. (2005), and Fig. 2 shows the present group of planets as well as the same ZAPO curve. In both figures, Jupiter is included, since it was considered, in Pinotti et al. (2005), as a planet that suffered mild or no migration (see Section 4.1) and was used for the calibration of the curve. Our premise that the most massive planet of a system with more than one gas giant planet is the one that probably formed at the optimum locus may cast doubts when the masses are similar, due to secondary effects, but in the case of the Solar system, the mass difference between Jupiter and

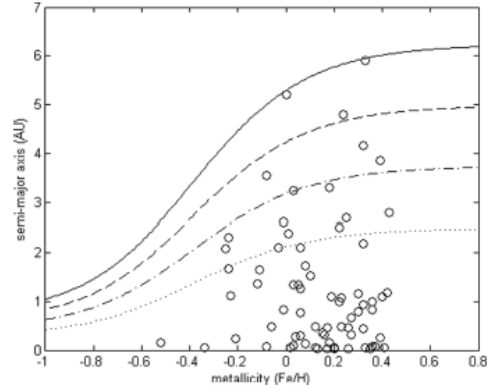


Figure 1. Reproduction of figure from Pinotti et al. (2005), showing the 72 planets used at the time, and ZAPO curve ($n = 1$, full line), $0.8 \times$ ZAPO (dashed), $0.6 \times$ ZAPO (dash-dot) and $0.4 \times$ ZAPO (dotted).

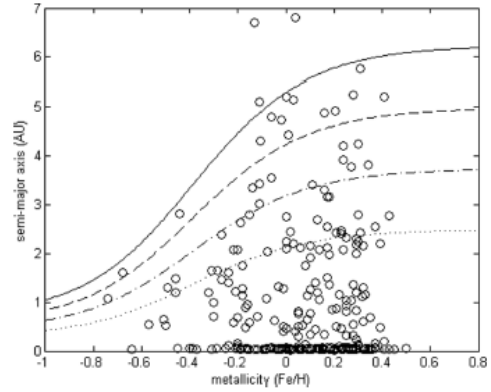


Figure 2. The same ZAPO curves of Fig. 1, with the current group of 282 known planets around stars with mass in the range of $0.8 \leq M_{\odot} \leq 1.2$.

Saturn is large enough for our purposes. By adopting Jupiter as a reference we did not mean that its distance is the maximum one that a (gas giant) planet in a solar-metallicity star can be formed; only this is probably the optimum locus for planet formation for a star with such metallicity.

The two groups present the same general behaviour, that is, a higher dispersion of SMA for higher metallicity, and smaller values of *average and dispersion* of SMA for lower metallicity. The second set of characteristics is a specific prediction of our original paper: for metal-poor stars, the population of planets would tend to be concentrated at smaller SMA. Furthermore, the sparse population would be a result not only of the low formation probability – which the core accretion theory alone predicts – but also because some of the formed planets (intrinsically closer to their stars) would have a higher probability of being engulfed by their stars during the migration process.

The ZAPO curve, which is supposed to be the optimum locus for planet formation, can also be interpreted, due to the migration process, as an indication of upper bound region, and consequently most of the planets should be located below it. Indeed, most of the recent planets in our group, 282 planets, are below the original

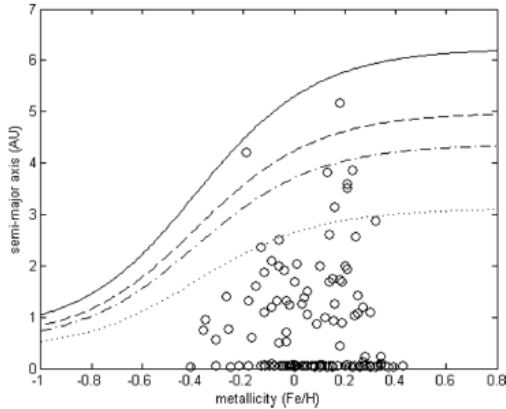


Figure 3. SMA as a function of metallicity (Fe/H) for the group of planets around stars with mass between 1.2 and $1.6 M_{\odot}$. ZAPO curve ($n = 1$, full line), $0.8 \times$ ZAPO (dashed), $0.7 \times$ ZAPO (dashdot) and $0.5 \times$ ZAPO (point).

ZAPO curve, giving credence to the physical premises that led to its development. It should be noted in this respect that the planets HD 47536 b (Fe/H = -0.68 , SMA = 1.61 au) and HD 11755 b (Fe/H = -0.74 , SMA = 1.08 au), at very low metallicities, and unknown in 2005, are located below the ZAPO curve. The only planets in this group which are not compatible with the scenario of the ZAPO curve and the curves for migrated planets are the planets HD 150706 b (Fe/H = -0.13 , SMA = 6.7 au) and HD 142 c (Fe/H = 0.04 , SMA = 6.8 au). However, the orbital eccentricity of HD 150706 b is 0.38 , very close to our limit, so its orbit could have been substantially altered by planet–planet interaction. HD 142 hosts two Jupiter-sized planets, and possibly a third (Wittenmyer et al. 2012), and interaction between planets could also be an explanation for the orbit of HD 142 c.

In order for us to probe the validity of the ZAPO curve for different stellar mass ranges, we used a group of 138 planets orbiting stars of $1.2 < M_{\odot} < 1.6$, as shown in Fig. 3. The same two characteristics discussed before for the group in stars with mass $0.8 \leq M_{\odot} \leq 1.2$ are present in this plot, and the original ZAPO curve is still an upper bound, although the general group has a smaller SMA average. This difference between the groups could possibly be explained by the difference in protoplanetary disc mass, which is higher for the population of planets around more massive stars. A higher mass disc would favour type I migration (Lubow & Ida 2010), and the protoplanet would migrate more extensively before becoming sufficiently massive to open a gap in the disc and initiate a milder, type II migration. Fig. 3 also displays curves for migration, for 0.8 , 0.7 and 0.5 times the ZAPO curve.

The group of planets around more massive stars exhibits a different behaviour. Fig. 4 shows a plot of metallicity versus SMA for the 46 planets around stars with mass higher than $1.6 M_{\odot}$. Two characteristics are unique, relative to the other groups. First, there seems to be no preference for high-metallicity stars, as the planets are more or less evenly distributed along the Fe/H axis. Secondly, there is an obvious lack of Hot Jupiters in this group, that is, Jupiter mass planets with SMA < 0.1 au, and the average SMA is higher than in other groups. These characteristics have been noticed before (Pasquini et al. 2008; Haywood 2009). Although the group number is still small to derive definitive conclusions, these characteristics

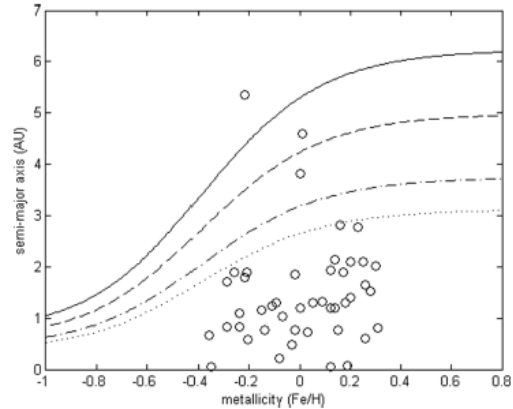


Figure 4. SMA as a function of metallicity (Fe/H) for the group of planets around stars with mass higher than $1.6 M_{\odot}$. ZAPO curve ($n = 1$, line), $0.8 \times$ ZAPO (dashed), $0.6 \times$ ZAPO (dashdot) and $0.5 \times$ ZAPO (point).

could be explained by the basic properties of the star and protoplanetary disc. High-mass stars tend to have high-mass discs (Mohanty et al. 2013; Andrews 2015; Johnston et al. 2015; Ansdell et al. 2016; Osorio et al. 2016), so that a large quantity of dust is settled in the mid-plane, independently of the metallicity, and consequently diluting the dust surface density radial gradient, and inhibiting the relation between metallicity and the optimum formation radius. Even if the radial gradient is not affected, the higher concentration of dust particles would lead to higher coagulation rates (Brauer, Dullemond & Henning 2008), so that the average dust particle size along the radius would be high enough for the effect of metallicity to be weakened; moreover, stochastic circumstances like turbulence in the disc could take the upper hand, and there would be no particular optimum locus for formation. We think that this scenario is more plausible than the possibility that the correlation between metallicity and giant planet frequency is not related to the formation process (Haywood 2009), based on the available sample of more massive stars.

The scarcity of Hot Jupiters and planets close to their stars (only 3 out of 46 planets have SMA shorter than 0.1 au) is conceivably caused by the rapid photoevaporation of the inner protoplanetary disc, due to the intense XUV radiation from the massive stars. The inner hole in the protoplanetary disc would prevent extensive planet migration, since the main migration processes require interaction between the planet and a disc of gas and dust (Lubow & Ida 2010). Most of the planets in this group lie below the curve $0.5 \times$ ZAPO, which indicates either an optimum formation locus near the star or a more pronounced migration process; the latter possibility would be caused by the more massive protoplanetary discs.

Finally, the group of planets orbiting low-mass stars ($< 0.8 M_{\odot}$), shown in Fig. 5, is too small (see Table 1) for us to draw any conclusions, but all planets are bounded by the ZAPO curve in the metallicity versus SMA diagram. The modest frequency of giant planets orbiting low-mass stars is an observational fact (Johnson et al. 2010) and also a probable consequence of the correlation between stellar and protoplanetary disc masses mentioned before.

A potential selection effect in our sample that could explain the lack of planets with long orbits around metal-poor stars refers to the sensitivity of the radial velocity method, together with the tendency of metal-poor stars to be further from the Sun than the metal-rich

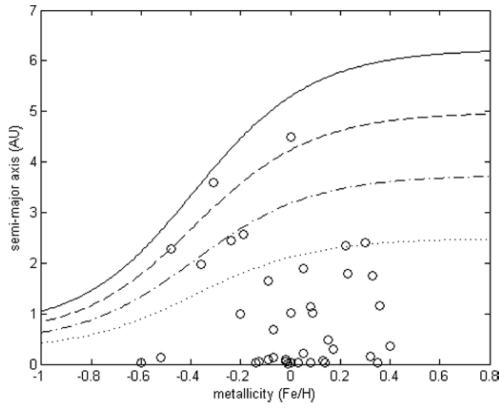


Figure 5. SMA as a function of metallicity (Fe/H) for the group of planets around stars with mass lower than $0.8 M_{\odot}$. ZAPO curve ($n = 1$, line), $0.8 \times$ ZAPO (dashed), $0.6 \times$ ZAPO (dashdot) and $0.4 \times$ ZAPO (point).

ones. The technique of radial velocity is indeed somewhat less sensitive in metal-poor stars, not so much because of the distance from the Sun but because metal-poor stars have weaker line spectra – less clear Doppler signals being a consequence. This might be relevant, and we have analysed a plot of metallicity versus stellar distance for the sub-sample with planets detected by radial velocity (283 out of 504, which also have star distance), in order to check for tendencies. None was detected – that is, no preference for metal-poor stars at smaller distances. Moreover, the most distant star with a planet detected by radial velocity was a metal-poor one, at 1500 pc (HD 240237, with $\text{Fe}/\text{H} = -0.26$). And most of the stars lie below 500 pc. This result, together with the fact that a sizable fraction of the 504 planets were detected via primary transit, which is not subjected to the bias considered here, leads us to conclude that this effect is not apparent and does not affect our results.

Looking at Figs 2–5, it would appear that another selection effect is present, that is, only around the lowest mass stars that low-metallicity planets are found, reflecting the possibility that the lowest mass stars may be, on average, older than the higher mass stars and are more likely to be metal-poor. The average age of the stars in our groups increases as the mass range decreases – 2 Gyr for the group with $M_{\text{star}} > 1.6 M_{\odot}$, 3.1 Gyr for the group with $1.2 M_{\odot} < M_{\text{star}} \leq 1.6 M_{\odot}$, 5.4 Gyr for the group with $0.8 M_{\odot} < M_{\text{star}} \leq 1.2 M_{\odot}$, and finally 3.6 Gyr for the group with $M_{\text{star}} < 0.8 M_{\odot}$, although the last one is not probably the representative because there are a few stars in this group and some of them have no age estimate. However, after examining each group, we found that there is no clear correlation between stellar metallicity and stellar mass, or between stellar metallicity and stellar age. We conclude that this selection effect is real, but not relevant for short range stellar masses. The physical premises of the ZAPO curve remain the same for each group of stellar mass, only that a more accurate parametrization of the curve for high-mass stars may not be possible, even with future discoveries, due to the scarcity of high-mass and low-metallicity stars in the observable field.

4.1 Recent theoretical and observational researches relevant to our hypothesis

The radial gradient in dust surface density in the form of a power law with the radius, caused by dust settling and inward drift, is well

established (Brauer, Dullemond & Henning 2008; Roberge & Kamp 2010), as well as the radial gradient of gas temperature, also following a power law with radius, and the power law indices are relatively loose parameters in the models (Miguel, Guilera & Brunini 2011). But the fast dust migration, together with particle fragmentation due to destructive collisions, is a theoretical challenge to the coagulation process, which leads to larger bodies impervious to drifting (Brauer, Dullemond & Henning 2008) and apt to form planetary embryos. Planetesimal formation from grains thus remains an unsolved problem, despite the progress in laboratory studies and in numerical simulations coupled with analytic theory (Youdin 2010). The clumping process is likely highly correlated with the metallicity of the host star (Johansen, Youdin & Mac Low 2009) and possibly correlated with the water content in protoplanetary discs (Gundlach & Blum 2015).

Observations by the *Spitzer* satellite indicate outward migration of crystalline silicate grains in discs around T Tauri stars and other young star clusters with different ages (Olofsson et al. 2009; Oliveira et al. 2011); this evidence of outward forces, along with turbulence, might disperse the predicted bump in the radial profile of solid surface density caused by the so-called snow line (Owen 2014; Hubbard 2016), which is considered as a possible optimum locus for giant planet formation (Martin & Livio 2012; Ros & Johansen 2013; Zhang et al. 2013).

Our parametrization of the ZAPO curve used Jupiter as a gas giant which suffered mild or no migration (Franklin & Soper 2003). However, recent simulation research, notably the Grand Tack model (Walsh et al. 2011), holds that Jupiter is formed at ~ 3.8 au and, subsequently, may have suffered inward as well as outward migration, before a stable orbit was reached at 5.2 au. This model explains the small size of Mars, a long-standing problem in the Solar system formation simulation. The Grand Tack model is not without potential problems (Raymond & Morbidelli 2014), and the original ZAPO curve, based on the core accretion formation mechanism, accounts for most of the planets in the present sample of gas giants, which gives our model credence. Furthermore, the study of Jupiter twins and long-period gas giants indicates a considerable population of planets with a period sufficiently long to imply *in situ* formation (Wittenmyer et al. 2011, 2016; Bryan et al. 2016; Rowan et al. 2016). Future simulation developments and a wider sample of extrasolar planets will indicate if the hypothesis of an unmigrated or mildly migrated Jupiter is reasonable or not.

Our filtered sample of 504 planets contains 14 planets in multiple-star systems, one of which is a circumbinary planet [Kepler-16 (AB) b]. Although the frequency of planets in multiple-star systems may be affected by the interaction of the protoplanetary disc with the companion star (Jensen, Mathieu & Fuller 1994; Wang et al. 2014), the planet formation process is the same for discs around single stars, and we did not exclude this class of planets from our sample.

The metallicity, as expressed by the ratio of iron atoms to hydrogen atoms, is a good proxy of the metal abundance of the protoplanetary disc, but details of the chemistry, that is, relative abundances of carbon, oxygen and other elements, probably play a role in planet formation process (Santos et al. 2015; Bitsch & Johansen 2016), and could affect the values of the parameters α_a , β_a and r , which, along with the metallicity, define the optimum formation radius in the ZAPO curve. The effect of the chemistry of protoplanetary discs on the ZAPO curve will be the subject of a forthcoming paper.

Mashian & Loeb (2016) mentioned our work as an example of metallicity restricting formation scenario *with* a supposed critical value. The ZAPO curve relates the metallicity of the host star to the

most probable locus of planet formation, and although the probability of planet formation $P(r, Z)$ decreases with metallicity, as is demonstrated in the available data, there is no critical value below which there is no planet formation. Besides, the planetary system mentioned by these authors is violating such a critical value, revolves around a star with $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.0$, and is comprised of two objects with 21.42 and 12.47 M_J. The first one is surely a brown dwarf and the second one is probably a brown dwarf as well, since the method used in the discovery is radial velocity.

The ZAPO curve is defined for the formation locus, prior to migration; studies indicate that short-period planets that orbit stars with higher metallicity do not contradict the hypothesis (Jenkins et al. 2016), since most planets exhibit a high degree of migration and are not used for the fitting of the curve.

5 CONCLUSIONS

The link between the orbital radius of gas giant planets and the metallicity of their host stars, expressed by the ZAPO curve, is still valid, and for a wider range of stellar masses as compared to our original proposition, after an increase of one order of magnitude in the statistics of discovered planets since 2005. While the best fitting of the curve may be subjected to improvements, its prediction that there will be very few planets with long orbits around stars with very low metallicity, is well verified and stands as a strong indicator of the validity of the ZAPO hypothesis.

ACKNOWLEDGEMENTS

We acknowledge the key role played by L. Arany-Prado in the development of the mathematical form of the ZAPO curve. We thank J. J. Lissauer for useful insights on the definition of a gas giant planet, and the anonymous referee, who pointed important issues for discussion that enriched the work. GFPM acknowledges grant 474972/2009-7 from CNPq/Brazil.

REFERENCES

Adams F. C., Laughlin G., 2003, *Icarus*, 163, 290
 Andrews S., 2015, *PASP*, 127, 961
 Ansdell M. et al., 2016, *ApJ*, 828, 46
 Biller B., 2014, in Booth M., Matthews B. C., Graham J. R., eds, *Proc. IAU Symp. 299, Exploring the Formation and Evolution of Planetary Systems*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 1
 Bitsch B., Johansen A., 2016, *A&A*, 590, A101
 Brauer F., Dullemond C. P., Henning Th., 2008, *A&A*, 480, 859
 Brucalassi A. et al., 2016, *A&A*, 592, L1
 Bryan M. L. et al., 2016, *ApJ*, 821, 89
 Chatterjee S., Ford E. B., Matsumura S., Rasio F. A., 2008, *ApJ*, 686, 580
 D'Angelo G., Durisen R. H., Lissauer J. J., 2010, in Seager S., ed., *Exoplanets*, University of Arizona Press, Tucson, p. 319
 Dawson R. I., Murray-Clay R. A., 2013, *ApJ*, 767, L24
 Ercolano B., Clarke C. J., 2010, *MNRAS*, 402, 2735
 Fisher D. A., Valenti J., 2005, *ApJ*, 622, 1102
 Franklin F. A., Soper P. R., 2003, *AJ*, 125, 2678
 Gonzalez G., 1997, *MNRAS*, 285, 403
 Gundlach B., Blum J., 2015, *ApJ*, 798, id. 34
 Haywood M., 2009, *ApJ*, 698, L1
 Hubbard A., 2016, *MNRAS*, 456, 3079
 IAU, 2003, IAU Working Group on Extrastellar Planets – Position Statement on the Definition of a Planet. Available at: www.dtm.ciw.edu/boss/definition.html
 Jenkins J. S. et al., 2016, *MNRAS*, preprint (arXiv:1603.09391)
 Jensen E. L. N., Mathieu R. D., Fuller G. A., 1994, *ApJ*, 429, L29

Johansen A., Youdin A., Mac Low M.-M., 2009, *ApJ*, 704, L75
 Johnson J. A., Aller K. M., Howard A. W., Crepp J. R., 2010, *PASP*, 122, 905
 Johnston K. G. et al., 2015, *ApJ*, 813, L19
 Jorissen A., Mayor M., Udry S., 2001, *A&A*, 379, 992
 Jurić M., Tremaine S., 2008, *ApJ*, 686, 603
 Lineweaver C. H., 2001, *Icarus*, 151, 307
 Lissauer J. J., Dawson R. I., Tremaine S., 2014, *Nature*, 513, 336
 Lubow S. H., Ida S., 2010, in Seager S., ed., *Exoplanets*. University of Arizona Press, Tucson, p. 347
 Lundkvist M. S. et al., 2016, *Nat. Commun.*, 7, 11201
 Martin R. G., Livio M., 2012, *MNRAS*, 425, L6
 Mashian N., Loeb A., 2016, *MNRAS*, 460, 2482
 Mayor M., Queloz D., 1995, *Nature*, 378, 355
 Miguel Y., Guilera O. M., Brunini A., 2011, *MNRAS*, 412, 2113
 Mohanty S. et al., 2013, *ApJ*, 773, 168
 Mortier A., Santos N. C., Sozzetti A., Mayor M., Latham D., Bonfils X., Udry S., 2012, *A&A*, 543, A45
 Morton T. D., Bryson S. T., Coughlin J. L., Rowe J. F., Ravichandran G., Petigura E. A., Haas M. R., Batalha N. M., 2016, *ApJ*, 822, 86
 Oliveira I., Olofsson J., Pontoppidan K. M., van Dishoeck E. F., Augereau J., Merín B., 2011, *ApJ*, 734, id 51
 Olofsson J. et al., 2009, *A&A*, 507, 327
 Osorio M. et al., 2016, *ApJ*, 825, L10
 Owen J. E., 2014, *ApJ*, 790, L7
 Pasquini L. et al., 2008, in Zhou J.L., Sun Y.S., Ferraz-Mello S., eds, *Proc. IAU Symp. 249, Exoplanets: Detection, Formation and Dynamics*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 209
 Pinotti R., Boechat-Roberty M. H., 2016, *P&SS*, 121, 83
 Pinotti R., Arany-Prado L., Lyra W., Porto de Mello G. F., 2005, *MNRAS*, 364, 29
 Pollack J. B., Hubickyj O., Bodenheimer P., Lissauer J. J., Podolak M., Greenzweig Y., 1996, *Icarus*, 124, 62
 Raymond S. N., Morbidelli A., 2014, in Knezevic Z., Lemaître A., eds, *Proc. IAU Symp. 310, Complex Planetary Systems*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 194
 Roberge A., Kamp I., 2010, in Seager S., ed., *Exoplanets*. Univ. Arizona Press, Tucson, p. 269
 Ros K., Johansen A., 2013, *A&A*, 552, A137
 Rowan D. et al., 2016, *ApJ*, 817, 104
 Santos N. C. et al., 2015, *A&A*, 580, L13
 Scharf C., Menou K., 2009, *ApJ*, 693, L113
 Schlaufman K. C., Laughlin G., 2011, *ApJ*, 738, 177
 Schneider J., Dedieu C., Le Sidaner P., Savalle R., Zolotukhin I., 2011, *A&A*, 532, A79
 Sozzetti A., Torres G., Latham D. W., Stefanik R. P., Korzennik S. G., Boss A. P., Carney B. W., Laird J. B., 2009, *ApJ*, 697, 544
 Valsecchi F., Rasio F. A., Steffen J. H., 2014, *ApJ*, 793, L3
 Walsh K. J., Morbidelli A., Raymond S. N., O'Brien D. P., Mandell A. M., 2011, *Nature*, 475, 206
 Wang J., Fischer D. A., Xie J., Ciardi D. R., 2014, *ApJ*, 791, 111
 Wang J., Fisher D. A., Horch E. P., Huang X., 2015, *ApJ*, 799, 229
 Wetherill G. W., 1996, *Icarus*, 119, 219
 Wittenmyer R. A. et al., 2016, *ApJ*, 819, 28
 Wittenmyer R. A. et al., 2012, *ApJ*, 753, 169
 Wittenmyer R. A., Tinney C. G., O'Toole S. J., Jones H. R. A., Butler R. P., Carter B. D., Bailey J., 2011, *ApJ*, 727, 102
 Wright J. T., Marcy G. W., Howard A. W., Johnson J. A., Morton T. D., Fisher D. A., 2012, *ApJ*, 753, 160
 Yasui C., Kobayashi N., Tokunaga A. T., Saito M., Tokoku C., 2010, *ApJ*, 723, L113
 Youdin A. N., 2010, *EAS Publ. Ser.*, Vol. 41, p. 187
 Zhang K., Pontoppidan K. M., Salyk C., Blake G. A., 2013, *ApJ*, 766, 82

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